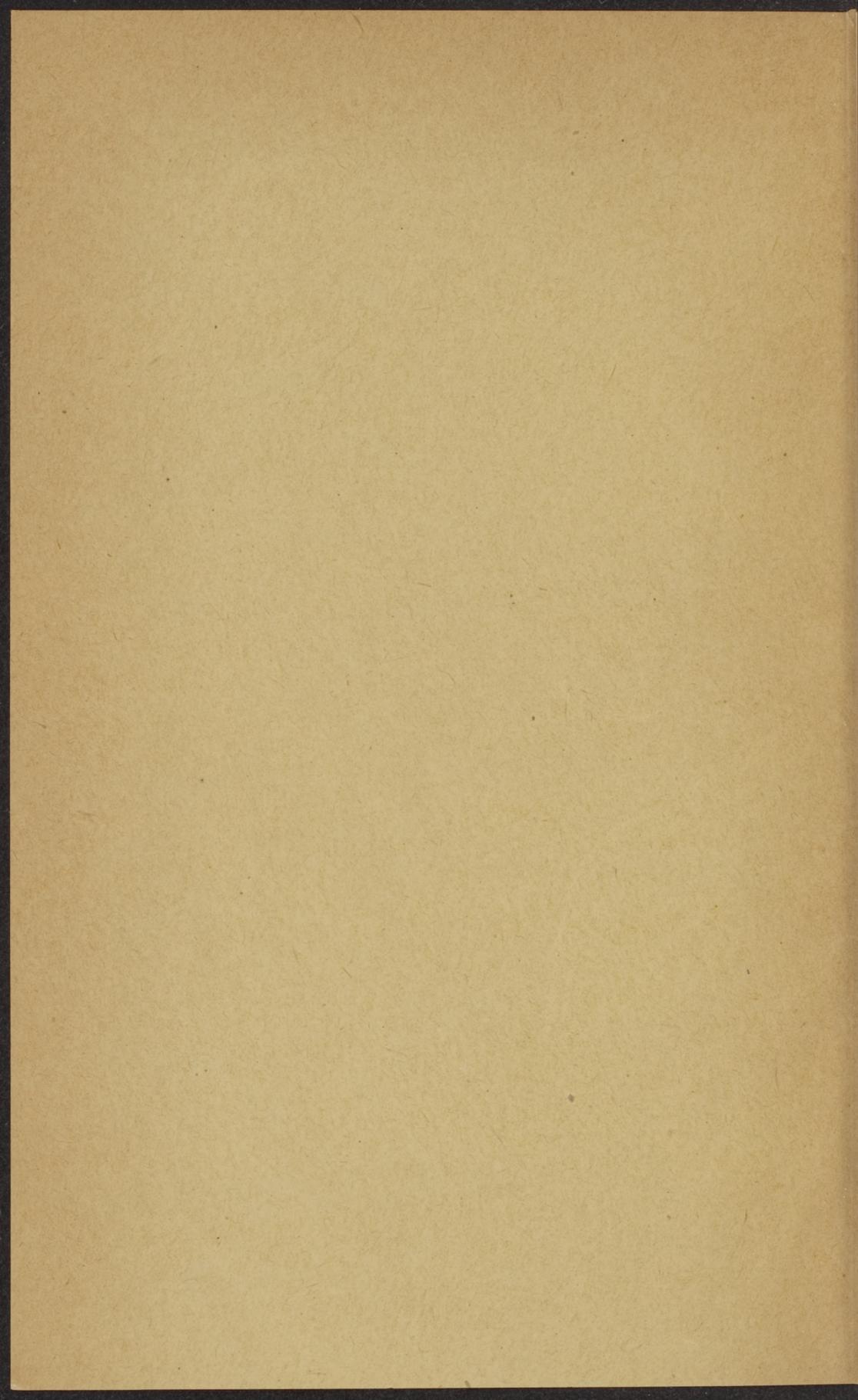


Universiteit Leiden



2 039 941 1

A. M. van Arkel



PHYSICA

PHYSICA

# PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT  
VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE

A. D. FOKKER, E. OOSTERHUIS,  
BALTH. VAN DER POL

ACHTSTE JAARGANG



'S-GRAVENHAGE  
MARTINUS NIJHOFF  
1928

# PHYSICA

WEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT  
VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE  
A. D. FORTUIN, D. GOSTINHOFF  
WALTHE VAN DER ZOO

WOLFFENBUTTEL



WOLFFENBUTTEL  
MARTINUS NIJHOF

1883



## INHOUD

### VERHANDELINGEN

	Blz.
Biermasz, L., Demonstratietoestellen ter verkrijging van figuren van Lissajous en zwevingsfiguren . . . . .	141
Boer, J. H. de, Adsorptie van gassen aan kristalvlakken van heteropolaire opgebouwde kristallen . . . . .	145
Clausing, P., Meting van den verblijftijd uit meevoe-ringsproeven . . . . .	289
Coster, D., Rede, uitgesproken bij de opening van het verbouwde natuurkundig laboratorium der Rijksuniversiteit te Groningen op 24 Maart 1928. . . . .	45
Ehrenfest, P., Grafrede. . . . .	101
Groeneveld, Y. B. F. J., Beschrijving van een toon-generator voor het opwekken van sinusvormige elektrische trillingen van hoorbare frequentie . . . . .	157
Groot, H., Vloeibare sterren. . . . .	205
Groot, W. de, De randvoorwaarde „concentratie gelijk nul” bij diffusie-problemen . . . . .	23
Fokker, A. D., H. A. Lorentz†. . . . .	1
Fokker, A. D., Lorentz' werk. . . . .	4
Fokker, A. D., Herdenkingsrede. . . . .	105
Fokker, A. D., Natuurkundige concepties van buiten-natuurkundig belang . . . . .	225
Haak, J. J., Een bijzonder geval van chromatische polarisatie . . . . .	34
Held, E. F. M. van der, Absolute intensiteitsmetingen aan een natriumbrander en daaruit berekenende verblijftijd	165
Jaarverslag van het Van der Waalsfonds 1927—1928. . . .	347
Jong, W. F. de, De werkingsstralen van de roosterdeeltjes in kristallen. Met een tabel . . . . .	129

	Blz.
Lakeman, C., en J. Th. Groosmuller, Over de theorie van Berek . . . . .	193
Lakeman, C., en J. Th. Groosmuller, Over Microscopische afbeeldingen . . . . .	199
Lakeman, C., en J. Th. Groosmuller, Over afbeeldingsverschijnselen van verlichte voorwerpen. . . . .	305
Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging, Adres . . . . .	181
Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging, Verslag Vergadering inzake Onderwijsbespreking . . . . .	173
Ornstein, L. S., en H. C. Burger, Het ontstaan van het Helium-spectrum . . . . .	111
Penning, F. M., De werking der positieve ionen bij een zelfstandige gasontlading . . . . .	13
Penning, F. M., Demonstratie van een nieuw photo-electrisch effect . . . . .	137
Prins, J. A., Absorptie en dispersie van Röntgenstralen . . . . .	68
Prins, J. A., Onze voorstelling omtrent de bouw van de stof . . . . .	257
Siertsema, L. H., Over de veranderlijkheid van oude standaardkilogrammen. . . . .	37
Spijkerboer, J., Een stralende bol in een verstrooiende atmosfeer . . . . .	323
Strutt, M. J. O., Dirac's $\delta$ -functie en de theorie der lineaire integraalvergelijkingen. . . . .	119
Strutt, M. J. O., Enkele hydrodynamische vraagstukken en hun electromagnetische beteekenis. . . . .	273
Terpstra, P., Een buitengewoon sterk dubbelbrekende kristalsoort. . . . .	95
Terpstra, P., De stelling van Fermat bij de homologe terugkaatsing in een optisch eenassig kristal . . . . .	269
Tuuk, J. H. van der, Over een anomaal verschijnsel in het Röntgengebied . . . . .	60
Van de Redactie . . . . .	93
Zernike, F., De grens van doorzichtigheid van lucht en van kwarts in het ultraviolet . . . . .	81
Zwikker, C., Samenvatting van de huidige gegevens over dampdrukken bij hoge temperaturen. . . . .	241
Zwikker, C., en G. Schmidt, Metingen over de soortelijke warmte van Wolfram tusschen $90^\circ$ en $2600^\circ$ absoluut . . . . .	329

BOEKBESPREKINGEN

	Blz.
Angerer, E. von, Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen . . . . .	216
Birtwistle, G., The new quantum-mechanics . . . . .	255
Boerman, J. W., M. Hellingman en K. M. Knip, Nieuw Leerboek der Physica . . . . .	191
Bouwers, A., Physica en techniek der Röntgenstralen . . . . .	123
Bouwman, Everh., Beknopt leerboek der Natuurkunde . . . . .	191
"    "    Leerboek der Natuurkunde . . . . .	192
"    "    Natuurkundige Vraagstukken . . . . .	192
Bragg, Sir William, and W. L., Stereoscope with stereograms of X-Rays crystalmodels . . . . .	89
Breitfeld, C., Analysis von Grundproblemen der theoretischen Wechselstromtechnik, VII . . . . .	220
Brombacher en Nauta, Natuurkunde, Mechanica en 't e-langrijkste over vloeistoffen, gassen en warmte . . . . .	285
Bull, Lucien, La Cinématographie . . . . .	251
Chary, Jean, La théorie de la relativité et la mécanique céleste I . . . . .	253
Cohen, Ernst, Physikalisch-Chemische Metamorphose . . . . .	186
Eddington, A. S., Sterren en Atomen . . . . .	186
Fabry, Charles, Eléments de thermodynamique . . . . .	282
Guertler, W., Metallographie. Bd. II. Teil II. Heft 6/7 . . . . .	221
Handbuch der Experimental physik, Band I . . . . .	88
Havinga, E., W. E. van Wijk, J. F. M. G. d'Aumérie, Planetarium-boek Eise Eisinga . . . . .	281
J Jeans, J. H., Astronomy and Cosmogony . . . . .	215
Julius, W. H., Leerboek der Zonnephysica . . . . .	126
Keen, R., Wireless Direction finding and directional Reception . . . . .	88
Kolkmeier, N. H., J. M. Bijvoet en A. Karssen, Voor-drachten over Röntgen-analyse van kristallen . . . . .	187
Kramers, H. A., en Helge Holst, De bouw der atomen . . . . .	184
Lämmel, Rudolf, Galileo Galilei im Licht des 20sten Jahr-hunderts . . . . .	254
Lodge, O., Der Aether upd die Wirklichkeit . . . . .	279
Martens, Fr., Physikalisch-technische Elektrizitätslehre . . . . .	188
Marx, E., Handbuch der Radiologie Bd. IV. Teil 3 . . . . .	219
Moll, W. J. H., en H. C. Burger, Leerboek der Natuurkunde, deel II en III . . . . .	127
Molenbroek, P., en J. Mulder, Leerboek der Natuurkunde . . . . .	124
Molenbroek, P., en J. Mulder, Leerboek der Natuurkunde voor Hoogere Burgerscholen en Gymnasia . . . . .	283
Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, Band V, 2 . . . . .	43
Pertz, E., Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Ver-drehungsausschwingverfahren . . . . .	282
Planck, Max, Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus . . . . .	280

	Blz.
Planck, Max, Einführung in die allgemeine Mechanik, zum Gebrauch bei Vorträgen sowie zum Selbstunterricht . . . . .	255
Planck, M., Einführung in die theoretische Optik . . . . .	189
Ponsinet, J., Principes de l'Electrochimie . . . . .	189
Proceedings of the Optical Convention 1926 . . . . .	217
Rabinowitsch, E., Die Elemente der achten Gruppe des periodischen Systems I. Die Edelgase . . . . .	251
Raibaud, J., Appareils et Méthodes de Mesures Mécaniques . . . . .	222
Sluiter, Dr. C. H., Electronen en Atomen . . . . .	218
Smith, D. M., Visual lines for spectrum analysis . . . . .	286
Stark, J., Atomstruktur und Atombindung . . . . .	282
Thomson, J. J., Beyond the electron . . . . .	285
Wulf, Theodor, Elektrostatische Versuche mit Anwendung des Universal-elektroskops . . . . .	190

# PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

---

8e JAARGANG

1928

NUMMER 1

---

---

H. A. LORENTZ †.

18 Juli 1853—4 Februari 1928.

Een groote droefheid maakt zich van ons meester.

Niet alleen van ons, die hem dagelijks, of elke week, of elke maand ontmoetten, niet alleen van de talloos vele landgenooten die hem te danken hebben voor een goede daad, een goed woord, een goed oogenblik, maar ook van de ongetelde vrienden in de groote wereld daarbuiten, gewonnen door zijn blik, ontwapend door zijn goedheid, opgenomen door den helderen stroom zijner gedachten.

Wij zullen allen een eindpunt missen, waarheen onze gedachten met liefhebbenden eerbied konden uitgaan. De draden zijn geknapt, de stroom is verbroken.

Wij staan met bewondering stil, met bewondering en stil ontzag, voor dat ongebroken, innerlijke gave, tot het einde toe levende leven, voor dat sterk volgehouden geloof in eerlijken eenvoud en oprechten menschenmin, voor die halve eeuw van dienend leiden.

Het wetenschappelijke levenswerk van Lorentz dekt en sluit af een periode, de klassieke periode der natuurkunde. Hij was de brug die leidde van Fresnel en Maxwell naar den tijd waarin wij leven. Fresnel stierf in 1827, Maxwell in 1879, wij schrijven thans 1928. Fresnel was de man, die de golftheorie van het licht ophief en als de eenig mogelijke theorie der interferentie- en buigingsverschijnselen tot haar recht deed komen. Hij durfde het eerst uit het voorkomen van gepolariseerde lichtbundels besluiten tot de transversaliteit der trillingen, dat wil zeggen tot de

vastheid van den „elastischen aether” dien men zich vóór hem niet anders dan als ijl fluidum had kunnen voorstellen. Hij concludeert tot de beperkte medesleeping van dien aether door de ponderable lichamen: aan den voorkant zou die door de lichamen worden opgenomen, aan de achterzijde wederom afgescheiden, overigens zou de aether volstrekt stilstaan. Maxwell concludeert uit zijn theorie tot den electromagnetischen aard van het licht, de transversaliteit der trillingen is een onmiddellijk gevolg uit de grondvergelijkingen. Maxwell legt ook, na het voorafgegane werk van Clausius, den grondslag voor de moleculair-kinetische theorieën.

Wij allen weten hoe Lorentz dit heeft voortgezet, de moleculaire theorieën heeft verdiept, en toegepast ook op het gebied van het electromagnetisme. De electronentheorie heeft hij, vasthoudende aan den stilstaanden aether van Fresnel, uitgewerkt en daarmee de afleiding gegeven van den meesleepingscoëfficiënt, die verantwoordelijk is voor het ontbreken van de z.g. effecten van de eerste orde welke het gevolg zouden zijn van de beweging der aarde door den aether heen. Verder gaande volgen zijn bewegingstransformaties, die de inleiding der relativiteitstheorie beteekenen.

De mogelijkheden en de consequenties die de klassieke theorieën boden, heeft Lorentz uitgewerkt en uitgeput. Voor de stralingsverschijnselen in detail werden deze door de experimenten niet bevestigd. Op Lorentz echter bouwen en vertrouwen wij, wanneer wij gelooven dat iets nieuws waarlijk vereischt wordt.

Toen voor eenige maanden, bij de herdenking van Fresnel, Lorentz te Parijs het woord voerde, stond hij daar inderdaad als de geestelijke erfgenaam en voortzetter van Fresnels genie. De plechtigheid viel midden tusschen de Solvay-discussies (in Brussel), die voor een etmaal onderbroken werden ter wille van Fresnel. De groote zaal der Sorbonne was met eenige duizenden gevuld. De vertegenwoordigers der Fransche geleerden waren Lorentz voorgegaan. Hij zou namens de geleerde wereld buiten Frankrijk het woord nemen. Hij bracht zijn hulde in een rede, die het gehoor tot gespannen luisteren boeide. Daarna voegde hij nog een meer persoonlijke noot toe. In zijn jonge jaren, zeide hij, toen kort na zijne promotie hij zich voor het eerst de weelde kon veroorloven van wat grootere boeken te koopen, had hij zich,

eerst van al, de werken van Fresnel aangeschaft, uitgegeven door Verdet. Het was zijne bewondering voor Fresnel geweest, die hem daartoe gedreven had, ja meer dan bewondering, zijn liefde voor den geest waarvan Fresnels werk doortrokken was, een geest die afrondde en acheveerde, een geest die zich van kleine hulpmiddelen wist te bedienen om groote fundamenteele ontdekkingen te doen.

Dit getuigenis van een gevoel van congenialiteit is echt. Datgene in Fresnel, waarheen zijn liefde uitging, was de grond van zijn eigen wezen. Zonder, waar het pas gaf, wiskundige strengheid of wiskundige elegantie te versmaden, aarzelde hij nooit, wanneer de duidelijkheid ermee gebaat was, de meest elementaire berekeningswijze te kiezen, die den vasten grond onder de voeten niet deed verliezen. Zijn eigen behoefte om de zaken op de eenvoudigste wijze te zien, zonder gebruik te maken van wiskundige wendingen of concepties, die geen of nog geen gemeen goed zijn, was de sleutel tot het geheim, dat hij bezat, om zijn gehoor duidelijk te maken hetgeen hij voor te dragen had. Niet in hetgeen de wiskundigen als zoodanig bewonderen begeerde hij uit te blinken, maar natuurkundige voorstellingen rekenend te analyseeren en te consolideeren was zijn lust, desnoods zich vergenoegende met de eerste benadering wanneer die voldoende was, en de kleinen van hoogere orde met gerust hart weglatende, zoolang het niet noodig was de precisie een graad verder te drijven.

Het geluk van helder te zijn vond hij in een onopgesmukt werken en geduldige trouw.

Niet om hetgeen hij voor de wetenschap was en verder had kunnen zijn, het is niet omdat wij zielsgraag hem de luttele jaren, waarheen nog zijn wensch uitging, gelukkig hadden zien zijn, dat wij thans treuren. Aan zijn staat van dienst behoefde niets te worden toegevoegd, van zijn gelukkige hoogte is hij sinds dien mooien dag van zijn gouden doctoraat niet gedaald.

Maar wanneer wij verstild staan en den greep van het onvermijdelijke in ons gemoed voelen, wanneer wij geperst worden door den vloed van opwellende tranen, dan is het om de menschelijke waarde die ten grave daalt, die wij in hem gekend hebben en die te kennen een deel van de innerlijke waarde van ons eigen leven was. Een vreedestichter, een kind Gods; een reine van hart, die het licht van zijn liefde door de wereld gedragen heeft, niet

als laaiend en verterend vuur, maar, het schijnsel der eeuwigheid ziende, gestadig schijnende en verwarmende.

Mogen wij de genade deelachtig worden van een levende herinnering aan hem, een zoo levende herinnering alsof wij hem morgen aan den dag nog konden ontmoeten.

A. D. FOKKER.

---

## LORENTZ' WERK \*)

door A. D. FOKKER.

Lorentz' werk zette in met een magistrale dissertatie waarin twee namen op den voorgrond treden. Zij gaf een synthese van theorieën van Maxwell en van Fresnel, zij beteekende de inleiding van de electromagnetische theorie van het licht. Maxwell had aangewezen, hoe men uit zijn theorie kon afleiden dat velden van wisselende electriche en magnetische krachten, „golven”, zich konden en moesten voortplanten met eene snelheid gelijk aan de voortplantingssnelheid van het licht. De overeenstemming van deze snelheden was te frappant om toevallig te kunnen zijn. De onderstelling moest zich als een overtuiging opdringen dat het licht slechts van electromagnetischen aard en oorsprong kon zijn.

Dat er in het wezen van het licht iets was, dat als een afwisseling van plus en minus kon worden beschreven, als een trilling, — wanneer men een mechanisch beeld kiest, — dat hadden Young's en Fresnel's interferentieproeven geleerd. Dat deze trillingen plaats moesten grijpen in een richting dwars op de voortplantingsrichting der stralen, daartoe had men leeren besluiten uit de bijzondere symmetrie in het licht van de bundels die men gepolariseerd noemt. Voortgaande in de lijn van het mechanische beeld ontwikkelden Fresnel en na hem Cauchy en Neumann de hypothese, dat deze trillingen zouden zijn deformatiebewegingen in een elastisch medium, den lichtaether.

Hoe fraai deze theorieën in menig opzicht ook waren, geheel bevredigen konden zij niet. Zij helderden niet afdoende op, waarom er geen licht met longitudinale trillingen is. Ook de regels van Fresnel aangaande de intensiteit van het licht dat bij den overgang

---

\*) Overgenomen uit Pallas Leidensis, Gedenkboek der Leidsche Universiteit, 1925.



van het eene in het andere medium in het scheidingsvlak wordt teruggekaatst, konden niet voldoende verklaard worden. Lorentz laat hierop in zijn dissertatie het volle licht vallen.

Hoe scherper Lorentz de tekortkomingen van de mechanisch-elastische lichteaetherhypothese zag, des te grooter moet zijn voldoening geweest zijn, dat hij in de volgende hoofdstukken, na een exposé van de grondslagen van Maxwell's leer, kon laten zien hoe de *electromagnetische lichttheorie* volkomen bij machte was om niet alleen longitudinale trillingen uit te sluiten, maar ongedwongen en zonder eenige reserve rekenschap te geven van de intensiteitsformules van Fresnel. In de dissertatie behandelt Lorentz met behulp der nieuwe theorie voorts volledig de totale reflectie zooals die op kan treden aan een scheidingsvlak van glas tegen lucht, hij leidt de details af van de lichtbeweging, die, als een uiterst smalle, snel verijlende franje, in de lucht de totale reflectie afzoot, welke in het glas aan den anderen kant van het scheidingsvlak plaats grijpt. Hij gaat ook verder en ontwikkelt een theorie van de terugkaatsing van het licht tegen metalen, welk geval met het vorige der totale reflectie verscheidene trekken van overeenkomst vertoont.

Wanneer aan het eind Lorentz de conclusie trekt dat de theorie van Maxwell den voorrang verdient, somt hij nog een aantal lichtverschijnselen op, waar zij met vrucht zal kunnen worden toegepast. Hij trekt, met de lichtuitzending voor oogen, de electromagnetische verklaringlijn door tot electriche bewegingen in moleculen, die bij stijgende temperatuur zouden toenemen, en tot de geleidingsverschijnselen in metalen. De laatste bladzijde wordt daardoor een indrukwekkend programma, met een aanduiding reeds van de electronentheorie. Sindsdien is dat programma ook uitgewerkt.

De theorie van de *kleurschifting* werd daarvan het eerst gepubliceerd. Zij moest verklaren het verschil in voortplantingsnelheid voor lichtgolven met verschillende trillingstijd. In aansluiting aan Cauchy, Ketteler en Helmholtz schrijft Lorentz dit toe aan de aanwezigheid van stoffelijke deeltjes in de materie, elastisch gebonden aan evenwichtsstanden om welke zij, dank zij hun traagheidsmassa, heen en weer kunnen trillen. Door de lichtgolven zullen zij meer of minder in beweging worden gebracht al naar de mate waarin de trillingstijd van het licht verschilt van hun

eigen trillingstijd bij ongestoorde beweging. Lorentz onderstelt dat die deeltjes geladen zijn en tengevolge daarvan ten eerste door de electriche krachten in het licht kunnen worden aangegrepen, en vervolgens, omgekeerd, dat zij bij het medetrillen de lichtgolven kunnen beïnvloeden.

Deze theorie heeft twee trekken die nieuw zijn. Vooreerst de onderstelde aanwezigheid van geladen deeltjes in ongeladen materie. Er zullen noodwendige positief geladene en negatieve deeltjes moeten zijn, met evenveel lading van beide. Om deze onderstelling aannemelijk te maken beroept Lorentz zich op de aanwezigheid van positief en negatief geladen ionen in oplossingen van electrolyten, en op het door anderen onderstelde medewerken van dergelijke ionen bij de electriche ontlading door gassen.

Een tweede punt is de onderstelling dat de aether op de materie zal kunnen inwerken slechts door electriche en magnetische velden en slechts daar waar de materie geladen is, en dat ook omgekeerd de materie slechts dan in kan werken op den aether, — en wel door hem te brengen in den staat van een electromagnetisch veld, — indien zij geladen is. In het verdere werk van Lorentz krijgt deze onderstelling de kracht van een fundamenteel axioma, waardoor zijn theorie gekenmerkt wordt tegenover andere en waarin hij mede afwijst de mogelijkheid dat de aether door de beweging van ponderabele lichamen ook maar eenigermate zou worden aangedaan, anders dan door een eventueel teweegbrengen van een electromagnetisch veld. Eigenlijk is dit axioma, waar het ook inhoudt de volkomen ontkenning van rechtstreeksche werking van lading op andere lading, de strenge consequentie van Faraday en Maxwell's beschouwingen aangaande het de werking overbrengende veld in tegenstelling tot de werking-op-afstand.

De doorvoering van deze gedachte leidde Lorentz tot zekere conclusies, waar het gold de kracht die een ongeladen, maar electricch doorstroomde geleider ondervindt in een magnetisch veld. Men wist, dat indien de magnetische veldsterkte vooruit wijst, en de electriche stroom in den geleider naar boven loopt, er op den geleider een kracht werkt naar links. Deze kracht kan volgens het axioma slechts geoeffend worden op geladen materie. Dus past ook hier de onderstelling, dat men in den geleider te maken heeft met positieve en met negatieve deeltjes en dat een electriche stroom bestaat in de beweging der deeltjes van een van beide groepen tusschen de andere,

welke op hun plaats blijven. Wij weten thans dat het de negatieve ionen zijn moeten, die zich bewegen, en wij noemen die tegenwoordig electronen.

Wij komen tot de conclusie dat zulk een electron, zich bewegende in een magnetisch veld, daarbij een kracht ondervindt. Dit is iets bijzonders: *een electricch deeltje*, waaraan, als zoodanig, men nog niets magnetisch kan ontdekken, *zal* toch, *indien het zich* maar beweegt, *in een magnetisch veld aan een zijdelingsche kracht gehoorzamen!* Die kracht moet gericht zijn loodrecht zoowel op de snelheid als op de richting der magnetische veldsterkte, evenredig met het oppervlak van het parallelogram dat men met die twee als zijden kan teekenen.

Deze conclusie, en dat is het mooie, is onmiddellijk bruikbaar om rekenschap te geven van dit andere verschijnsel: in een geleider, die mechanisch bewogen wordt voorbij een magneet, treedt een electriche kracht op, de zoogenaamde geïnduceerde electromotorische kracht, die een stroom opwekt indien de keten gesloten is. Immers, men denke aan de vaste ionen en bewegelijke electronen, in den geleider aanwezig, die nu gezamenlijk deelen in deszelfs beweging door het magnetische veld. Zij zullen daarbij krachten ondervinden, de ionen naar rechts bijv., de electronen naar links. De ionen zitten vast in den geleider, de electronen kunnen zich daartusschendoor bewegen. Deze kunnen dus gehoor geven aan de werkende kracht. Doen zij dit, dan beteekent dat een electriche stroom, welks ontstaan aldus ongedwongen begrepen is uit de verklaring van die andere krachtwerking van een magneet op een stilstaanden, doorstroomden geleider.

Men moet dus deze kracht, welke ontspringt uit de beweging in een magnetisch veld, toevoegen aan de gewone kracht die een lading in een electricch veld ondervindt, om te krijgen de totale op een lading werkende kracht. Haar bedrag per eenheid van lading wordt daardoor

$$f = d + \frac{1}{c} [v \cdot h].$$

Men vergunne ons dat wij deze formule, zelfs zonder naderen uitleg van de beteekenis der symbolen, hier de eereplaats geven die haar toekomt. De inhoud van deze formule is hetgeen Lorentz heeft toegevoegd aan de theorie van Maxwell, welker inhoud tezelfdertijd als door Lorentz vereenvoudigd in enkele korte formules werd samengevat door Heaviside en door Hertz. Te

zamen met de consequent doorgevoerde hypothese van atomistische ladingen vormt zij den grondslag der electronentheorie.

Het gebruik dat Lorentz van deze betrekking gemaakt heeft, zou zich beter laten beschrijven in een natuurkundige verhandeling dan in een herdenkingsopstel, omdat het overal gaat om finesses der theorie. Lorentz is een man van finesses, van fijn uitgesponnen conclusies en concrete toepassingen in détails.

Bij het medetrillen der electronen die in een doorzichtig medium voor de dispersie verantwoordelijk zijn, zal, indien er een magnetisch veld werkt in de richting der lichtstralen, de trilling dusdanig beïnvloed worden, dat men krijgt de draaiing van het polarisatievlak bij het voortschrijden van den bundel. De smalle franje van lichtbeweging, die bij de terugkaatsing tegen een metaal nog in dit laatste doordringt, zal, indien de metalen spiegel van ijzer, nikkel of kobalt is en gemagnetiseerd, een dergelijken invloed ondervinden, en de terugwerking in het teruggekaatste licht uit zich in de bijzonderheden van het Kerr-effect.

Bij de lichtuitzending worden de trillingen in den æther opgewekt door bewegingen van electronen. Ook deze bewegingen zullen, indien zij plaatsgrijpen in een magnetisch veld, onderhevig zijn aan een inwerking daarvan. Niet indien de trilling geschiedt in een recht lijntje evenwijdig aan de richting der magnetische veldsterkte, want dan ondervindt het electron geen magnetische kracht. Maar wel indien de beweging geschiedt in een vlak, loodrecht op de richting der magnetische veldsterkte. De uitstraling van twee electronen die langs evenwijdige lijntjes trillen is dezelfde alsof een van beide rondliep in een cirkelkringetje in de eene richting en het andere in een even-groot cirkelkringetje maar andersom. Aldus kunnen wij de bewegingen der electronen in het vlak loodrecht op de magnetische veldsterkte vervangen denken door louter zulke cirkelloopjes rechtsom en linksom. De magneto-electrische kracht bij die beweging zal daarbij recht naar de middelpunten gericht zijn of recht ervandaan al naar het electron naar den eenen of naar den anderen kant rondgaat. Dit heeft tengevolge dat de eene soort cirkeling met korter, de andere met langer omloopstijd geschiedt dan bij afwezigheid van een magnetische inwerking.

Deze verandering van frequentie moet vergezeld gaan van een verandering in de frequentie van het uitgezonden licht. In plaats van één bepaalden trillingstijd zullen de bewegingen in het veld

drie afzonderlijke frequenties hebben. Een uitgezonden spectraallijn moet zich dus in drieën splitsen indien men het magnetische veld laat inwerken. Dit is het verschijnsel dat het eerst door Zeeman is waargenomen. Het belang van die ontdekking kan men niet hoog genoeg aanslaan. De toekenning van een Nobelprijs aan Lorentz en Zeeman getuigt daarvan.

In een andere richting lag Lorentz' uitwerking van Maxwell's theorie voor *bewegende lichamen*. Ook hier geeft hij de synthese van gedachtelijnen van Fresnel en Maxwell. Het behoeft ons niet te verwonderen, dat bij de beschouwingen over den æther reeds vroeg de vraag rees hoe de wisselwerking was tusschen deze en de ponderabele materie. Fresnel had zich voorgesteld dat zonder den geringsten weerstand de ijle æther zou kunnen heendringen door de weegbare stof, en omgekeerd. Bij de beweging van een stuk glas zou aan de voorzijde de æther binnendringen om aan de achterzijde het glas te verlaten. Slechts in zooverre Fresnel, om den brekings-index te verklaren, aannam dat binnen het glas de æther met een grootere dichtheid geconcentreerd was dan in de ruimte rondom, zou er, binnen het glas, nog in zekere mate een medebeweging zijn van den verdichten æther. De z.g. *medesleepingscoëfficiënt van Fresnel* bedoelt den invloed dezer medebeweging op lichtgolven aan te geven, en hij werd door Fresnel opgesteld bij beschouwingen ter verklaring van de z.g. astronomische aberratie, dat is de schijnbare geringe plaatsverandering der vaste sterren aan den hemel als gevolg van de beweging der aarde om de zon.

Al is de verklaring der aberratie gemakkelijk genoeg te geven als men de emissietheorie van het licht aanvaardt, voor de golftheorie wordt het moeilijker. Wij zullen dit niet nader uiteenzetten. Toch moeten wij vermelden, dat Stokes daartoe een theorie had opgesteld, uitgaande van de onderstelling dat de aarde den æther zoo volkomen zou medesleepen, dat aan haar oppervlak de snelheid van beide dezelfde zijn zou. Lorentz echter toonde aan, dat dit niet in overeenstemming was met een andere onderstelling die Stokes omtrent de ætherstreaming om de aarde diende te maken. Met een nieuwe verklaringstheorie, in een groote lijn Huygens en Fresnel overspannende, liet hij vervolgens zien, hoe, gegeven de medesleepingscoëfficiënt van Fresnel, niet alleen de astronomische aberratie te verklaren was, maar ook, met een nauwkeurigheid van een honderste procent, in de optische verschijnselen niets te

bespeuren kon zijn, in proeven op aarde genomen, van haar beweging door den æther heen. Deze nauwkeurigheidsgrens van een tiende pro mille, hier genoemd, is ongeveer de verhouding van de snelheid der aarde tot de lichtsnelheid, van welke verhouding een mogelijke invloed zou moeten afhangen.

Het komt er dus nu op aan, den medesleepingscoëfficiënt van Fresnel — door Fizeau, Michelson, later door Zeeman op de proef gesteld en experimenteel bevestigd gevonden, — theoretisch te verklaren. Bij deze verklaring maakt Lorentz gebruik van een typische beschouwingsmethode. Evenals men bij een rekensom, opgegeven in cijfers met zeven als grondtal, eerst transponeeren kan in een som met cijfers van het tientalig stelsel, vervolgens uitrekenen en tenslotte de uitkomst terug transponeeren naar het zeventalig stelsel, zoo transponeert Lorentz het probleem van lichtgolven in een zich bewegend stuk glas tot een probleem van lichtgolven in een stilstaand stuk glas, om de uitkomst, die voor dit geval bekend is, terug te transponeeren tot de gezochte uitkomst van het oorspronkelijk probleem. De overgang tot het eenvoudiger probleem geschiedt door twee transposities. De ruimte en tijd van het eerste, onbekende, voorval worden getransponeerd tot een andere ruimte en tijd, waarin zich het tweede voorval zal hebben af te spelen. Zij worden, om zoo te zeggen, een weinig scheef getrokken. Wat de ruimte betreft is daarvan de bedoeling dat in het scheef getrokken voorval een stilstaand deeltje zal beantwoorden aan een, dat in het oorspronkelijke mede vliegt met dezelfde snelheid als het glas; wat den tijd betreft beteekent de transpositie dat in alle punten gerekend wordt met een ietwat verzetten plaatselijken tijd, — in de verte vergelijkbaar met het op aarde overal invoeren van den plaatselijken middelbaren zonnetijd in plaats van sterretijd volgens een bepaalden meridiaan. Voorts, behalve de vorm: ruimte en tijd, wordt ook de inhoud van het voorval getransponeerd. Bij het tweede zal als elektrische veldsterkte gelden de vroeger beschreven combinatie van elektrische veldsterkte, snelheid en magnetische veldsterkte in het oorspronkelijke voorval, zoodat op een stilstaand electron in het tweede dezelfde kracht werkt als op een electron dat oorspronkelijk met het glas medevloog. Het groote voordeel van deze transpositie is, dat de verschijnselen in het getransformeerde voorval blijken aan precies dezelfde wetten te gehoorzamen. Het voorval echter is eenvoudiger, ja reeds bekend.

Aldus te werk gaande vond Lorentz de gezochte fundeering van

Fresnel's medesleepingscoëfficiënt in zijn nieuwe theorie. De æther zelf blijft onbeweeglijk, de zoogenaamde „medesleeping” is een gevolg van de beweging der electronen die door hun reactie de lichtgolving in het glas beïnvloeden.

Met de geschetste theorie was nu wel aangetoond, dat de invloed van een relatieve beweging van æther en aarde nog geen honderdste procent invloed op de optische verschijnselen kon hebben, maar daarmee kwam het probleem nog niet tot rust. Michelson heeft reeds in 1881 een proef genomen, en in 1887 met Morley herhaald, die een grootere nauwkeurigheid toeliet en in staat was om, zooals men zegt, een effect van de tweede orde aan te toonen. Maar ook met deze precisie van een millioenste procent kon er van een invloed van de beweging der aarde niets bemerkt worden. Dit was voor Lorentz een groote moeilijkheid. Naar aanleiding van die proef gelooven dat de aarde den æther toch met zich medesleurde, kon hij niet. Daartoe was hij te zeer overtuigd van de onmogelijkheid, Stokes' innerlijk tegenstrijdige theorie te handhaven. Hij zag maar één uitweg. Dat was de onderstelling dat alle vaste lichamen, in dit geval de deelen van Michelson's toestellen, hun afmeting een ietsje verminderen in de richting van den ætherwind, die er doorheen waait. Een daad van geloofsmoed was de aanvaarding van deze onderstelling, die voorloopig uitsluitend ad hoc gepostuleerd scheen, en onwaarschijnlijk revolutionair moest schijnen, al kon Lorentz er op wijzen, dat, indien de krachten die de moleculen in de vaste lichamen op hun plaats houden en daardoor de afmetingen der lichamen bepalen, van denzelfden aard waren als de electromagnetische krachten, zij stellig als gevolg van de beweging der moleculen door den æther een modificatie moesten ondergaan welke zulk een verkorting teweeg zou brengen.

Eerst een vijftiental jaren later werd de proef van Michelson uit haar isolement verlost door proeven van Trouton en Noble en van Rayleigh, die dezelfde uitkomst leverden, dat er van een relatieve beweging van aarde en æther niets te bemerken was. In 1904 heeft Lorentz in een verfijning zijner theorie deze proeven kunnen verklaren en samenvatten. Zijn methode is dezelfde transpositiemethode die wij reeds schetsten. Door bij het „scheef trekken van ruimte en tijd” de eene in de bewegingsrichting bovendien iets uit te zetten, en den ander een kleinigheid sneller te laten verloopenen, en een corresponderende correctie aan te brengen in

de getransponeerde electromagnetische veldgrootheden, kon hij de gelijkenis van de grondvergelijkingen in het getransponeerde geval tot een volkomen, en niet slechts bij benadering, exacte gelijkheid preciseeren.

Deze transpositie heeft den naam gekregen van bewegings-transformatie, de coördinaten-en-tijd-transformatie van Lorentz.

Zij is hoeksteen geworden der relativiteitstheorie. Einstein namelijk heeft hierbij het gezichtspunt geopend dat het oorspronkelijke en het getransponeerde voorval niets anders zijn dan een en hetzelfde voorval, beschreven met verschillende hulpmiddelen: den eenen keer met het natuurlijke beschrijvingsraam in ruimte en tijd van een waarnemer die het stelsel in beweging ziet, den anderen keer met een beschrijvingsraam zooals een waarnemer zich natuurlijkerwijze zou construeeren, die zich medebeweegt en voor wien het stelsel stilstaat.

Een ander gebied waarop Lorentz' invloed zich heeft doen gelden wordt aangegeven door den titel zijner intreedende als hoogleeraar te Leiden in 1878: „*De moleculaire theoriën in de natuurkunde*”. Bij den sterken prikkel die uit moet zijn gegaan van Van der Waals' beroemde dissertatie, enkele jaren tevoren te Leiden verdedigd, kwam Lorentz' diepe overtuiging dat men verheldering van inzicht in tal van verschijnselen slechts verwachten kon van een dieper doordringen in het mechanisme van de atomen en moleculen. De eerste groote verhandeling bracht een nauwkeurige analyse in finesses van een moeilijk probleem, dat aan tegenstanders van de moleculaire beschouwingswijzen als argument diende om te zeggen dat de kinetische theorie in gebreke bleef te verklaren wat zij verklaren moest. Het was de voortplanting van het geluid door de lucht, die het onderwerp was der discussie. De grondslag wordt gelegd in een algemeen toepasselijke grondvergelijking voor de verandering die de onderlinge botsingen der moleculen kunnen brengen in den toestand van een gas. Eenige jaren later was een omissie in een bewijsvoering van Boltzmann aanleiding tot een diepgaande studie over de botsingen van gasmoleculen. Boltzmann die hierop een geheel nieuw bewijs voor zijn stelling over de æquipartitie leverde, was zoo ingenomen met de correspondentie, welke het gevolg was zijner vergissing, dat hij zeide te hopen nog dikwijls fouten te maken die hem zulk genoeg zouden verschaffen.



Het spreekt vanzelf dat Lorentz de kracht van zijn moleculair behandelingsvermogen richtte op de problemen die de electronentheorie voor hem opriep en waarvan een voorbesef reeds uit zijn dissertatie sprak. Hij behandelde volledig alle problemen van de beweging van vrije geleidingselectronen tusschen de atomen der metalen en de verschijnselen die er mee samenhangen.

Deze kinetische electronentheorie in de metalen bracht hem ook tot een afleiding van de warmtestraling of juist van de verdeling der energie over de gebieden van verschillende golflengte, zooals zij door de electronen in een metaal bij hun ongeordende warmtebeweging wordt uitgezonden. Voor de eerste maal werd hier, uit het mechanisme van het uitstralingsproces zulk een spektrale energieverdeling voor de temperatuurstraling afgeleid. De uitkomst echter gaf de waarneming alleen bevredigend weer in het gebied van de lange golflengten, en zulks slechts voor hooge temperaturen. Het probleem van de energiestraling kon niet worden opgelost op den grondslag der thans als „klassiek” aangeduide theorieën. Het „quantum” deed zijn intrede in de stralingstheorie van Planck, en daarmee begint een nieuw hoofdstuk der wetenschap.

Het vorige hoofdstuk, dat der electronentheorie, is door Lorentz geschreven. Hij heeft ook zorgvuldig bewezen, dat deze niet leiden kon tot de verklaring der stralingsverschijnselen. Na dit bewijs is hij bereid, nu het moet, nieuwe onderstellingen te aanvaarden, hoe gewaagd zij schijnen mogen, mits zij scherp geformuleerd zijn, hunne consequenties duidelijk getrokken, volledig uitgewerkt en zonder inwendige tegenstrijdigheid volkomen helder zijn, zooals door zijn eigen rusteloos werk, wij mogen het dankbaar erkennen, aan den dag gebracht zijn de mogelijkheden die er schuilden in de onderstellingen die hij vijftig jaar geleden moest concipieeren om ons den weg te wijzen naar de gebieden waar de physici thans werken.

---

## DE WERKING DER POSITIEVE IONEN BIJ EEN ZELFSTANDIGE GASONTLADING

door F. M. PENNING.

§ 1. Zooals bekend is, kan men de gasontladingen verdeelen in onzelfstandige en zelfstandige. Bij de eerste wordt door bijzondere middelen (b.v. een gloeiende kathode) gezorgd voor de electronen

of ionen die den stroom door het gas dragen, bij de laatste ontstaan deze electronen en ionen door de ontlading zelf. Het eenvoudigste geval van een zelfstandige ontlading heeft men wel, wanneer er een zeer kleine stroom, die nog geen veldvervorming door ruimteladingen veroorzaakt, loopt in een homogeen veld tusschen twee metaalplaten. Bij benadering doet dit geval zich voor in het eerste begin van het doorslaan tusschen twee evenwijdige vlakke electroden. Een electron dat zich daarbij door het gas beweegt, vormt op zijn weg naar de anode een aantal nieuwe electronen en positieve ionen, die aan de electroden verdwijnen; de ontlading zal alleen dan in stand worden gehouden wanneer dit oorspronkelijke electron op de een of andere wijze door een nieuw wordt vervangen. Dit zou men zich kunnen voorstellen op een der volgende manieren <sup>1)</sup>:

I in het gas zelf, doordat de pos. ionen gasmolekulen ioniseeren;

II aan de kathode, en wel:

a) door photo-electrische werking:

1) door straling vanuit het gas;

2) door de straling die vrijkomt bij recombinatie van een pos. ion aan de kathode;

b) doordat snelle pos. ionen bij botsing een electron uit de kathode werpen;

c) doordat pos. ionen electrostatisch, bij recombinatie aan het kathodeoppervlak, een extra electron daaruit bevrijden.

Wij willen in het kort het voor en tegen van deze verschillende opvattingen nagaan, maar beperken ons daarbij tot het beschouwen van edelgassen.

I. Townsend <sup>2)</sup> gaat in zijn theorie over „ionisation by collisions” uit van hypothese I. Formule's op grond daarvan afgeleid blijken op bevredigende wijze weer te geven hoe een stroom in een homogeen veld toeneemt bij toenemenden electrodenafstand. Townsend heeft echter zelf uiteengezet <sup>3)</sup> hoe deze overeenstemming tusschen theorie en experiment ook te bereiken is met behulp van hypothese II, welke door hem echter op grond van andere overwegingen wordt verworpen <sup>4)</sup>.

<sup>1)</sup> Voor een uitvoerige discussie der verschillende mogelijkheden zie J. Taylor. Dissertatie Utrecht 1927, hoofdst. 5 en 6.

<sup>2)</sup> J. S. Townsend. *Electricity in gases*, 1915.

<sup>3)</sup> I.c. pag. 30.

<sup>4)</sup> Vergelijk ook: J. S. Townsend, *Phil. Mag.* 45, 444, 1923.

Het verschijnsel der negatieve striae in Neon <sup>1)</sup> is echter alleen te verklaren wanneer men aanneemt dat de electronen uit de kathode worden vrijgemaakt, en op grond daarvan zijn wij genoodzaakt, althans bij edelgassen in de omgeving van  $pd_{\min}$ . (de waarde van druk  $\times$  elektrodenafstand waarvoor de doorslagspanning een minimum is) uit te gaan van hypothese II. Verdere bezwaren tegen hypothese I zijn:

1e dat niet in te zien is hoe onder de genoemde omstandigheden de pos. ionen voldoende snelheid kunnen krijgen om te ioniseeren <sup>2)</sup>,

2e dat de doorslagspanning blijkt af te hangen van het kathodemateriaal <sup>3)</sup>, en van de wijze waarop dit behandeld is <sup>4) 5)</sup>.

II a 1. Aan dit effect wordt over het algemeen weinig invloed toegekend voor de vorming van nieuwe electronen. In een onlangs uitgevoerd onderzoek <sup>6)</sup> werden meerdere aanwijzingen gevonden die dit bevestigen. Wij komen hierop nog terug in § 3.

II a 2. J. Taylor <sup>7)</sup> heeft, op het voetspoor van Sir J. J. Thomson een belangrijke rol toegekend aan de straling die zou vrijkomen bij de recombinatie van pos. ionen aan de kathode. In zooverre als ook door Taylor het vrijmaken van electronen uit de kathode door pos. ionen met snelheid nul wordt aangenomen, komt deze opvatting op hetzelfde neer als IIc. Het gaat hier alleen over een verschil in de wijze waarop dit vrijmaken zou geschieden. Toch meenen wij dat ernstige bezwaren tegen deze opvatting van Taylor zijn in te brengen. Bij het genoemde verschijnsel der negatieve striae in Neon bevindt zich n.l. vlak voor de kathode juist een geheel donkere laag; trad bij de recombinatie straling op, dan zou deze toch naar alle waarschijnlijkheid ook zichtbare frequenties bevatten en daarvan is niets waar te nemen. Bovendien heeft Dauvillier <sup>8)</sup> speciaal in verband met dit vraagstuk ook gezocht naar straling van kortere golflengten in een gasontlading. Hoewel deze straling, vooral in het negatieve glimlicht en in de positieve zuil, duidelijk kon worden aangetoond, waren er geen aanwijzingen dat de recombinatie der pos. ionen aan de kathode hiermee zou

1) G. Holst en E. Oosterhuis *Physica* 1, 78, 1921; *Phil. Mag.* 46, 1117, 1923.

2) Een getalenvoorbeeld hiervoor in: G. Holst en E. Oosterhuis, *Phil. Mag.* 46, 1118, 1923.

3) G. Holst en E. Oosterhuis, *Versl. Kon. Ak. v. W. Amsterdam* 29, 849, 1920.

4) J. Taylor, *l.c.* en; *Proc. Roy. Soc. A* 114, 73, 1927; *Phil. Mag.* 3, 368 en 753, 1927.

5) Vergelijk voor de bezwaren tegen de theorie van Townsend ook de discussie tusschen J. Taylor en L. G. H. Huxley, *Phil. Mag.* 3, 1056, 1927; 4, 505 en 899, 1927.

6) F. M. Penning, *Versl. Kon. Ak. Amsterdam* 36, 1073, 1927.

7) J. Taylor, *l.c.*

8) A. Dauvillier, *Journ. de Phys.* 7, 369, 1926.

gepaard gaan. Waarschijnlijk is dus, naar de opvatting van Holst en Oosterhuis, de neutralisatie van een positief ion aan de kathode een stralingsvrij proces.

II b. Deze hyphothese heeft het bezwaar dat de snelheden waarmee de pos. ionen op de kathode komen voor het geval van het doorslaan der edelgassen zeer klein zijn. Zoo is b.v. bij neon en ijzerelectroden voor  $pd = 40$  (mm  $\times$  cm) de doorslagspanning ca. 450 V, waaruit volgt dat de pos. ionen in de richting van het veld een potentiaalverschil per vrije weglengte hebben van slechts 0,1 Volt. Neemt men aan dat zij bij botsing gemiddeld  $\frac{1}{4}$  van hun energie verliezen dan is dus de gemiddelde snelheid waarmee zij op de kathode komen zeker kleiner dan 1 Volt. Een „losslaan” van electronen uit het metaal door pos. ionen met groote snelheid is in dit geval wel zeer onwaarschijnlijk.

II c. Tot het bestaan van dit proces hebben Holst en Oosterhuis in hun theorie over de doorslagspanning <sup>1)</sup> besloten, mede op grond van soortgelijke overwegingen als hierboven zijn aangegeven.

§ 2. Het was van belang te trachten dit effect direct te meten en op voorstel van Dr. Holst is door schrijver dezes een reeks proeven over dit onderwerp gedaan. De resultaten daarvan zijn onlangs elders gepubliceerd <sup>2)</sup>.

Quantitatieve resultaten voor  $\alpha$  (het aantal electronen dat per pos. ion wordt vrijgemaakt) werden daarbij verkregen met een toestel dat als volgt was ingericht: door een nauw kanaal werden Neon-ionen uit een gasontlading geleid in een ruimte van zeer lagen druk (ca. 0,0002 mm); zij kwamen daar met regelbare snelheid op een metaaloppervlak aan, terwijl de vrijgemaakte electronen door een andere electrode werden opgevangen. Uit de grootte van deze twee stroomen vo'gde direct de waarde van  $\alpha$ . Deze grootte bleek vrijwel lineair af te hangen van de energie waarmee de pos. ionen op het metaaloppervlak aankwamen (tusschen 1000 en 100 à 50 V). Voor een snelheid der pos. ionen beneden 50 Volt konden op deze manier geen metingen worden gedaan;  $\alpha_0$  (de waarde van  $\alpha$  voor de snelheid 0 kon nu echter met vrij groote zekerheid worden verkregen door de rechte lijn voor  $\alpha$  te extrapoleren naar de snelheid 0. Dit gaf voor  $\alpha_0$  een waarde van 5 à 10 % (Neonionen en Cu of Fe).

1) l.c.

2) F. M. Penning, l.c.

§ 3. Later kon dit effect nog duidelijker worden gedemonstreerd door enkele experimenten die wij thans gaan beschrijven.

Het was daarbij mogelijk nog te meten met veel kleinere ionensnelheden (tot 7 Volt toe), en om reeds dadelijk het resultaat te vermelden, ook bij deze kleine snelheden bleek het aantal vrijgemaakte electronen nog enkele procenten van het aantal opvallende Neonionen.

In fig. 1 is het eerste der voor dit doel gebruikte toestellen afgebeeld. Gedeeltelijk is het op dezelfde wijze ingericht als dat waarmee de in § 2 vermelde metingen werden uitgevoerd; voor nadere bijzonderheden, ook omtrent de metingen zelf, verwijzen wij naar het aldaar geciteerde artikel. De hoofdontlading brandt tusschen de gloeikathode *C* en de anode *A*, bij een gasdruk van ca. 0,02 mm *Ne*. Om het spoedige verdwijnen van gas tegen te gaan staat deze ruimte in verbinding met een reservoir van 10 l. De ionen komen door het kanaal *K* (diameter 1 mm) van het chromijzeren tusschenstuk *S* binnen de buis *E* die door 2 diffusiepompen op een druk van ca. 0,0002 mm wordt gehouden (gemeten met een Mc.Leod). Achter *K* bevindt zich een alzijdig gesloten koperen „doos” *D* met 2 cirkelvormige gaten van 2 mm middellijn in het verlengde van de as van *K*. Verder bevindt zich in de buis een „bus” *B* met onderin een ronde opening van 1 cm middellijn, in deze bus kan een zilverplaat *P* electromagnetisch

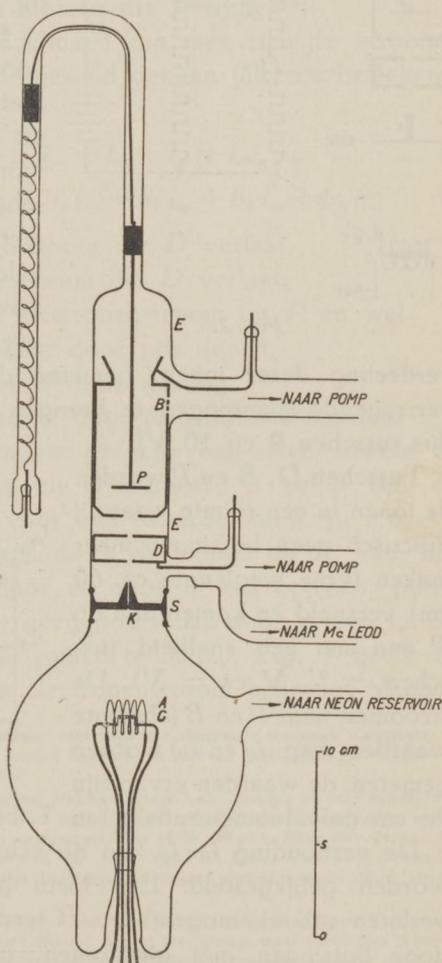


Fig. 1.

verschoven worden. Voor het ontgassen door middel van hoog-frevente stroomen wordt de plaat  $P$  geheel buiten de bus gebracht, boven in de bus  $E$ .

De schakeling voor de metingen is in fig. 2 schematisch aangegeven.  $P$  bevindt zich daarbij 1,5 cm boven den onderrand van  $B$ . Met behulp van een potentiometerschakeling worden plaat, bus en doos op negatieve spanningen gebracht die zich verhouden als 3:2:1; het kanaal bevindt zich op  $-100$  V, de gloeidraad op  $-40$  V (alle spanningen worden voortaan gemeten t.o.v. de anode). Het kanaal trekt de positieve ionen uit de boogontlading; deze ionen worden door het tegenveld tussen  $K$  en  $D$  vertraagd en komen met een (in Volts gemeten) snelheid tussen 0 en  $-\frac{1}{3}$  V uit de bovenste opening van  $D$ . Fig. 3 geeft een idee van de snelheidsverdeling dezer ionen, gemeten door plaat en bus samen op vertragende spanningen te brengen ( $D$  op  $-10$  V; ionensnelheid dus tussen 0 en 10 V).

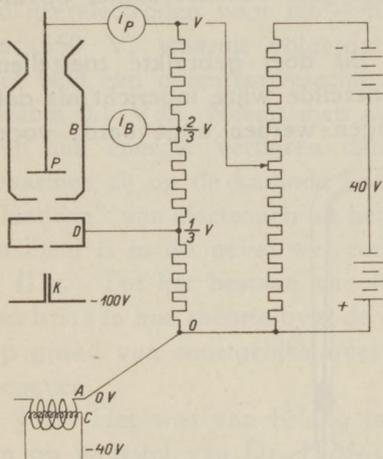


Fig. 2.

Tusschen  $D$ ,  $B$  en  $P$  worden de ionen in een ruimte waar zij practisch geen botsingen meer maken (vrije weglengte ca. 60 cm) versneld en komen dan op  $P$  aan met een snelheid tussen  $-\frac{2}{3}$  V en  $-1$  V. De stroomen naar  $P$  en  $B$  (absolute waarden resp.  $i_P$  en  $i_B$ ) worden gemeten, de waarden ervan zijn

(in cm galvanometeruitslag) in Tabel I aangegeven.<sup>1)</sup>

De verhouding  $i_B : i_P$  kan nu echter niet zonder meer aan  $\alpha$  worden gelijkgesteld. Een klein gedeelte der pos. ionen die  $D$  verlaten zal n.l. mogelijk op  $B$  terechtkomen, hetzij direct hetzij door botsingen met gasatomen, hetzij door reflectie tegen  $P$ .

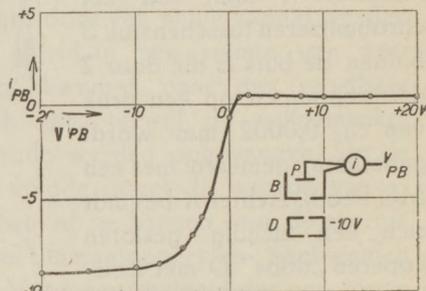


Fig. 3.

<sup>1)</sup> Pag. 21.

Verder kan de stroom uit  $D$  voor een klein deel uit electronen bestaan. Dit kunnen geen electronen uit de hoofdontlading zijn, want deze worden alle door  $K$  tegengehouden <sup>1)</sup>, maar wel secundaire electronen die door pos. ionen uit  $K$  worden vrijgemaakt. Deze bewegen zich n.l. gedeeltelijk in de richting van  $D$  en kunnen dan, voor zoover zij beide openingen van  $D$  passeeren, door hun snelheid tegen het vertragende veld tusschen  $D$  en  $P$  inloopen. Voorts moet men de mogelijkheid openlaten, dat de straling uit de hoofdontlading, die door  $K$  en de openingen van  $D$  op  $P$  valt, daaruit electronen vrijmaakt en dit zou tenslotte ook nog kunnen geschieden door metastabiele atomen die  $P$  treffen <sup>2)</sup>.

Met dit alles rekening houdende <sup>3)</sup> kan men zich de stroomen naar  $P$  en  $B$  als volgt samengesteld denken (alle  $i$ 's beteekenen hierbij absolute waarden):

$$i_P = p_1 i_+ - p_2 i_- + i_{sp} + i_{sr} + i_{sm} \dots \dots \dots (1)$$

$$i_B = -b_1 i_+ + b_2 i_- + b_3 i_{sp} + b_4 i_{sr} + b_5 i_{sm} \dots (2)$$

Hierin is:  $i_+$  de pos. ionenstroom die  $D$  verlaat,

$i_-$  de electronenstroom die  $D$  verlaat,

$i_s$  de secundaire electronenstroom uit  $P$  en wel:

$i_{sp}$  vrijgemaakt door pos. ionen,

$i_{sr}$  vrijgemaakt door straling,

$i_{sm}$  vrijgemaakt door metastabiele atomen.

Verder is met  $p$  aangegeven het gedeelte van elken stroom dat bij  $P$ , met  $b$  het gedeelte dat bij  $B$  behoort;  $b$  en  $p$  zijn dus beide steeds positief, terwijl voor elke waarde van  $k$ :  $p_k + b_k \leq 1$ .

Over  $i_-$  (te danken aan secundaire electronen uit  $K$ ) kan men zich een oordeel vormen door de doos  $D$  een op pos. potentiaal te brengen zoodat er geen pos. ionen door komen, en dan den stroom naar bus en plaat samen te meten. Fig. 4 geeft het resultaat daarvan weer. Deze electronenstroom bedraagt blijkbaar

1) Om te voorkomen dat eventueel optredende electronen met abnormale snelheden (Langmuir; vgl. Physica 6, 241, 1926) door het kanaal zouden heenschieten was de gloeidraad ver bezijden het verlengde van de kanaal-as aangebracht.

2) Ir. W. Uytterhoeven (thans in Pasadena, Norman Bridge Lab.) vestigde er onze aandacht op dat bij dergelijke metingen ook met deze omstandigheid rekening dient gehouden te worden. Intusschen blijkt het effect reeds te zijn aangetoond door H. W. Webb, Phys. Rev. 24, 113, 1924 en door H. A. Messenger, Phys. Rev. 28, 967, 1926. Vgl. P. A. Constantinides, Phys. Rev. 30, 95, 1927. Ook bij de in den tekst beschreven metingen werden aanwijzingen hiervoor gevonden.

3) De ionisatie van gasatomen door pos. ionen kunnen wij buiten beschouwing laten. Ten eerste is de kans hierop wegens den lagen gasdruk (0.000? mm) al zeer gering, maar vervolgens is het ook voor een pos. ion onmogelijk een atoom van hetzelfde element te ioniseeren, wanneer zijn energie niet minstens  $2 V_i$  à  $3 V_i$  bedraagt ( $V_i$  = ionisatiespanning, hier 21.5 V). Vgl. J. Franck, Zs. f. Phys. 25, 312, 1924.

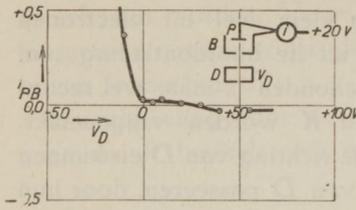


Fig. 4.

0,02 à 0,03 een bedrag dat althans op  $i_p$  te verwaarlozen is <sup>1)</sup>.  $i_{sr} + i_{sm}$ , kan op soortgelijke wijze bepaald worden, door b.v. de doos en de bus op + 10 V te brengen, de plaat op een negatieve potentiaal t.o.v. de bus. Voor dat geval blijft de straling en het aantal metastabiele atomen

dat  $P$  treft gelijk aan wat het bij de metingen van Tabel I (met negatieve spanning op de doos) was. Vlak vóór en na de metingen van Tabel I werd de stroom naar de bus op deze wijze gemeten (voor - 20, - 10 en - 3,3 V op de plaat), deze bleek nooit grooter dan 0,09 <sup>2)</sup>. Wij mogen nu ook in tabel I voor  $b_4 i_{sr} + b_5 i_{sm}$  invullen  $\leq 0,09$  aangezien zich bij de metingen van  $i_p$  en  $i_B$  bovendien een deel der vrijgemaakte electronen naar de doos  $D$  begeven.

Uit het bovenstaande volgt:

$$b_2 i_- + b_4 i_{sr} + b_5 i_{sm} \leq 0,03 + 0,09$$

of volgens (2):  $i_B + b_1 i_+ - b_3 i_{sp} \leq 0,12$

$$i_B - 0,12 \leq b_3 i_{sp} - b_1 i_+$$

Noemen wij  $i_B - 0,12$ :  $i_B'$  dan is:

$$i_B' \leq b_3 i_{sp} - b_1 i_+$$

$$i_B' \leq i_{sp} \dots \dots \dots (3)$$

Noemen wij verder  $i_p - i_B$ :  $i_p'$  dan is volgens (1) en (2):

$$i_p' = (p_1 + b_1) i_+ - (b_2 + p_2) i_- + (1 - b_3) i_{sp} + (1 - b_4) i_{sr} + (1 - b_5) i_{sm},$$

dus  $i_p' \geq p_1 i_+, \dots \dots \dots (4)$

1) De waarde 0,4 voor  $V_D = - 10$  V stemt overeen met de waarde 0,4 voor  $V_{PB} = + 20$  V in fig. 3; zij is te danken aan electronen uit  $D$ . Bij  $V_D = - 10$  V kunnen er n.l. pos. ionen uit  $D$  komen, maar deze worden door het vertragende veld weer op  $D$  teruggeworpen, waarbij zij secundaire electronen vrijmaken die naar  $B$  en  $P$  worden getrokken. De negatieve waarde voor  $V_D > 30$  V is waarschijnlijk te danken aan electronen die door metastabiele stomen uit bus en plaat worden vrijgemaakt.

2) Of deze stroom, die in ieder geval klein is t.o.v. de electronenstroom die door de pos. ionen wordt vrijgemaakt, aan het effect van metastabiele atomen dan wel van straling moet worden toegeschreven kan uit het bovenstaande niet worden afgeleid. Andere metingen met hetzelfde toestel maken het echter waarschijnlijk dat men hier met het eerstgenoemde effect te doen heeft.



aangezien  $i_-$  hier is te verwaarloozen en  $(1 - b)$ , steeds positief is. Nu is volgens de definitie van  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{i_{sp}}{\rho_1 i_+}$$

dus, volgens (3) en (4)

$$\alpha > \frac{i_B'}{i_P'}$$

TABEL I.

$V_{\text{plaat}}$	Snelheid ionen	$i_P$	$i_B$	$b_2 i_-$	$b_4 i_{sr} + b_5 i_{sm}$	$i_B'$	$i_P'$	$\frac{i_B'}{i_P'} \leq \alpha$
- 39 V	26 à 39 V	13,05	0,56	$\leq 0,03$	$\leq 0,09$	0,44	12,49	3,5 %
- 30 V	20 à 30 V	11,75	0,51	0,03	0,09	0,39	11,24	3,5 %
- 20 V	17 à 20 V	7,65	0,36	0,03	0,09	0,24	7,29	3,3 %
- 15 V	10 à 15 V	4,29	0,24	0,03	0,09	0,12	4,05	3,0 %
- 39 V	26 à 39 V	13,12	0,56	0,03	0,09	0,44	12,56	3,5 %

In tabel I zijn de op deze manier verkregen waarden aangegeven, hieruit blijkt dus duidelijk dat nog voor een ionensnelheid van 10 à 15 Volt bij een zilveroppervlak geldt:  $\alpha \geq 3\%$ .

§ 4. Tenslotte werden ook nog metingen gedaan met een buis, die een ander opvangsysteem had voor de pos. ionen en electronen. Dit is in fig. 5 afgebeeld; de ballon met de hoofdontlading is evenzoo ingericht als bij de vorige buis (fig. 1). De pos. ionen komen op een ijzeren kegel  $K$ , daaromheen bevindt zich een roodkoperen mantel  $M$  voor het opvangen der electronen. Bij dit electrodesysteem is de veldverdeling gunstiger dan bij dat bij fig. 1: de uit  $K$  vrijgemaakte electronen zullen n.l. slechts voor een zeer gering gedeelte op  $D$  terechtkomen, terwijl bovendien het veld aan de oppervlakte van  $K$  sterker is dan eerst aan de oppervlakte van de plaat.

De metingen waren bij dit toestel iets anders ingericht. Door den boogstroom tot 300 mA op te voeren kon het aantal vrijgemaakte electronen nauwkeuriger worden gemeten; verder werd in de ruimte tusschen  $S$  en den bovenkant van  $D$  een transversaal magneetveld aangebracht, zoodat de

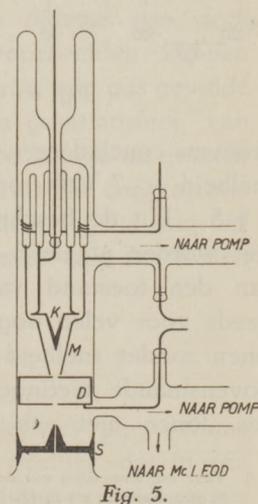


Fig. 5.

secundaire electronen uit  $S$  gekromde banen gingen beschrijven en daardoor veel minder kans hadden om  $D$  te passeeren. Tengevolge hiervan kon de stroom  $i_-$  (zie vgl. (1) en (2)) nu ook bij  $i_B$  worden verwaarloosd. De metingen hadden plaats met de electroden op de volgende potentialen:

$K$  op  $-2$  V t.o.v.  $D$

$M$  op  $-1$  V t.o.v.  $D$

$D$  gevarieerd van  $+20$  tot  $-150$  V t.o.v. de anode.

De resultaten voor de gemeten stroomen zijn in fig. 6 uitgezet, waarbij een electronenstroom naar een electrode toe door pos.

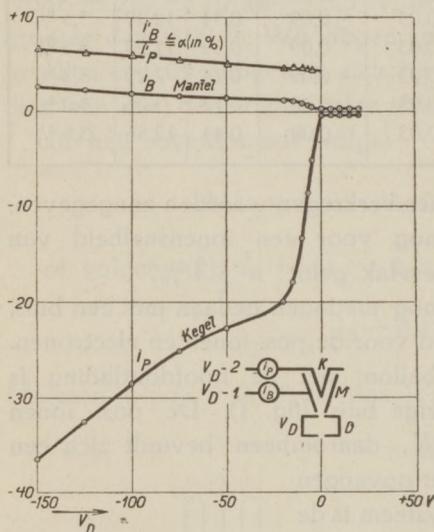


Fig. 6.

ordinaten is aangegeven. De formule's van § 3 blijven gelden wanneer men onder  $i_P$  thans verstaat de stroom naar den kegel, onder  $i_B$  de stroom naar den mantel. Berekent men verder op dezelfde manier als vroeger  $i_B'$  en  $i_P'$  (bedenkende dat nu  $i_-$  ook nu t.o.v.  $i_B$  mag verwaarloosd worden) dan vindt men voor  $i_B'/i_P'$  de waarden, die eveneens in fig. 6 zijn aangegeven, (als functie van  $V_D$ ; de bijbehorende ionensnelheid ligt tusschen 0 en  $|V_D| + 2$  Volt). De werkelijke waarde van  $\alpha$  is weer  $\geq i_B'/i_P'$ ; uit deze

proeven concludeeren wij dus dat voor Neonionen, die met een snelheid  $\leq 7$  Volt op een ijzeroppervlak komen  $\alpha$  nog  $\geq 4\%$ .

§ 5. Uit de beschreven metingen kan de juiste waarde van  $\alpha_0$  niet worden afgeleid, deze schijnt bovendien sterk af te hangen van den toestand van het electrodenoppervlak. Het was echter steeds voor velen nog een open vraag of inderdaad door pos. ionen zonder snelheid wel electronen konden worden vrijgemaakt<sup>1)</sup>. Bovenstaande metingen bewijzen m.i. ondubbelzinnig dat voor pos. ionen met een snelheid van hoogstens 7 Volt de waarde

3) Voor een bespreking van de vraag, waarom dit effect niet bij de vele vroegere metingen hierover is geconstateerd, zie F. M. Penning l.c.

van  $\alpha$  nog eenige % bedraagt, terwijl verder tabel I en fig. 6 het uiterst waarschijnlijk maken dat pos. ionen zonder snelheid ongeveer hetzelfde effect hebben.

Het is de bedoeling den invloed van den toestand van het metaaloppervlak nader te bestudeeren en dan verder te trachten de juiste waarden van  $\alpha$ , en in het bijzonder van  $\alpha_0$  voor verschillende gassen en metalen te meten.

Gaarne zeg ik den heer J. C. Douze dank voor het in orde maken der toestellen en hulp bij de metingen.

#### Summary.

Experiments are described concerning the number of electrons ( $\alpha$ ) which on the average is liberated by one positive ion (Ne) at the surface of a metal (Ag and Fe). It is shown that for ions with a velocity of less than 7 Volt  $\alpha$  has still a value of a few percents. Extrapolation makes it extremely probable that for ions of zero velocity  $\alpha$  has about the same value.

Eindhoven, 7 Febr. 1928. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER  
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

## DE RANDVOORWAARDE „CONCENTRATIE GELIJK NUL" BIJ DIFFUSIE-PROBLEMEN

door W. DE GROOT.

Zij gegeven een gas en verder een soort deeltjes, ongelijk aan de moleculen van dat gas. Men wenscht de diffusie van deze deeltjes door het gas te bestudeeren. Als voorbeelden kunnen dienen: de diffusie van electronen in een veldvrije, met gas gevulde ruimte, van verdampende metaalatomen in een gasatmosfeer, van metastabiele atomen in de rest van het gas, bestaande uit atomen van dezelfde soort in normalen toestand. Wanneer de concentratie van de beschouwde deeltjes gering is vergeleken bij die van het gas, waarin de diffusie plaats heeft, dan kan men deze berekenen met behulp van de vergelijking:

$$(1) \quad \dots \quad k \left( \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial n}{\partial t} - a.$$

Hierin is  $n$  de concentratie, n.l. het aantal deeltjes per volume eenheid,  $a(x, y, z, t)$  eventueel het aantal deeltjes dat in een volume-element om het punt  $x, y, z$ , per volume-eenheid en per

tijdseenheid nieuw wordt gevormd en  $k$  de diffusieconstante die gelijkgesteld mag worden aan

$$\frac{1}{3} \lambda v$$

( $\lambda$  vrije weglengte van de deeltjes t.o.v. de moleculen van het gas,  $v$  de thermische snelheid der deeltjes).

Vergelijking (1) kan aldus worden afgeleid <sup>1)</sup> dat men eerst opmaakt de stroom  $i$  en wel de component daarvan bijvoorbeeld in de  $x$ -richting. In geval het aantal deeltjes dat per volume-eenheid ontstaat nul is, wordt

$$(2) \dots \dots \dots i_x = \frac{1}{O} \int \frac{n v}{\lambda} \cdot dV \cdot \frac{\omega}{4\pi} \cdot e^{-r/\lambda}.$$

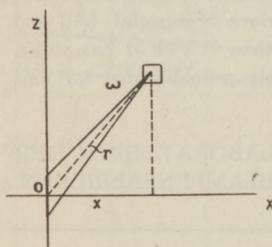


Fig. 1.

Hierin is  $n v/\lambda dV$  het aantal botsingen dat de beschouwde deeltjes in het volume-elementje  $dV$  per seconde maken:

$$\omega = - \frac{O x}{r^3}$$

is de openingshoek waaronder het „venster” met oppervlak  $O$  gelegen rond de oorsprong in het  $yoz$ -vlak, uit het volume-element wordt gezien (Fig. 1). Het teeken geeft aan dat de stroom van  $-x$  naar  $+x$  positief wordt geteld, verder is

$$e^{-\frac{r}{\lambda}}$$

een factor die de fractie bepaald van de door het element  $dV$  „uitgestraalde” deeltjes, die het venster bereikt.

Aan vgl. (2) ligt de onderstelling ten grondslag dat na de botsing alle richtingen gelijke waarschijnlijkheid hebben, welke onderstelling wij in het vervolg steeds willen maken. Verder denken wij ons  $v$  voor alle deeltjes gelijk en constant. Wanneer wij nu ergens in het vat zijn op een afstand van de wand, die groot is t.o.v.  $\lambda$ , dan mogen wij zonder de juistheid van de uitkomst te schaden de integratie over de oneindige ruimte uitstrekken. Immers is de factor  $e^{-\frac{r}{\lambda}}$  op een afstand van eenige weglengten van  $O$  reeds zoo klein dat zij over de geheele verdere ruimte geïntegreerd, geen bijdrage meer levert.

<sup>1)</sup> Zie b.v. G. Hertz, Zs. f. Phys. 32, 298 (1926).

Men ontwikkelt dan  $n$  in een reeks van Taylor:

$$n = n_0 + x \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_0 + y \left( \frac{\partial n}{\partial y} \right)_0 + z \left( \frac{\partial n}{\partial z} \right)_0 + \dots$$

Dan levert de integratie over dat deel van de ruimte dat de positieve  $x$ -as bevat

$$i_{xp} = -\frac{1}{4} n_0 v - \frac{1}{6} \lambda v \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_0$$

en over het deel dat de negatieve  $x$ -as bevat

$$i_{xn} = +\frac{1}{4} n_0 v - \frac{1}{6} \lambda v \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_0$$

dus tezamen bij verwaarloozing van hoogere termen:

$$i_x = -\frac{1}{3} \lambda v \frac{\partial n}{\partial x}$$

Wij hebben  $i_x$  aldus gesplitst om straks dezelfde soort beschouwing op een element van de wand te kunnen toepassen. Ten slotte stelt men:

$$(3) \dots \dots \text{div } i = -\frac{dn}{dt} + a(x, y, z, t)$$

welke uitkomst met vgl. (1) identisch is.

Nemen wij nu aan dat de beschouwde deeltjes de eigenschap hebben, aan de wand te worden geabsorbeerd of vernietigd (bijvoorbeeld metastabiele atomen, doordat deze onder afgifte van hun aanslagenergie in den normalen toestand terugkeeren), dan wordt door dit gegeven een randvoorwaarde bepaald en in den regel vindt men dat in zoo'n geval gesteld wordt dat aan de wand  $n = 0$ . Wij kunnen door een eenvoudige overweging reeds kwalitatief laten zien, dat deze onderstelling niet geheel juist is. Wanneer wij namelijk dezelfde integratie als boven op een element van de wand toepassen, dan moeten wij slechts over een halve ruimte integreren zoodat de stroom naar de wand wordt:

$$\frac{1}{4} n v + \frac{1}{6} \lambda v \frac{dn}{dx}$$

waarbij thans de  $x$ -richting loodrecht op de wand is gekozen. Eenige weglengten verder op is de stroom

$$\frac{1}{3} \lambda v \frac{dn}{dx}$$

Hierdoor wordt waarschijnlijk gemaakt dat

$$n v \text{ en } \lambda v \frac{dn}{dx}$$

van dezelfde orde van grootte zijn en daar  $dn/dx$  van de orde

$$\frac{n_m}{l}$$

is waarbij  $n_m$  een concentratie „ergens midden in het vat” is en  $l$  een grootte van de orde van de afmetingen van het vat, vindt men

$$\frac{n_{\text{wand}}}{n_{\text{midden}}} \text{ van de orde } \frac{\lambda}{l}.$$

Ons doel is nu datgene wat er bij de wand plaats heeft, nauwkeuriger te bezien. Wij laten daartoe de onderstelling varen, dat het beschouwde punt op vele weglengten afstand van de wand verwijderd is, terwijl wij later ook de onderstelling dat de weglengte klein is t.o.v. de afmetingen van het vat zullen loslaten.

Allereerst, maar dit zal achteraf slechts blijken een correctie van hogere orde te zijn, moeten wij in aanmerking nemen dat het volume-element  $dV$  „uitstraalt” niet:

$$\frac{n v}{\lambda} dV$$

maar:

$$\left( \frac{n v}{\lambda} + a \right) dV.$$

Dit zou, wanneer de reeks-ontwikkeling mocht worden doorgevoerd, zoals boven geschiedde, naast de term

$$\frac{1}{3} \lambda v \frac{dn}{dx} \text{ een term } \frac{1}{3} \lambda^2 \frac{da}{dx}$$

doen ontstaan, zoodat in de diffusie vergelijking (3) termen

$$\lambda^2 \frac{d^2 a}{dx^2}$$

zou optreden. Deze termen zijn naast  $a$  van de orde

$$\frac{\lambda^2}{l^2}.$$

In de tweede plaats, en dit is het belangrijkste verschil, is het nu van invloed, dat de integratie zich in werkelijkheid slechts tot aan

de wanden van het vat uitstrekt. Onze diffusie vergelijking (3), waarin nu

$$i_x = \frac{1}{O} \int_{\substack{\text{wanden} \\ \text{van het} \\ \text{vat}}} \left( \frac{nv}{\lambda} + a \right) dV \cdot \frac{\omega}{4\pi} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda}}$$

is thans niet meer met (1) indentisch. Het is een integraalvergelijking, of als men wil een differo-integraalvergelijking voor  $n$ .

Voor ons is belangrijk dat het nu niet meer noodig is, een randvoorwaarde voor  $n$  in te voeren, daar de toestand aan de wand thans uit de vergelijking kan worden afgeleid.

De daadwerkelijke oplossing van de vergelijking (3) in combinatie met (2a) zal zelfs in eenvoudig gekozen gevallen niet gemakkelijk zijn. Om een inzicht in de geaardheid der uitkomst te krijgen gaan wij een belangrijke beperking invoeren, door te onderstellen dat de deeltjes zich niet in een vat maar langs een lijn tusschen de grenzen  $x = 0$  en  $x = l$  bewegen. Wij nemen aan, dat de botsingskans thans ook weer bedraagt:

$$\frac{dx}{\lambda}$$

zoodat in een lijnelement  $dx$ , per tijdseenheid

$$\frac{nv}{\lambda} dx,$$

botsingen plaats hebben <sup>1)</sup>

Wij nemen verder aan dat van de deeltjes die gebotst hebben, de helft naar rechts, de andere helft naar links wegvliegt. Wij vinden nu voor de deeltjesstroom:

$$(2b) \quad i(x) = \int_0^l \frac{1}{2} \left( \frac{v}{\lambda} n(x_1) + a(x_1) \right) K'(x, x_1) dx.$$

Hierin is (Fig. 2)

$$K'(x, x_1)$$

een functie die voor  $x_1 > x$  gelijk is aan

$$-e^{-\frac{|x_1 - x|}{\lambda}}$$

en voor  $x_1 < x$  gelijk

$$+e^{-\frac{|x_1 - x|}{\lambda}}.$$

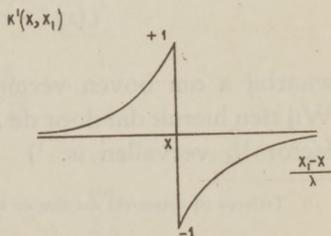


Fig. 2.

<sup>1)</sup> Wij maken er ons geen zorg over, hoe de deeltjes in deze eëndimensionale ruimte elkaar passeeren. Men moet zich deze ruimte a.h.w. meervoudig voorstellen.

Wij zullen eerst laten zien op welke wijze uit de uitdrukking (2b) de bekende diffusiewet weer volgt, wanneer  $\lambda$  tot nul nadert. Stellen wij daartoe

$$\frac{1}{2} \left( \frac{v}{\lambda} n(x_1) + a(x_1) \right) = \varphi(x_1)$$

dan is

$$i(x) = \int_0^l \varphi(x_1) K'(x, x_1) dx_1 = \int_0^x \varphi(x - \xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi - \int_0^{l-x} \varphi(x + \xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} dx.$$

Nemen wij verder aan in een gebied van de orde  $\lambda$ ,  $\varphi$  langzaam verandert en onwikkelbaar is volgens Taylor, dan krijgen wij als wij deze ontwikkeling uitvoeren, te maken met uitdrukkingen als

$$\frac{\varphi^{(k)}(x)}{k!} \int \xi^k e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi,$$

Deze laten zich eenvoudig integreren; immers is

$$\begin{aligned} \int \xi^k e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi &= \lambda^{k+1} \int \eta^k e^{-\eta} d\eta = \\ &= -\lambda^{k+1}, k! e^{-\eta} \left( 1 + \eta + \frac{\eta^2}{2} + \dots + \frac{\eta^k}{k!} \right). \end{aligned}$$

Is nu  $\lambda$  voldoende klein, dan mogen wij de integralen van 0 tot  $\infty$  uitstrekken, waardoor wij voor  $i$  vinden:

$$i(x) = -2\lambda^2 (\varphi^{(1)}(x) + \lambda^2 \varphi^{(3)}(x) + \dots).$$

Wegens de kleinheid van  $\lambda$  is het verder geoorloofd zich te beperken tot de eerste term, zoodat ten slotte

$$i(x) = -2\lambda^2 \frac{d\varphi}{dx} = -\lambda v \frac{dn}{dx}$$

waarbij  $a$  om boven vermeld redenen naast  $nv/\lambda$  is verwaarloosd. Wij zien hieruit dat door de „eendimensionale vertaling” de vroegere factor  $1/3$  vervallen is. <sup>1)</sup>

1) Terloops zij opgemerkt dat dus de functie

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} -\frac{1}{2\lambda^2} K'(x, x_1)$$

de eigenschap heeft om met een willekeurige  $\varphi(x_1)$  vermenigvuldigd en van  $-\infty$  tot  $+\infty$  geïntegreerd,  $d\varphi/dx$  op te leveren.



Wij kunnen nu reeds dadelijk aan een eenvoudig voorbeeld laten zien, welke verandering optreedt als  $\lambda$  grooter wordt. Nemen wij daartoe aan, dat in 't midden van het „vat", dus bij  $\bar{x} = \frac{1}{2} l$  één enkele bron van deeltjes is gelegen, die per seconde  $A$  deeltjes oplevert, waarvan dan de helft of  $\frac{1}{2} A$  naar links zal stroomen.

In het linker deel van de buis zal dan

$$\int_0^l \varphi(x_1) K'(x, x_1) dx_1 = -\frac{A}{2}$$

zijn. Onderstellen wij dat  $x$  met  $\lambda$  vergelijkbaar is maar dat  $l$  nog steeds groot is, vergeleken met  $\lambda$ , dan mogen wij schrijven:

$$-\frac{A}{2} = i(x) = \int_0^x \varphi(x-\xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi - \int_0^{\infty} \varphi(x+\xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi.$$

Ten einde de functie te vinden die aan deze integraalvergelijking voldoet, ontwikkelen wij  $\varphi$  en vinden:

$$-\frac{A}{2} = a_0 \varphi + a_1 \varphi^{(1)} + a_2 \varphi^{(2)} + \dots$$

waarin

$$a_0 = -\lambda e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

$$a_1 = -\lambda^2 \left( 2 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \left( 1 + \frac{x}{\lambda} \right) \right)$$

$$a_2 = -\lambda^3 e^{-\frac{x}{\lambda}} \left( 1 + \frac{x}{\lambda} + \frac{x^2}{2\lambda^2} \right) \text{ enz.}$$

Het blijkt nu dat voldaan wordt door

$$\varphi = c + dx$$

immers reduceert zich in dit geval de reeks tot

$$-2\lambda^2 d - (\lambda c - \lambda^2 d) e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

en dit is gelijk aan  $\frac{1}{2} A$  mits

$$c = \lambda d \text{ en } d = \frac{A}{4\lambda^2}$$

zoodat ten slotte

$$\varphi = \frac{A}{4\lambda^2} (\lambda + x) \text{ en daer } \varphi = \frac{vn}{2\lambda}$$

$$n = \frac{A}{2\lambda v} (\lambda + x)$$

volgens de oude opvatting zouden wij gezegd hebben

$$k \frac{dn}{dx} = \frac{A}{2} \quad (k = \lambda v)$$

en  $n = 0$  voor  $x = 0$

$$\text{dus } n = \frac{A}{2 \lambda v} x$$

Het verschil bestaat dus hierin dat alle concentraties met een bedrag

$$\frac{A}{2v}$$

vermeerderd zijn. Wij zien verder, dat

$$\frac{n_{\text{wand}}}{n_{\text{midden}}} = \text{van de orde } \frac{\lambda}{l}$$

Thans willen wij de voorwaarde dat  $l \gg \lambda$  laten vervallen. In dit geval geldt voor  $i(x)$  de uitdrukking (2b) en de diffusievergelijking wordt:

$$(3b) \dots \dots \dots \frac{di}{dx} = -\frac{dn}{dt} + a$$

Wij willen ons bepalen tot het stationaire geval, zoodat  $dn/dt = 0$  en verder willen wij  $a$  constant onderstellen in het geheele gebied  $0 < x < l$ .

Het differentieeren van  $i$  moet, wegens de discontinuïteit in  $K'$ , met eenige omzichtigheid geschieden; men moet namelijk opmaken:

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{1}{\delta} \left[ \int_0^l \varphi(x_1) K'(x + \delta, x_1) dx_1 - \int_0^l \varphi(x_1) K'(x, x_1) dx_1 \right].$$

$\left\{ \begin{array}{l} \varphi(x_1) K'(x + \delta, x_1) \\ \varphi(x_1) K'(x, x_1) \end{array} \right.$

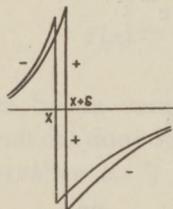


Fig. 3.

Fig. 3 kan de uitkomst verduidelijken. Deze luidt:

$$\frac{di}{dx} = 2 \varphi(x) - \frac{1}{\lambda} \int \varphi(x_1) K(x, x_1) dx,$$

waarin

$$K(x, x_1) = e^{-\frac{|x_1 - x|}{\lambda}}$$

zonder teekomkeer.

Laten wij eerst weer zien, hoe vergelijking (3b) bij nadering van  $\lambda$  tot nul tot bekende uitdrukkingen voert. Terwijl in het algemeen

$$\int_0^l \varphi(x_1) K(x, x_1) dx_1 = \int_0^x \varphi(x - \xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi + \int_0^{l-x} \varphi(x + \xi) e^{-\frac{\xi}{\lambda}} d\xi$$

kan men dan de uitkomst vereenvoudigen door de bovenste grenzen der integralen  $\infty$  te nemen. Het resultaat is in dit geval:

$$2\lambda(\varphi(x) + \lambda^2 \varphi^{(2)}(x) + \lambda^4 \varphi^{(4)}(x) + \dots)$$

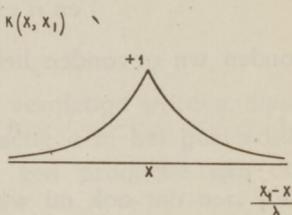


Fig. 4.

zoodat bij beperking tot de laagste macht van  $\lambda$  vgl (3b) overgaat in

$$-2\lambda^2 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = a \text{ of } -\lambda v \frac{d^2 n}{dx^2} = a. \quad 1)$$

Wanneer wij nu de functie willen zoeken, die aan vgl. (3b) voldoet dan doen wij het beste met ook hier de reeksontwikkeling uit te schrijven. Het resultaat is:

$$b_0 \varphi + b_1 \varphi^{(1)} + b_2 \varphi^{(2)} + \dots = -a$$

waarin

$$b_0 = -\left(e^{-\frac{x}{\lambda}} + e^{-\frac{l-x}{\lambda}}\right)$$

$$b_1 = \lambda \left( e^{-\frac{x}{\lambda}} \left(1 + \frac{x}{\lambda}\right) - e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \left(1 + \frac{l-x}{\lambda}\right) \right)$$

$$b_2 = \lambda^2 \left( 2 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \left(1 + \frac{x}{\lambda} + \frac{x^2}{2\lambda^2}\right) - e^{-\frac{l-x}{\lambda}} \left(1 + \frac{l-x}{\lambda} + \frac{(l-x)^2}{2\lambda^2}\right) \right).$$

Het blijkt nu dat hieraan te voldoen is door een geheele quadratische functie in  $x$  en wel door

$$\varphi = \frac{l+2\lambda}{4\lambda} a + \frac{a}{4\lambda^2} (l-x)x$$

zoodat

$$n = \frac{l+2\lambda}{2v} a + \frac{a}{2\lambda v} (l-x)x.$$

1) Ook merken wij terloops weer op, dat de functie

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{1}{2\lambda} K(x, x_1)$$

de eigenschap heeft, met een willekeurige functie  $\varphi(x_1)$  vermenigvuldigd, en van  $-\infty$  naar  $+\infty$  geïntegreerd, de functie  $\varphi(x)$  op te leveren.

Uitgaande van diffusievergelijking

$$k \frac{d^2 n}{dx^2} = -a \quad (k = \lambda v)$$

en  $n = 0$  voor  $x = 0$  en  $x = 1$

zouden wij gevonden hebben

$$n = \frac{a}{2 \lambda v} (1 - x) x.$$

Wij zien dat ook nu weer de exacte oplossing verkregen wordt door alle concentraties met een constant bedrag te vermeerderen, zoodanig dat weer

$$\frac{n_{\text{wand}}}{n_{\text{midden}}} \text{ van de orde } \frac{\lambda}{l}.$$

Wij bespreken ten slotte nog een derde geval: nemen wij aan dat b.v. de wand bij  $x = 0$  zelf deeltjes produceert en wel  $A$  per tijdseenheid. Deze zullen met de snelheid  $v$ , willen wij aannemen in het gas dringen en gedeeltelijk naar de andere wand diffundeeren. Het grootste deel keert natuurlijk door diffusie naar de oorspronkelijke wand terug. De vergelijking voor de stroom naar rechts zal in dit geval luiden:

$$\int_0^l \varphi(x_1) K'(x, x_1) dx_1 + A e^{-\frac{x}{\lambda}} = i(x).$$

Naar analogie van het boven verkregen resultaat trachten wij te voldoen door een lineaire functie van  $x$ . Er blijkt te worden voldaan door

$$\varphi(x) = \frac{A}{\lambda(l + 2\lambda)} (l + \lambda - x)$$

zoodat

$$n(x) = \frac{2A}{v(l + 2\lambda)} (l + \lambda - x)$$

$$\text{en } i(x) = \frac{2\lambda}{l + 2\lambda} \cdot A.$$

Zenden beide wanden  $A$  deeltjes uit dan is de concentratie in het geheele vat constant en gelijk aan

$$n = \frac{2A}{v}.$$

In het vorige geval werden per volume-eenheid  $a$  deeltjes, en het geheele dus  $a l$  deeltjes gevormd. Dientengevolge zal de wandstroom voor iedere wand bedragen

$$\frac{a l}{2}.$$

Nemen wij eens aan dat niet alle deeltjes vernietigd worden, maar slechts een fractie  $1 - a$ , terwijl een fractie  $a$  in het gas wordt teruggestuurd dan zal dit neerkomen op een productie aan die wand van

$$A = a \frac{a l}{2}$$

deeltjes per tijdseenheid en daar dit aan beide wanden plaats heeft zal de concentratie in het geheele vat hierdoor stijgen met

$$\frac{2 A}{v} = a \frac{a l}{v}$$

maar van de beschouwde fractie  $a a l$  zal een deel

$$a^2 a l$$

opnieuw in het gas worden gedreven. Ten slotte zal de concentratie worden verhoogd met:

$$\frac{a l}{v} (a + a^2 + \dots) = \frac{a}{1 - a} \frac{a l}{v}.$$

Merkwaardig genoeg is deze uitkomst onafhankelijk van  $\lambda$ . De totale concentratie zal zijn

$$n = \frac{a}{v} \left[ \frac{a l}{1 - a} + \frac{l + 2 \lambda}{2} + \frac{(l - x) x}{2 \lambda} \right].$$

De uitkomst van bovenvermelde berekeningen doet vermoeden dat ook in het geval van drie-dimensionale diffusie de ware concentratie op eenvoudige wijze samenhangt met die uit de randvoorwaarde  $n_{\text{rand}} = 0$  afgeleid. In het bijzonder belooft het geval van drie dimensionale diffusie tusschen oneindige evenwijdige platen eenvoudig te verlopen. Dat het effect van het niet klein zijn van  $\lambda$  zal

bestaan in een voor het geheele gebied constant toe te voegen bedrag is echter een conclusie die men uit onze berekening niet mag trekken. Integendeel zal men in vele gevallen verwachten dat de toe te voegen waarde slechts op afstanden van de wand, vergelijkbaar met  $\lambda$ , in aanmerking komt, om bij grootere waarden practisch nul te worden. Wij hopen hierop nog terug te komen.

Eindhoven, 6 Febr. 1928

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER  
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

#### Zusammenfassung.

Für das Problem der Diffusion einer Art Teilchen geringer Konzentration in eine zweite Art wird eine Integral-gleichung aufgestellt, die auch im Falle einer nicht unendlich kleiner Weglänge gültig ist. Das entsprechende ein-dimensionale Problem lässt sich in einigen Fällen durch einfache Ansätze lösen. In jedem Falle bleibt am Rande eine Konzentration bestehen, die sich zu der Konzentration in der Mitte etwa verhält wie die Weglänge zur Abmessung der Gefässes.

---

## EEN BIJZONDER GEVAL VAN CHROMATISCHE POLARISATIE

door J. J. HAAK.

Nadat een proef was gedaan over de chromatische polarisatie van een dik stuk gehard glas en de twee nicols waren weggehaald, zag ik tot mijn verbazing in het stuk glas, waarop nu alleen wat daglicht viel, met het bloote oog, zwak maar zeker, een dergelijke interferentiefiguur als tijdens de proef. Vlak voor een raam, met meer daglicht, was de figuur zelfs zeer goed te zien; ik moest daartoe in het licht kijken dat onder een tamelijk groote hoek door de achterkant van het glas werd teruggekaatst.

Voor de verklaring is dadelijk gedacht aan het feit, dat daglicht gedeeltelijk gepolariseerd is en aan de polarisatie van het licht, dat bij de polarisatiehoek wordt gereflecteerd.

Experimenteel is het verschijnsel als volgt nagegaan.

Het stuk glas was  $\pm 1$  c.m. dik en zoodanig in een achthoekige vorm gehard, dat er twee neutrale vlakken loodrecht op elkaar waren achtergebleven, terwijl het glas overigens dubbelbrekend was geworden. Dit glas werd loodrecht op het tafeltje van een horizontaal opgestelde goniometer geplaatst; één der neutrale vlakken verticaal, dus de andere horizontaal.

a) Een evenwijdige bundel natuurlijk licht wordt onder de polarisatiehoek op het stuk glas geworpen. Het licht, dat door het voorvlak heen gaat, valt weer onder de polarisatiehoek op het achtervlak (zie Bosscha-Sissingh, Licht II, blz. 235, noot). Hier worden alleen trillingen  $\perp$  invalsvlak teruggekaatst; dit 2e grensvlak is dus een polarisator. Het gereflecteerde, gepolariseerde licht doorloopt nu het dubbelbrekend glas en zal bij de uittreding als het ware door een analysator gaan, zij het dan ook door één, die in 2 richtingen analyseert,  $\perp$  en  $\parallel$  invalsvlak. Men moet derhalve 2 interferentiefiguren krijgen, als bij evenwijdige en als bij gekruiste nicols. Ofschoon bij deze uittreding de trillingen  $\perp$  invalsvlak sterk worden verzwakt (polarisatiehoek weer) en dus de chromatische polarisatie als bij gekruiste nicols wel zal domineeren, moet in elk geval als resultante maar uiterst zwak een interferentiefiguur zichtbaar kunnen zijn. En toch kan men op een schermpje iets zien, als men dit maar schuin zet ten opzichte van het daarop invallende licht en er ook schuin opkijkt, dus als men het schermpje als spiegel gebruikt, want op deze manier haalt men in hoofdzaak één der interferentiefiguren er uit, omdat men zoo voornamelijk de trillingen opvangt  $\perp$  invalsvlak op het schermpje. Van de stand van dit invalsvlak hangt het af, of een figuur zichtbaar wordt als bij gekruiste of als bij evenwijdige nicols. Het effect blijft zwak, ook al omdat men gestoord wordt door de lichtreflex van het 1e grensvlak van het stuk glas. Als dit glas geen parallelle kanten bezit, zooals dat bij het gebruikte exemplaar het geval was, liggen de twee lichtvlekken geheel naast elkaar en is er des te beter aan één iets te ontdekken.

Kijkt men door een spleet in het schermpje en komt zoo de bundel, door het achtervlak van het glas gereflecteerd, rechtstreeks in het oog, dan is er veel te veel licht om ook maar iets van de zwakke chromatische polarisatie te ontwaren.

b) Polariseert men de invallende bundel, dan wordt een interferentiefiguur op het schermpje heel duidelijk zichtbaar, maar thans ziet men de chromatische polarisatie, voornamelijk gevormd door het glas tusschen de breking door het voorvlak en de terugkaatsing door het achtervlak; nu is het 2e grensvlak analysator en, door de polarisatiehoek, een zuiver eenzijdige analysator. Gemakkelijk maakt men de figuur met een zwart of met een helder kruis.

Bekijkt men nu de lichtvlek eens, die achter het stuk glas wordt gemaakt, dan heeft daarvoor het 2e grensvlak als tweezijdige

analysator gewerkt. Men ziet iets van een figuur op het scherm als men weer de reflectie onder een groote hoek daarop te hulp neemt. Kijkt men in deze stand door de spleet van het schermje, dan is de figuur weer te zwak en het licht te sterk om iets te zien.

Vangt men echter de teruggekaatste bundel weer op en kijkt men daarin, dan zijn er wel degelijk interferentielijnen waar te nemen, ook al is het niet aangenaam kijken, doordat men een sterk lichtpunt slechts ziet van wege de evenwijdige stralen. Daarom is het beter om de bundel convergeerend te laten invallen en wel zoo, dat hij nog convergeert als hij door de spleet van het schermje terugkomt. Dan is een scherpe figuur te zien, vooral als men het licht met behulp van matglas iets tempert.

Met deze manier van verlichting kan men gemakkelijk constateeren, dat het volstrekt niet noodig is om precies bij de polarisatiehoek te werken; indien men een graad of 30 zelfs daarvan afwijkt ziet men de interferentiefiguur nog, zij het dan ook veel zwakker. Dat komt doordat glas bij alle invalshoeken, de trilling  $\perp$  invalsvlak sterker terugkaatst dan die  $\parallel$  invalsvlak. (bij  $0^\circ$  en  $90^\circ$  uitgezonderd. Zie Bosscha-Sissingh, Licht II, blz. 516).

Ook het invallende licht behoeft niet zuiver eenzijdig gepolariseerd te zijn om nog iets van chromatische polarisatie te ontdekken en daarom ziet men bijna altijd een figuur in het glas als men maar gunstig daarop licht laat terugkaatsen, dat te voren een of andere reflexie heeft ondergaan. Richt men het oog op het spiegelbeeld, door het tweede grensvlak gevormd van een willekeurige lichtbron en ziet men het hier besproken effect, dan is dat niet teweeggebracht door het licht rechtstreeks uit de lichtbron, maar door het licht, dat eerst een terugkaatsing ergens in de buurt van de lichtbron heeft ondervonden.

c) Nu is het duidelijk waarom het daglicht de interferentiefiguur zoo mooi doet ontstaan; dit licht is dikwijls vrij sterk eenzijdig gepolariseerd. Men maakt dan of de figuur met het donkere kruis of die met het heldere kruis, zooals men verkiest, en men concludeert daaruit gemakkelijk in welk vlak op dat oogenblik het invallende licht in hoofdzaak trilt. De figuur is slecht te zien als dit licht bijna niet gepolariseerd is, hetzij doordat men stralen gebruikt afkomstig van een niet polariseerend deel van de hemel, hetzij doordat de toestand van de atmosfeer de polarisatiegraad ten ongunste beïnvloedt.



Het is direct te begrijpen, dat op dezelfde manier, zonder nicols, met daglicht of gereflecteerd kunstlicht, de mooie kleuren te ontdekken zijn van dunne gips, of glimmerplaatjes, van de bekende ster of vlinder bijv., waarvan men zoo vaak de chromatische polarisatie toont.

**Summary.**

Mention is made here of chromatic polarisation, seen by daylight in a thick plate of tempered glass, without the aid of nicols or anything else.

It is explained by the polarisation of the daylight and that of the light, reflected by the second surface of the plate of glass under the angle of polarisation.

*Haarlem.*

AFDEELING NATUURKUNDE  
GEMEENTELIJK LYCEUM.

## OVER DE VERANDERLIJKHEID VAN OUDE STANDAARDKILOGRAMMEN \*)

door L. H. SIERTSEMA.

In 1886 zijn door J. A. C. Oudemans <sup>1)</sup> een aantal oude standaardkilogrammen gewogen en daarbij is door hem nagegaan in hoeverre deze na een groot aantal jaren van waarde veranderd waren. Het gereed maken van standaardkilogrammen voor den dienst van het Ijkwezen door de Commissie van toezicht op de standaarden van den meter en het kilogram (kilogram-metercommissie), waardoor de Commissie tevens in het bezit kwam van standaarden van den tweeden rang, die met het Nederlandsche platina-standaardkilogram waren vergeleken, is een aanleiding geweest om weder een dergelijk onderzoek op te vatten. De veranderlijkheid van de door Oudemans gewogen kilogrammen kon nu met meer zekerheid worden vastgesteld dan toen, daar nu juist door het werk van Oudemans meer en beter betrouwbare oudere wegingen beschikbaar zijn.

Behalve de gewichten van Oudemans zijn een aantal andere mede in het onderzoek opgenomen.

De wegingen zijn geschied met een eenvoudige balans van Becker's Sons van het natuurkundig laboratorium der Technische Hoogeschool te Delft. Deze balans heeft geen bijzonder groote gevoeligheid, maar daartegenover staat, dat zij zeer bestendig is.

\*) Eerder verschenen in de Versl. Kon. Ak. v. Wet. te Amsterdam.

<sup>1)</sup> J. A. C. Oudemans, Versl. en Med. K. Ak. v. Wet. (3) 3 (1887) p. 141; 4 (1888) p. 97.

## A. GEELKOPEREN GEWICHTEN

	Oude benaming	Eigendom van	Vervaardigd in	Vorm	Oppervlak	Opmerkingen
I		Commissie	1909	bol	verguld	Stand 2e rang
II		"	"	"	"	" " " 1)
III		"	"	"	"	" " "
L <sub>10</sub>		Insp. IJkwezen	1799	cyl. m. knop	blank	Wettel. stand 1819—1839
v. Sw.	kg van v. Swinden	Nat. lab. Utrecht	"	"	"	
Aen	kg v. Aeneae	Insp. IJkwezen	"	"	"	
F <sub>1</sub>	kg v. Fortin	Nat. lab. Utrecht	± 1800	"	"	
F <sub>2</sub>	kg v. Fortin	Insp. IJkwezen	± 1800	"	"	
M	kg v. Gandolfi	's Rijks Munt	± 1810	"	"	
Sl	Slaper	" "	"	"	gevernist	
Contr	Contraslaper	" "	"	"	"	
A		Insp. IJkwezen	1838	cylinder	blank	
B		Nat. lab. Leiden	"	"	"	
C		Insp. IJkwezen	"	"	"	
Del	kg van Deleuil	's Rijks Munt	1837	cyl. m. knop	"	
S		" "	1839	"	gevernist	
L <sub>1</sub>		Nat. lab. Leiden	1838	"	"	
L <sub>2</sub>		" " "	onbekend	"	"	
L <sub>3</sub>		" " "	"	"	"	
K I		K. Ak. van Wet.	"	"	blank	
St 1	N <sup>o</sup> 1 (Oudemans)	Teyler's Gen.	1856	cyl. m. op- geschr. knop	verguld	De kg St. zijn vervaardigd volgens opdracht van Stamkart
St 2	N <sup>o</sup> 2 ( " )	K. Ak. van Wet.	"	" "	"	
St 5	N <sup>o</sup> 5 ( " )	Nat. lab. Utrecht	"	" "	"	
St 6	N <sup>o</sup> 6 ( " )	" " Gron.	"	" "	"	
St 7	N <sup>o</sup> 7 ( " )	" " Amst.	"	" "	"	
P''		" " Delft	1872	" "	"	
V		's Rijks Munt	1899	bol	"	Tegenwoordige standaard v. d. Munt

## B. GLAZEN GEWICHTEN

G <sub>2</sub>		K. Ak. van Wet.	1856	fleschje m. Hg	Vergelijkingsgewicht van Oudemans.
G <sub>1</sub>		's Rijks Munt	1886	" " "	Zie Oudemans l.c. p. 252.

1) Overgedragen aan den dienst van het IJkwezen in Nederland.

De schaalverdeeling, in mm, werd afgelezen met een kijker, opgesteld op ongeveer een meter van de balans, tot op  $\frac{1}{20}$  van de schaaldeelen. Elke evenwichtsstand werd afgeleid uit drie omkeerpunten, genomen zoodra de reeks omkeerpunten regelmatigheid vertoonde. De wegingen zijn verder verricht volgens de verwisselmethode van Gauss. Nadat een evenwichtsstand eenige malen met voldoende overeenstemming bepaald was, werden de gewichten verwisseld, weer evenwichtsstanden bepaald en dit voortgezet totdat een reeks goed overeenstemmende waarden verkregen was. Daarna werd nog de schaalwaarde bepaald. Voor en na elke wegingsreeks werden afgelezen twee thermometers en een hygrometer, die in de balanskast waren geplaatst, en een kwikbarometer, opgesteld in hetzelfde lokaal.

Van een paar der onderzochte gewichten was het volume niet bekend, dit moest dus eerst worden bepaald. Daarvoor werd dezelfde balans gebruikt, met hulptoestellen voor hydrostatische weging, overeenkomende met die, welke in het Bureau international des Poids et Mesures voor dergelijke wegingen gebruikt zijn <sup>1)</sup>. Er treedt bij zulke wegingen bijna altijd eenig gewichtsverlies op, dat b.v. bij wegingen van kilogramgewichten door Stamkart <sup>2)</sup> wel 12 mg heeft bedragen. Om een mogelijke oorzaak hiervan weg te nemen, is steeds zorg gedragen dat de gewichten in het water rustten op barnsteen, zoodat er geen geleidend verband met het metaal van den hanger bestaat, en er minder gevaar is voor electrolytische werkingen. De gewichten zijn vóór de hydrostatische weging nauwkeurig gewogen, zoodat hun gewichtsverlies bekend is. Het is gebleken, dat evenals bij Oudemans bij de oudere gewichten steeds een merkbaar verlies optrad, waarschijnlijk doordat het oppervlak der gewichten in den loop der jaren wel niet geheel schoon zal zijn gebleven, en nu weer gereinigd werd. Bij nieuwe gewichten was de gewichtsverandering daarentegen onbeduidend.

In de tabel op de vorige bladzijde zijn alle behandelde gewichten, ook de bovengenoemde standaarden van de Commissie, en de standaarden van 's Rijks Munt, opgenomen.

De meeste van deze gewichten zijn in verhandelingen van Moll <sup>3)</sup>, Stamkart <sup>4)</sup>, Oudemans, en Hoitsema <sup>5)</sup> beschreven, en mij

1) Zie Trav. et Mém. du Bureau int. des poids et mesures deel 2.

2) Zie Oudemans Versl. en Med. K. Ak. v. Wet. (3) 3 (1887) p. 173.

3) G. Moll, Bijdragen tot de natuurk. wetensch. 6 (1881) p. 119.

4) F. J. Stamkart, Zie Versl. en Med. K. Ak. v. Wet. 6 (1857) p. 92; 7 (1858) p. 32.

5) C. Hoitsema, Muntverslag over 1902, p. 113.

door de besturen of directeuren der in de tabel genoemde inrichtingen welwillend voor dit onderzoek afgestaan. Opgemerkt kan nog worden dat de kilogrammen  $L_{10}$ , v Sw en Aen, vervaardigd door Fortin, in 1799 door van Swinden en Aeneae uit Parijs zijn medegebracht en dus tot de oudste kilogramgewichten behooren. Het gewicht  $L_{10}$  werd toen aan de regeering van de Bataafsche Republiek overhandigd en heeft van 1819 tot 1839 gediend als wettelijke gewichtsstandaard.

De gewichten A, B en C zijn in 1839 met het platina-standaard-kilogram uit Parijs mede gekomen.

De gewichten zijn gecombineerd in groepen van vier of vijf, waarvan elk gewicht met ieder van de andere werd vergeleken, en waaruit dan het gewichtsverschil met een hunner werd afgeleid. Zoo zijn de volgende groepen gevormd. De daarbij bereikte middelbare fout is telkens aangegeven. Met Pt wordt hierbij het Ned. platina-standaardkilogram bedoeld; voor het volume hiervan is aangenomen  $47122 \text{ mm}^3$  bij  $15^\circ \text{ C}$ .

Groepen:	I, II, III, P'', Pt	mf = 0.06 mg
	A, B, C, P''	„ = 0.06 „
	$L_1, L_2, L_3, I$	„ = 0.11 „
	$L_{10}, v \text{ Sw}, \text{ Aen}, \text{ II}$	„ = 0.07 „
	$F_1, F_2, G_2, I$	„ = 0.09 „
	St 1, St 2, St 5, I	„ = 0.08 „
	Sl, Contr, Del, I	„ = 0.07 „
	St 6, St 7, K I, I	„ = 0.05 „

De kilogrammen M, S, V en  $G_1$  van 's Rijks Munt waren reeds vroeger gewogen.

Een uitvoerig verslag van de wegingen en de berekeningen bevindt zich in het archief van de Commissie, hier zullen alleen de uitkomsten worden vermeld. Onder het hoofd „massa” wordt in de volgende tabel aangegeven hoeveel deze grooter (+) of kleiner (—) is dan die van Pt.

1. Gewichten van de Commissie:

	Vol in $\text{mm}^3$	Bij temperatuur	Massa in 1926
I	118868	$14^\circ 5$	+ 1.32 mg
II	118828	$12^\circ$	— 0.24 „
III	118860	$14^\circ$	+ 1.59 „

2. Kilogrammen, die ook door Oudemans vergeleken zijn. De volumina zijn bepaald door Stamkart en door Oudemans,

	Volume in mm <sup>3</sup>	Bij temp.	Waar- nemer	Massa in mg		Verandering per jaar
				1886	1926	
v. Sw.	123312	0°	O.	+ 0.19	+ 0.74	+ 0.01
F <sub>1</sub>	126060	0°	O.	+ 152.36	+ 186.49	+ 0.85
Sl	119127	0°	O.	+ 40.78	+ 39.90	- 0.02
Contr	119043	0°	O.	+ 47.06	+ 46.21	- 0.02
B	122424	0°	O.	+ 0.05	+ 2.85	+ 0.07
Del	129449	0°	O.	+ 573.83	+ 716.94	+ 3.58
S					+ 59.79	(+ 2.3) <sup>1)</sup>
L <sub>1</sub>	122553	0°	O.	- 14.66	- 12.19	+ 0.06
L <sub>2</sub>	122347	0°	O.	+ 54.47	+ 56.58	+ 0.05
L <sub>3</sub>	123327	0°	O.	- 40.32	- 39.60	+ 0.02
K. I.	122050	0°	O.	+ 77.43	+ 84.74	+ 0.18
St 1	121615	0°	St.	+ 1.14	+ 1.58	+ 0.01
St 2	120816	0°	St.	- 12.23	- 11.71	+ 0.01
St 5	120169	0°	St.	- 2.73	- 2.92	- 0.00
St 6	122710	0°	St.	- 2.05	+ 0.15	+ 0.05
St 7	120059	0°	St.	- 0.49	+ 0.37	+ 0.02
P''	121496	15°	St.	- 6.87	- 12.61	- 0.14
G <sub>2</sub>	99805	0°	O.	+ 5.52	+ 6.53	+ 0.03

<sup>1)</sup> Het gewicht is in 1889 opnieuw gejusteerd.

3. Overige kilogrammen. De volumina hiervan zijn bepaald door de Commissie Lipkens enz. van 1838, door Oudemans, Hoitsema of Siertsema.

De volumina van S en M zijn niet bekend. Bij de berekeningen zijn ze gelijkgesteld aan dat van V.

Het blijkt, dat van de zeer oude gewichten eenige (v Sw, Sl, Contr, L<sub>3</sub>) zeer weinig veranderd zijn. Misschien zijn L<sub>10</sub> en Aen ook beter gebleven dan de gevonden waarden zouden aantoonen; de gewichtsverliezen bij de hydrostatische wegingen wijzen er op, dat het oppervlak vuil kan geweest zijn. Ook de vergulde gewichten St 1—St 7 van Stamkart hebben zich over het algemeen goed

	Vol. in mm <sup>3</sup>	Temp.	Waar- nemer	Massa in mg		Massa in mg		Verande- ring per jaar	
						Vóór de hydr. weg.	Na de hydr. weg.		
L <sub>10</sub>	121387	15.5°	S.	1839	-12.93 <sup>1)</sup>	1926	-17.89	-18.97	-0.05
Aen	123135	15.5°	S.	1909	-12.05 <sup>2)</sup>	1927	-8.83	-10.78	+0.18
F <sub>2</sub>	124257	16.0°	S.			1927	-73.69	-76.64	
M				1902	-8.2 <sup>3)</sup>	1925	-5.98		+0.10
A	123755	0°	L.			1926	-7.52		
C	121759	0°	L.	1839	-1.02	1926	-5.76		-0.05
V	118486	0°	H.	1902	-7.85 <sup>4)</sup>	1925	-8.46		-0.03
G <sub>1</sub>	104458	0°	O.	1902	-3.3 <sup>5)</sup>	1925	-18.91		-0.68

gehouden. Het is jammer, dat deze gewichten wegens de opgeschroefde knop ondeugdelijk zijn voor standaardgewichten. Dat het gewicht M van Gandolfi zeer onveranderlijk zou zijn, zooals door Hoitsema vermoed werd<sup>6)</sup>, vindt hier geen bevestiging.

Eenige gewichten vertoonen een opmerkelijke sterke toeneming. Bijzonder sterk is dit het geval met het gewicht Del van de Munt, wat Oudemans ook reeds heeft opgemerkt, en waarbij deze tevens heeft gewezen op het abnormaal groote volume. Uiterlijk is aan dit gewicht niets op te merken, dat deze voortgaande toeneming zou verklaren, alleen is het wat donker aangelopen.

Iets minder sterk is de toeneming bij F<sub>1</sub>, een oud gewicht van Fortin. Indien dit gewicht oorspronkelijk (omstreeks 1800) juist is geweest, zou dit ook een geval zijn van een voortgaande onverklaarde toeneming. De verandering van het glazen gewicht G<sub>1</sub> van de Munt zou misschien door den toestand van het oppervlak kunnen worden verklaard, en nog nadere bevestiging behoeven. Ook K I van de Kon. Akademie van Wetenschappen, een uiterlijk zeer goed geconserveerd gewicht, is sterk toegenomen.

Een onverklaarde afneming is bij het Delftsche gewicht P'' waar te nemen. Ook deze afneming heeft reeds in 1886 de aandacht getrokken, en is sedert dien, ofschoon in iets minder sterke mate,

1) Volgens een weging van de Commissie Lipkens enz. van 1838. Zie Oudemans (1887) l.c. p. 232.

2) Volgens een weging van Kist.

3) Zie Hoitsema, Muntverslag 1908 p. 42.

4) Volgens een schriftelijke opgave van Hoitsema.

5) Zie Hoitsema, Muntverslag 1902 p. 134.

6) Hoitsema, Muntverslag 1902 p. 116.

voortgegaan. Het is een in het vuur verguld gewicht, waaraan uiterlijk niets te zien is, dat de afneming kan verklaren.

Alles samengenomen blijkt wel, dat vele oude gewichten, vooral de vergulde, weinig zijn veranderd. De galvanisch vergulde St 2, St 6, St 7 staan niet achter bij de in het vuur vergulde St 1 en P". De onverklaarde groote veranderlijkheid van enkele gewichten noopt echter tot voorzichtigheid, en maakt het noodzakelijk standaardgewichten dikwijls te verifiëren.

Delft.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER  
TECHNISCHE HOOGESCHOOL No. 9.

---

## BOEKBESPREKING.

---

*Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik*, 11 Aufl., Bd. V, 2. Physik des Kosmos. herausgegeben von A. Kopff—Vieweg, Braunschweig 1928. 595 S. Prijs ing. R. M. 36.—; geb. R. M. 39.50.

Wat zouden Müller en Pouillet verbaasd zijn, als ze de 11e uitgave van „hun" leerboek konden doorbladeren, en dan vooral dezen band, die aan de jonge astrophysica gewijd is! En toch, van het oorspronkelijke boek is *meer* bewaard dan alleen de titel; de geest, de algemeene opzet zijn dezelfde gebleven: een vrij uitvoerig overzicht te geven van de physische wetenschappen in hun geheel omvang, gebruik makend van slechts weinig hogere wiskunde, meer den nadruk leggend op de zuiver natuurkundige voorstellingen, die tenslotte de kern onzer wetenschap uitmaken. Müller-Pouillet is daardoor een onontbeerlijk boek geworden, in de eerste plaats voor den leeraar, maar ook voor leeken met ernstige belangstelling, en voor laboratoria als men zich oriënteeren wil over een onderdeel der physica waarin men weinig thuis is.

Dit deel is eigenlijk een handboek der astrophysica. Aan handboeken heeft deze wetenschap groote behoefte: zij heeft zich zoo snel ontwikkeld, dat haar uitkomsten vrijwel alleen te vinden zijn in vaktijdschriften, dikwijls verspreid, onoverzichtelijk, elkaar tegensprekend. Het is waar dat het leerboek der sterrekunde van Newcomb-Engelmann meer en meer belang was gaan toekennen aan de astrophysische hoofdstukken. Maar Müller-Pouillet gaat in allerlei opzichten veel dieper, omdat de physische hulpmethodes niet vermeden worden, maar integendeel met voorliefde behandeld; en omdat de beschrijving van een aantal bijzondere feiten heeft plaats gemaakt voor de groote wetmatigheden die van algemeener beteekenis zijn.

Niet minder dan acht medewerkers zijn noodig geweest om de stof te beheerschen; het is verheugend dat daarvoor degelijke astrophysici gevonden zijn, maar het is jammer dat een volledige eenheid niet te bereiken is geweest, in zoverre dat een aantal onderwerpen op twee of meer plaatsen behandeld zijn. De gedachtengang is volmaakt logisch: grondbegrippen; instrumenten en methodes; de zon en het zonnestelsel; de afzonderlijke ster; dubbelsterren en veranderlijken;

sterrehoopen en nevels; het sterrenstelsel; kosmogonie. Een merkwaardig denkbeeld was het bijvoegen van een hoofdstuk over de relativiteitstheorie (door A. Kopff). In het algemeen is de stof goed gekozen; het vrij oninteressante zonnestelsel wordt slechts kort besproken, de nadruk valt vooral op de afzonderlijke ster als stralenden gasbol, en op de nevelvlekken, die grondig behandeld zijn. Men vindt uitvoerig de theorie van Eddington over den opbouw van den dampkring der sterren; van de ionisatietheorie en van de pulsatietheorie voornamelijk de uitkomsten; uitvoerig weer de klassieke onderzoekingen van Hubble en van de Licksterrewacht over nevelvlekken. Het hoofdstuk over de relativiteitstheorie bewijst ons hoe de grenzen van het „populaire” onophoudelijk aan 't verschuiven zijn; het brengt ons o.a. de beginselen der tensoranalyse (co- en contravariante tensoren, verjonging, Christoffelsche haakjes), de tensorvoorstelling der electro-dynamische wetten, den krommingstensor, de kosmologische vragen.

Het is jammer dat Milne's onderzoekingen over de chromosfeer der zon geheel ontbreken. De proeven van King met den electrischen oven, en die van Anderson met ontplofende draadjes zouden in dezen band goed op hun plaats geweest zijn; in het algemeen mist men nog het voortdurend vergelijken der kosmische verschijnselen met de laboratoriumproeven. Vandaar ook dat zoo weinig gezegd wordt over spectraalreeksen, over het gebied van continue absorptie en emissie in het ultraviolette waterstofspectrum der chromosfeer en der sterren, over de wijze waarop eigenlijk een Fraunhoferlijn ontstaat. Nog meer physica, vooral meer spectroscopie is hier noodig!

Veertien fraaie platen, 138 figuren versieren den tekst; de literatuurverwijzingen zijn zóó gekozen dat ze den lezer niet overstelpen, maar hem werkelijk den weg wijzen; de alphabetische woordenlijst is niet uitvoerig genoeg. Het boek leest prettig en is op zeer verzorgde wijze uitgegeven.

M. M.

## STRIKVRAGEN.

*De vogelaar heeft lang gezwegen,  
die argelooze vogels lokt en fluit.  
Nu heeft hij nieuwen draad gekregen  
en zet nog eens zijn looze strikken uit*

Vraag XXXI \*) **Onder het microscoop legt men een plaatje kalkspaat, loodrecht op de as gesneden. Men stelt eerst in op het bovenvlak, en vervolgens op het ondervlak van het plaatje. Zal men nu, eventueel op verschillende insteldiepte, één of twee beelden zien van de krasjes op het ondervlak? Kalkspaat is dubbelbrekend, maar men kijkt in de richting van de optische as!**

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*

\*) Onze getrouwe lezers herinneren zich dat vraag XXX verscheen in den 5den jaargang, pag. 280.



# PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

---

8e JAARGANG

1928

NUMMER 2

---

## REDE, UITGESPROKEN BIJ DE OPENING VAN HET VERBOUWDE NATUURKUNDIG LABORA- TORIUM DER RIJKSUNIVERSITEIT TE GRONINGEN OP 24 MAART 1928

door Dr. D. COSTER

Voor de tweede maal in 36 jaar tijds heeft een bij uitstek belangrijke gebeurtenis plaats in het natuurkundig leven onzer universiteit: zooals gij heden aan mijn uitnoodiging om de opening van het verbouwde laboratorium bij te komen wonen vriendelijk gehoor hebt gegeven, zoo werd ook op 7 Mei 1892, door autoriteiten, vakgenooten en belangstellenden de plechtige opening van dit laboratorium door de toenmalige directeur prof. Haga bijgewoond. Men begrijpt eerder van hoeveel belang deze gebeurtenis toenmaals was voor onze universiteit, wanneer men verneemt, dat er voordien geen zelfstandig gebouw voor de beoefening der natuurkunde bestond. Het kost ons tegenwoordig eenige moeite ons in te denken, dat het natuurkundig onderwijs en onderzoek nog een kleine 40 jaar geleden geen andere localiteiten tot zijn beschikking had dan enkele vertrekken op de tweede verdieping van het toenmalige hoofdbouw der academie. En vanwege de te geringe stabiliteit van genoemde vertrekken is niemand minder dan Kamerlingh Onnes te Groningen gepromoveerd op een onderzoek, waarvan het experimenteele gedeelte verricht werd in het sousterrain der academie, dat in normale omstandigheden als bergplaats van brandstoffen en hondenhokken fungeerde. Dat hij zich hier niet heelemaal op zijn gemak gevoelde en zich in zijn proefschrift er eenigszins over beklaagt zijn oogen aan de nadeelen van petroleumverlichting te hebben moeten blootstellen en vermeldt, dat de vochtigheid hem tenslotte uit deze kelder verdreef, zal wel niemand verwonderen. Men is toen dan ook gaan begrijpen, dat het tijd werd, dat er in deze toestand verbetering kwam.

De Groninger universiteit kreeg evenwel naar verhouding eerst laat de beschikking over een eigen gebouw voor de natuurkunde. Dit ligt waarschijnlijk aan het kleine aantal studenten in de faculteit der wis- en natuurkunde — klein zoowel in relatieve als in absolute zin — dat Groningen toenmaals telde, nl gemiddeld 60. Dit phaseverschil in de bouw vergeleken bij de andere universiteiten bracht ook zijn voordeelen mede: Professor Haga kon zijn laboratorium van de nieuwste snufjes voorzien en toen het gebouw eenmaal klaar was, diende het in meer dan één geval voor anderen als model.

Evenwel, niet de geschiedenis van het Groninger laboratorium is het, waarover ik u zou willen spreken; het aangewezen onderwerp voor deze dag dunkt mij te zijn het hoe en waarom van de verbouwing en vergrooting. Om met het waarom te beginnen, hiervoor zij het mij veroorloofd eenige sprekende cijfers aan te halen. Zooals ik zoeven zeide, was in 1892 het aantal studenten in de faculteit der wis- en natuurkunde 60; in 1910 was dit geleidelijk aangegroeid tot 70, in de jaren na de oorlog ging het sprongsgewijze omhoog, het gemiddelde der laatste 4 jaren is 235 en nog steeds beweegt dit aantal zich in stijgende lijn. Zoo is dus het aantal studenten in deze faculteit hier nu ongeveer anderhalf maal zoo groot als het aantal, dat Leiden en Utrecht in de jaren vóór de oorlog plachten te hebben en dat toen mede aanleiding was om deze beide universiteiten „groot” te noemen tegenover het „kleine” Groningen. Dat een laboratorium, wanneer het aantal studenten verviervoudigd wordt, veel kans loopt, in hetzelfde geval te geraken als de kleeren van een jongen, die „in de groei is”, behoeft wel geen betoog. Sprekende over de sterke groei van het aantal studenten in de wis- en natuurkunde, moet mij nog een enkele opmerking van het hart. Meermalen heb ik de stelling hooren verkondigen, dat de noordelijke bewoners van ons land meer aanleg zouden hebben voor en zich sterker aangetrokken zouden voelen tot de wiskunde dan tot de natuurkunde. Ik ben geen vriend van dergelijke algemeene sententies, maar dat het met de liefde en aanleg van de Groninger student voor de natuurkunde niet zoo heel slecht staat, daarvoor spreken verschillende omstandigheden: De beste experimentator, die ons land welhaast ooit gekend heeft: Kamerlingh Onnes, was, hoewel Nederlander in de eerste plaats, een rasechte Groninger en leerling dezer universiteit. Ook kan Groningen wijzen op vele voortreffelijke leerlingen door professor Haga hier ge-

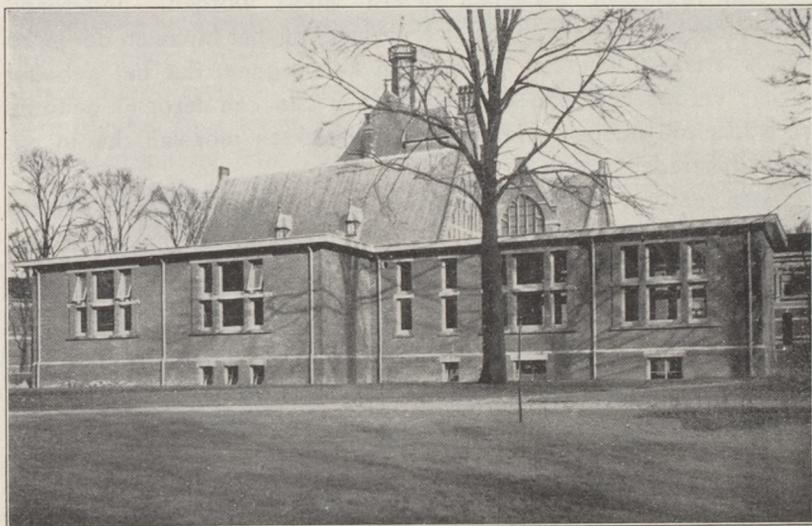
kweekt, van wie nog vele een eervolle plaats in ons onderwijs, in de techniek, of in de meteorologische dienst innemen. Van hen wil ik slechts één der eersten noemen: de helaas te vroeg ontslapen Wind. Ook wie als ik het voorrecht had eenmaal de gast te zijn van een gezelschap van Groningsche studenten en zich bij die gelegenheid verheugd heeft over de liefde en kennis, waarmede de meest abstracte problemen der moderne natuurkunde daar besproken worden, zal moeten bekennen, dat de Groninger lucht niet zoo slecht voor de natuurkunde is. Men kan dus in dit opzicht gerust zijn: de kosten voor de uitbreiding van het laboratorium gemaakt, zijn niet aan onwaardigen besteed.

Het laboratorium is evenwel niet alleen vergroot, het is ook wat zijn ingewanden betreft, geheel vernieuwd en ook daarover moet ik dus iets zeggen. Het Groninger laboratorium had een geheel eigen cachet, aangezien het voor speciale onderzoekingen volgens een weloverwogen en consequent doorgevoerd plan was gebouwd nl. in de eerste plaats voor magnetische metingen. Het werd ten behoeve daarvan ijzervrij gehouden. Over de bezwaren, welke dit voor de bouw meebracht, sprak prof. Haga in zijn openingsrede: „En zeker is nergens in de laatste eeuw het nut van het ijzer zoo sterk gebleken als hier bij den aanbouw, waar dagelijks het zoo bruikbaar materiaal gemist moest worden.” Inderdaad traden de bezwaren van de ijzervrijheid bij het klimmen der jaren steeds sterker aan het licht: men kan zeggen, dat het gebouw sneller verouderde, dan men normaliter van een dergelijk gebouw verwacht zou hebben. Deze ouderdomsziekten moesten dus in elk geval bestreden worden.

Toen er nu sprake van was, het Groninger laboratorium te vergrooten en te verbeteren, was de eerste vraag, die wij te beslissen kregen, hoe met de „ijzervrijheid” gehandeld moest worden. Door deze eigenschap was het laboratorium bijkans een unicum, onderzoekingen als die van Kunst en van Dijk waren in een ander laboratorium niet zoo vlot van stapel geloopt. Het zou zeker niet te verdedigen zijn de ijzervrijheid op te offeren, als het Groninger laboratorium juist door deze eigenschap een voorsprong op zijn medelaboratoria had. Het zwaartepunt van het physische onderzoek heeft zich evenwel sedert 1890 zeer sterk verplaatst en hoewel het altijd gevaarlijk blijft zich aan voorspellingen te wagen, meen ik toch te mogen zeggen, dat er voorloopig weinig kans bestaat, dat de ijzervrijheid voor het modern physisch onderzoek eenige

essentiële beteekenis gaat erlangen; dat deze kans althans zóó gering is, dat aan haar geen finantiële of andere offers gebracht mochten worden.

Finantiële offers — hier raak ik een teer punt: de nervus rerum, die bij deze verbouwing al gauw overprikkeld bleek te zijn. In de kritieke tijd, toen plotseling het aantal studenten sterk ging toenemen, wisselde het laboratorium met korte tusschentijd twee maal van directeur; de andere laboratoria waren verbouwd of werden verbouwd, maar, hoezeer ook met name door mijn onmiddellijke voorganger Prof. de Haas voor verbetering werd gepleit, voor Groningen verstreek de gunstige tijd, en toen er tenslotte door mij verbouwingsplannen aanhangig gemaakt werden, was van hoogerhand de bezuiniging reeds afgekondigd. De gezichtspunten, waaronder toen gewerkt moest worden, waren hiermede vanzelf gegeven: er moest naar gestreefd worden zooveel mogelijk nuttig effect voor zoo weinig mogelijk geld te bereiken. Veel had daarbij als offer aan de bezuiniging te vallen; in enkele gevallen was het niet gemakkelijk de juiste keuze te doen. Dat in de eerste plaats het principe der ijzervrijheid viel, dat trouwens onder mijn voorgangers ook al eenige veeren had moeten laten, zal u na het te voren vermelde wel niet verwonderen.



*Fig. 1.*

Natuurkundig Laboratorium te Groningen - Gezicht op de nieuwe vleugel.

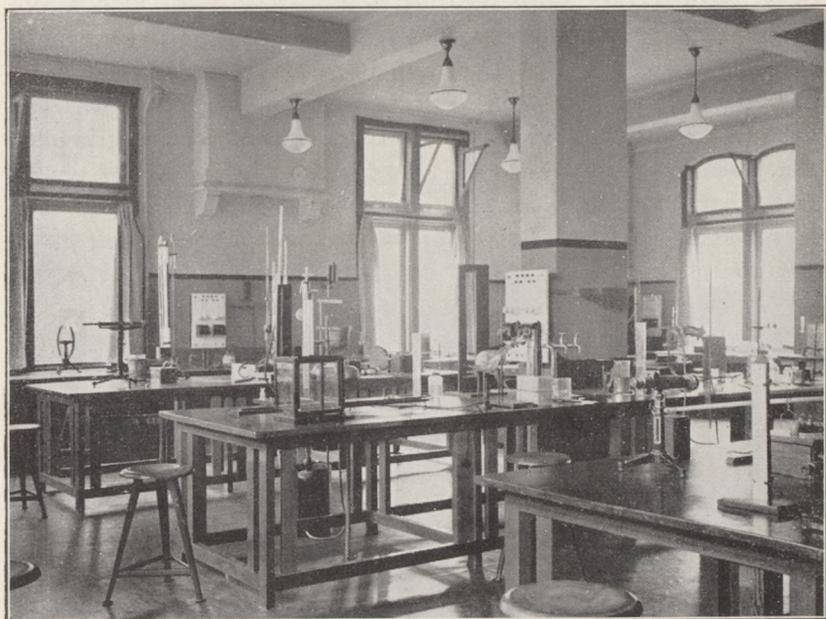
Als we nu nagaan wat het laboratorium voor een bouwsom van f 74400 gewonnen heeft, dan zal dit U, dunkt me, niet tegenvallen: het „nuttig” bodemoppervlak van het oude laboratorium met uitzondering van de collegekamer, dus de werkkamers, de practicumruimte en de werkplaats, is met ongeveer 80 % vergroot. Buitendien beschikt het laboratorium nu over eenige localiteiten voor doeleinden, waarvoor in het oude laboratorium, of niets aanwezig was, of althans niets, dat aan de eischen des tijds voldeed nl. 1e een bibliotheekkamer, 2e een chemisch laboratorium, 3e een donkere kamer, 4e een studentenwerkplaats, 5e een glasblazerij. Tevens zijn de machinekamer en de accumulatorenbatterij, die vroeger in een apart gebouwtje in de tuin gevestigd waren in het hoofdgebouw ondergebracht, hetgeen de bediening zeer vergemakkelijkt.

Bij de vaststelling van het bouwplan en bij de inrichting van het laboratorium werd er zooveel mogelijk voor gezorgd eenzijdigheid te vermijden en een algemeen bruikbaar laboratorium te doen ontstaan. Toch werd niet uit het oog verloren, dat het laboratorium in de laatste jaren een schoone traditie uit den tijd van Haga en Wind weer heeft opgevat en zich voor een belangrijk deel met onderzoekingen op het gebied der Röntgenstralen bezighoudt. We beschikken tot dit doel over 10 Röntgen-installaties, waarvan 8 geregeld in gebruik zijn. Deze zijn bijna alle geïmproviseerd met behulp van hoogspanningstransformatoren of inductoria, waarvan het meerendeel door vrienden van het laboratorium geschonken zijn. Het past ons aan allen, die daardoor het wetenschappelijk werk in het laboratorium mogelijk gemaakt hebben in een tijd, toen hier aan alles gebrek was, een woord van warme dank uit te spreken.

Verder zijn er nog speciale maatregelen voor de optische onderzoekingen genomen. Het komt mij nl. voor, dat in de laatste tijd in het bijzonder het grensgebied tusschen Röntgenstralen en wat men gewoonlijk het optische gebied noemt, van uitnemend belang is geworden. Wil de Röntgenspectroscopie levend blijven, dan heeft men bij de gewone optica ook wat de experimenteele hulpmiddelen betreft, aansluiting te zoeken. Daarom alleen al scheen het mij wenschelijk toe, de mogelijkheid voor optische onderzoekingen in dit laboratorium te openen. Speciaal met het oog daarop is de kelder van het nieuwe gedeelte ontworpen, waarop wij straks uitvoeriger terug komen.

Gaan wij nu eerst eens na, wat er in hoofdzaak aan het oude

gebouw verbeterd is. Om de mogelijkheid van stabiele opstellingen te verkrijgen waren in alle werkkamers onder de vloeren, die met uitneembare luiken voorzien waren, pijlers aangebracht. Het zware vrachtautoverkeer der laatste jaren, dat niemand in 1890 had kunnen voorzien, had deze pijlers veel van hun doelmatigheid doen verliezen. Buitendien maakten de losse luiken het bij het grooter wordend aantal studenten moeilijk de orde en netheid in het laboratorium te bewaren. Daarom werden vloer en pijlers tot één geheel vereenigd, bovendien werd de eerste met een laag houtcement bedekt. In het gebruik is reeds gebleken, dat deze vloer, wat het verkeer buiten betreft, zeker niet voor de oude pijler onderdoet, alleen heeft men bij het verkeer in het laboratorium zelf iets voorzichtiger te zijn. Over andere ondeugden, die het oude gebouw bij het stijgen der jaren vertoonde, sprak ik U reeds; het bleek noodig de vloer van de collegkamer, tevens zolder van de eene practicumzaal met ijzeren balken te verstevigen, eveneens werden deze in de zolder van de andere practicumzaal en in de zolder van het aan het nieuwe laboratorium aangrenzende gedeelte aangebracht, waar de bibliotheek en het chemisch laboratorium gevestigd werden.



*Fig. 2.*  
Practicumzaal.

Doordat de instrumentmakerij naar het nieuwe gedeelte werd overgebracht, kon de oude werkplaats en een gedeelte van de gang bij de practicumruimte getrokken worden. Er is daar nu een ruime en doelmatige zaal ontstaan met een ideale natuurlijke verlichting, één der mooiste vertrekken van het geheele laboratorium.

Ook bleek het noodzakelijk in het oude gebouw een geheel nieuwe verlichting en centrale verwarming aan te brengen. De laatste werd met een ijzeren buisnet en ijzeren radiatoren uitgevoerd in plaats van het koperen systeem, dat bij eenigszins koud weer niet in staat was de kamers op een behoorlijke temperatuur te brengen, ook al ontstonden hier en daar warme springbronnen. De centrale verwarmingsinstallatie eischte een groot deel van de inrichtingskosten van het laboratorium op nl. f 16054,—. Tevens werd een nieuwe gas- en een nieuwe waterleiding aangebracht, eenige onnoodige deuren werden verwijderd en eenige zuurkasten uitgebroken, de wanden, die er in de meeste kamers onooglijk uitzagen, werden bijgewerkt en in behagelijke tinten gekleurd.

Wat de nieuwe bouw betreft, kreeg de bouwmeester hier eerst het probleem op te lossen, in hoeverre men zich wat de stijl betreft bij het bestaande had aan te sluiten. Het oude gedeelte is in een voor een laboratorium wel zeer eigenaardige nieuw-gotische stijl opgetrokken. Men heeft zich m.i. terecht voor het uitwendige zoo veel mogelijk en voor het inwendige geheel van deze stijl losgemaakt. Niet alleen bracht dit een groote besparing aan uitgaven mee, ook de bruikbaarheid heeft er slechts door gewonnen, terwijl m.i. het aesthetisch effect er eveneens door verhoogd is; de overgang van het oude naar het nieuwe gedeelte kon daarbij door de geheel nieuwe indeeling van het westelijk gedeelte van het oude gebouw sterk verzacht worden, eenigszins verrassend blijft hij natuurlijk wel.

Het nieuw gebouwde gedeelte bestaat uit twee afdelingen: 1e een laboratoriumgedeelte, 2e een gedeelte voor de technische dienst. Het eerstgenoemde staat los tusschen het tweede en het oude gebouw in; het heeft aparte muren en een afzonderlijke fundeering. De kelder van dit deel is zooals ik reeds zeide voor de optische afdeling bedoeld. Hij zal definitief worden ingericht, zoodra hij behoorlijk drooggestookt is en de eerste beslommeringen aan de ingebruikneming van het laboratorium verbonden achter de rug zijn.

Het laboratorium verkeert in de minder gunstige omstandigheid,

dat het aan het kruispunt van twee drukke verkeerswegen ligt. Ik zeide U reeds, dat de pijlers in het oude laboratorium ten gevolge van het drukke vrachtverkeer niet meer aan hun doel beantwoordden. Bij de bouw van het nieuwe stuk is dus veel werk van de stabiliteit gemaakt. De kelderverdieping bestaat uit een zware betonnen kist, waar binnen als extra-voorzorg een tweede zware betonvloer is aangebracht. We hebben tot onze vreugde kunnen constateeren, dat ons doel volkomen bereikt is. Het zware verkeer in de groote steden heeft waarschijnlijk ten naastebij zijn bovenste grens bereikt. Zoolang de vrachtauto's niet nog vele malen zwaarder worden dan zij heden zijn, zullen in het Groninger laboratorium ook overdag subtiele metingen verricht kunnen worden. De kelderverdieping heeft ook nog het voordeel beschut te liggen tegen sterke temperatuursinvloeden, zoodat we mogen verwachten, dat het niet moeilijk zal vallen, hier een constante temperatuur te handhaven.

In de kelder is een tralieopstelling volgens Paschen voor een tralie van 6,5 meter radius ontworpen. Een tralie van Wood van deze kromtestraal is reeds in ons bezit. Het wordt opgesteld in kamer 12. Deze kamer van eigenaardige vorm is de camera obscura van het laboratorium. Aan de eene kant is hij omgeven door kamer 11. Dit opent de mogelijkheid eventueel ook andere optische opstellingen in kamer 12 onder te brengen, die dan door een te maken gat in de drijfsteenmuur, die 12 van 11 scheidt, bestraald kunnen worden. Behalve het tralie van 6,5 meter, bezit het laboratorium reeds gedurende vele jaren een zeer goed vlak tralie van Rowland. Hiervoor wordt een spectrograaf met autocollimatie momenteel geconstrueerd, zoodat we voor het zichtbare gebied tevens nog een gemakkelijk verplaatsbaar en lichtsterk apparaat zullen bezitten. Ook heeft het laboratorium een groote kwartsspectrograaf voor het ultraviolet.

In het nieuwe gedeelte bevindt zich gelijkvloers, behalve 3 werkkamers, de donkere kamer. Deze laatste bevat 5 complete eenheden voor ontwikkelen, fixeeren en spoelen, zoodat hij tegelijkertijd door 5 practicanten gebruikt kan worden, zonder dat men behoeft te vreezen, dat zij elkander storen. De 5 donkere kamerlampen zitten in de onmiddellijke nabijheid der waterkranen; ter vermindering van spanningsgevaar worden deze lampen door middel van een bijzondere transformator met een spanning van 20 Volt gevoed.

In de 2e aanbouw bevindt zich gelijkvloers de werkplaats. Men mag het betreuren of niet, maar de tijd, dat men met eenvoudige



hulpmiddelen proeven van fundamenteele beteekenis kon doen, ligt grootendeels achter ons. Als regel kan men aannemen, dat wat met eenvoudige middelen ontdekt kon worden, reeds gevonden is. De natuur is evenwel nog steeds — zij het dan schoorvoetend — bereid ons nu en dan een kijkje achter de schermen te geven, als men het althans listig genoeg aanlegt om haar te overrompelen. De middelen hiertoe worden ten deele althans in de werkplaats voorbereid. Een ieder weet dan ook, dat een goede werkplaats tegenwoordig een levensbehoefte voor een natuurkundig laboratorium is. En inderdaad geeft ons de huidige werkplaats alle reden tot tevredenheid.



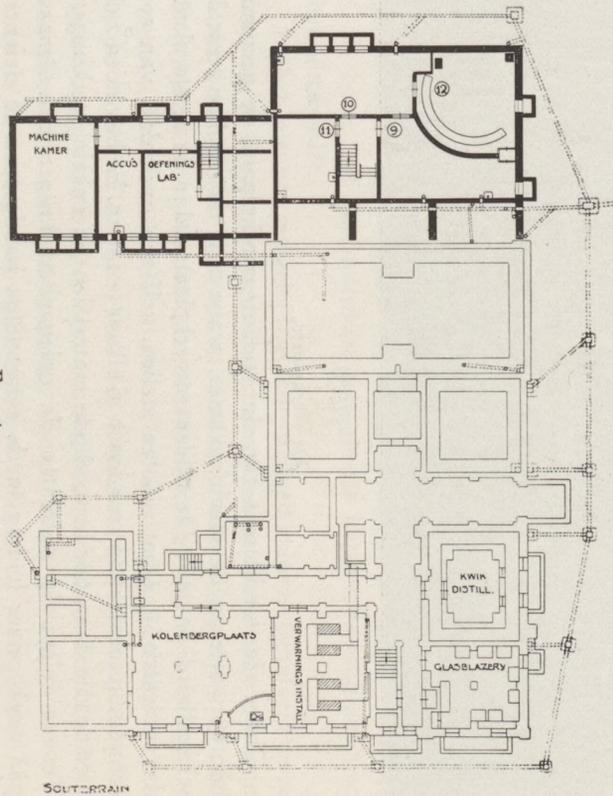
*Fig. 3.*

De werkplaats.

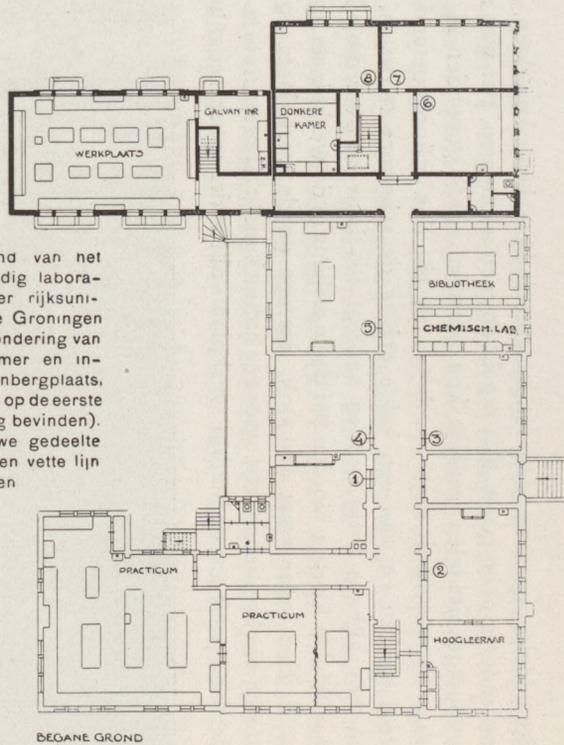
Onder de werkplaats zijn de studentenwerkplaats, de accumulatorruimte en de machinekamer, waar zich tevens het centrale schakelbord bevindt. De studentenwerkplaats zal in de eerste plaats de studenten in staat moeten stellen, zelf een onderdeel van een eenvoudig toestel improvisatorisch in elkaar te zetten. Er bevinden zich hier dus de daarvoor benodigde materialen en enkele werktuigen. Tevens zullen de studenten de gelegenheid krijgen zich éénmaal per week onder leiding in de eenvoudige handgrepen te oefenen.

In de machinekamer staat een dynamomotoraggregaat voor lading

Fig. 4.  
Plattegrond.



Plattegrond van het natuurkundig laboratorium der rijksuniversiteit te Groningen (met uitzondering van collegekamer en instrumentenbergplaats, welke zich op de eerste verdieping bevinden). Het nieuwe gedeelte is door een vette lijn aangegeven



van de centrale accumulatorenbatterij van 120 Volt en 90 Ampère, en een klein aggregaatje voor lading van batterijgedeelten. Ook is hier het centrale schakelbord. We komen dus nu over de elektrische inrichting van het laboratorium te spreken. De soberheid, welke wij ons moesten opleggen, (de elektrische installatie heeft in totaal niet meer dan f 16869.— gekost!) heeft hier een eenvoudige oplossing gesuggereerd, die naar ik hoop het laboratorium ten goede zal komen. We hebben ons vrij gemaakt van het traditioneele centrale kruisbord. Alle schakelborden in het laboratorium staan parallel op dezelfde ringleidingen, welke gevormd worden door 4 kabels, één met 3 aders  $2 \times 220$  Volt gelijkstroom van het stadsnet, de 4-aderige draaistroom kabel van het stadsnet, een 4-aderige kabel voor batterijspanningen en een dito kabel als reserve. Voor de gelijk- en draaistroom is deze oplossing voor de hand liggend; we hebben ze evenwel ook voor de centrale accumulatorenbatterij toegepast. De groote kostenbesparing en grootere overzichtelijkheid, die er door gewonnen werd, zal iedereen toe moeten geven, die ter zake kundig is. Maar de vraag is, of het laboratorium daardoor ook feitelijk armer geworden is. Bij nader inzien valt dit zeer mee. Het hoofdbord is zoo uitgevoerd, dat we alle spanningen met 10 Volt opklimmende op onze ring kunnen zetten. Gebruiken we alleen 4 aders, dan beschikken we reeds over 6 spanningen, nemen we nog een ader uit onze reservering, dan is dit aantal reeds tot 10 op te voeren, terwijl het grootste aantal mogelijke spanningen 12 is. We hopen evenwel, dat de praktijk zal uitwijzen, dat 6 verschillende spanningen voldoende zijn en dat we de reservering voor een ander doel kunnen gebruiken. Daarbij fungeert als eerste vrome wensch een wisselstroom van 500 perioden, welke met het oog op de meer besproken soberheid, die we in acht hadden te nemen, nog niet kon worden aangebracht.

Ter bescherming tegen spanningsgevaar zijn alle vloeren in alle werkkamers van het laboratorium met uitzondering van de optische kelder met een linoleumpräparaat van groote elektrische weerstand bedekt. Dientengevolge zal men in de regel geen lichamelijk letsel bekomen, indien men bij vergissing, het stedelijk draaistroom- of gelijkstroomnet met één hand aanraakt (de vroegere hardstenen pijlers waren in dit opzicht veel minder te vertrouwen). In de optische kelder is de betonvloer blank gehouden, om gelegenheid te hebben stabiele opstellingen op te kunnen metselen. Hier dient de experimentator door vloermatten beschermd te worden.

Ook aan de collegekamer zijn eenige verbeteringen aangebracht, als daar zijn: automatische sluiting der gordijnen, verwijdering van een zuurkast, aanbrenging van ventilatoren, moderniseering der verlichting. Als aardig detail kan daarbij vermeld worden, dat, hoewel de kunstverlichting in de collegekamer zeker eenige malen intensiever is dan vroeger, het gebruik ongeveer  $1/4$  kost van dat onder de oude toestand. Aan dezelfde ringleidingen, die in alle werkkamers uitkomen, is ook de collegekamer verbonden. De spanningen kunnen alle van een eenvoudig kastje op de experimenteertafel afgenomen worden. Vergroot is de collegekamer niet, hoewel het aantal studenten daarvoor aanvankelijk alle aanleiding gaf. Oorspronkelijk waren er 72 zitplaatsen; door de bouw van een balcon, waarvoor eigenlijk geen plaats was, werd dit aantal reeds vroeger tot 108 vergroot. Het aantal studenten, dat het college voor algemeene natuurkunde in de laatste jaren bezoekt, is evenwel 140 à 150, waarvan een gedeelte een plaats moet vinden op in de doorgangen geplaatste stoelen. Toch mag men m.i. zeggen, dat de zuinigheid van de chef van de rijksgebouwendienst de wijsheid nog overtroffen heeft. Immers door deze zuinigheid is een andere oplossing gesuggereerd, die verre boven een vergrooting van de collegekamer te verkiezen is. Er is nl. op de begrooting een lector in de natuurkunde in vooruitzicht gesteld, waardoor met ingang van September 1928 het college gesplitst kan worden in een college voor medici en één voor studenten in de faculteit der wis- en natuurkunde, zoodat deze groepen van studenten beter naar hun behoefte behandeld kunnen worden. Het is te hopen, dat onze goede universiteit er althans in de naaste toekomst voor gespaard blijve, dat ook deze afzonderlijke groepen van studenten voor onze collegekamer te groot worden.

Tot slot wil ik in aansluiting aan de cijfers, reeds eerder door mij genoemd, U het volgende interessante gegeven niet onthouden: de totale kosten voor de bouw en de inrichting van dit laboratorium, inclusief het meubilair, bedragen f 124000,—.

Het past mij in de eerste plaats Zijne Excellentie de Minister van Onderwijs, Kunsten en Wetenschappen mijn innige dank er voor uit te drukken, dat in een tijd, waarin op de staatsuitgaven zooveel mogelijk bezuinigd diende te worden, de verbouwing van het laboratorium tot stand kwam, waardoor dit voorloopig weder tegen zijn taak opgewassen is.

*Mijne Heeren Curatoren.*

Gij hebt mij de klaagliederen, die ik na mijn indiensttreding als directeur van dit laboratorium zong, bij mijn weten nooit kwalijk genomen. Gij begreep dat zij voortkwamen uit de diepgevoelde behoefte de physica te Groningen een waardig onderdak te verschaffen. Dank zij Uw onvermoeide steun is dit ons in betrekkelijk korte tijd gelukt.

*Hooggeachte Heer Geertsema.*

Van Uw optimisme heb ik in de eerste jaren van mijn verblijf te Groningen de weldadige invloed ondervonden. Ook toen het met de bouwplannen verkeerd dreigde te gaan, liet gij de moed niet zakken, maar deedt ge wat ge voor ons laboratorium kondt doen en het resultaat heeft U gelijk gegeven.

*Hooggeachte Heer ten Bruggen Cate.*

Zooals zoovele inrichtingen dezer universiteit is ook dit laboratorium veel aan Uw goede zorgen verplicht. Ik ben overtuigd, dat gij ze, waar ze noodig mochten blijken, ons ook in de toekomst niet zult onthouden.

*Hooggeachte Heer van Beeck Calkoen.*

„De molens der regeering malen langzaam”, wordt wel eens gezegd. Een ernstiger critiek zou er in liggen, als men ze beschuldigde van niet goed te malen. De physica heeft zich m i. ten onzent noch over 't één, noch over het ander te beklagen. Ook voor het natuurkundig laboratorium te Groningen hebben ze snel en goed gemalen; dat van het verkregene een dankbaar gebruik gemaakt zal worden, daarvoor mag u borg staan het werk dat reeds nu, in een half afgebroken gebouw door het Groningsche laboratorium werd tot stand gebracht. Voor Uw steun en Uw belangstelling, die ik daarbij heb ondervonden, dank ik U zeer.

*Hooggeachte Heer van Lynden.*

U zal ik er steeds dankbaar voor blijven, dat ge in een tijd van de meest rigoureuze bezuiniging toch de Minister voorstelde de verbouwing van dit laboratorium in het algemeene bouwplan op te nemen. Ge deedt dit, omdat ge begreep, dat er een werkelijke

behoefte bestond. Uw taak was het er voor te zorgen, dat er met 's rijks geld op de zuinigste wijze werd huisgehouden, de mijne om de Groningsche universiteit en haar bloeiende natuurwetenschappelijke faculteit een behoorlijk natuurkundig laboratorium te bezorgen. Het kan dus niet anders of U en ik namen wel eens een tegenovergesteld standpunt in. Uit deze „choc des opinions” is dit laboratorium voortgekomen. In enkele opzichten dienen we er ons nog in te behelpen, maar we zullen dit met blijmoedigheid doen, omdat het aan de andere kant ook zooveel mogelijkheden biedt. Mocht in het aanbrekende decennium het aantal studenten even sterk toenemen als in het afgeloopene, dan hoop ik met succes een nieuw beroep op Uw hulpvaardigheid te kunnen doen.

*Hooggeachte Heer Bremer.*

Er wordt wel eens gezegd, dat eerst het 2e of 3e huis, dat men zichzelf bouwt, goed is. Welnu, dit laboratorium is herhaalde malen door U op mijn verzoek gebouwd en weer afgebroken, omdat ik het bij nader inzien toch zóó niet aandorst, en dit is gebeurd, zonder dat dit het rijk iets kostte. Wel heb ik daarmede heel veel van Uw geduld gevergd. Maar nooit bespeurde ik teekenen van ongeduld. Uw liefde voor Uw eigen vak en belangstelling voor het onze heb ik nooit zien verflauwen. Ik heb hier weinig aan toe te voegen, het gebouw spreekt wel voor zichzelf.

*Hooggeachte Heer van Hamel.*

Ik heb gegronde hoop, dat de even economische als practische electriche inrichting van dit laboratorinm ons op den duur even goed zal blijven bevallen, als ze het in de eerste maanden van haar gebruik gedaan heeft. Voor weinig geld hebt ge hier wonderen verricht. Bij Uw werk heeft de heer van Til U op lofwaardige wijze ter zijde gestaan.

Ook aan U, *geachte Heer van Wijk*, bouwkundig ambtenaar bij den bouw van het laboratorium, is het laboratorium veel verplicht. Voor de heer Bremer was dit laboratorium slechts een klein onderdeel van zijn veel omvattende taak. Hij liet de zorgen voor dit gebouw in vertrouwde handen achter. Gij hebt U er voortdurend in verdiept, hoe en waartoe alles gebruikt moest worden

en daardoor zijn er allerlei detailquesties, die evenwel in het dagelijksch gebruik een groote rol spelen, op keurige wijze opgelost.

Indien er in dit laboratorium bij de technische inrichting in enkele opzichten een meer practische weg gevolgd is dan men tot nu toe gewoon was, dan dank ik dit niet in de laatste plaats aan mijn vriend Ir. Vrijdaghs, directeur der M. T. S. te Groningen.

Vele collega's zoowel te Groningen als elders heb ik te danken voor hun steun en de bereidwilligheid, waarmee ze steeds weer bereid waren mij alle gewenschte inlichtingen te verstrekken.

Ik kan niet nalaten mijn dank uit te spreken aan de assistenten de heeren Prins, van der Tuuk en Druyvesteyn (de laatste is sedert September 1927 door den Heer Lochte-Holtgreven vervangen), die in moeilijke tijden met evenveel toewijding als talent de nieuwe koers van het laboratorium hielpen bepalen. Op Mej. Folmer heeft de taak gerust om bij de wisseling van directeuren de continuïteit in het laboratorium te bewaren, en zij heeft zich hiervan met groote zorg gekweten, waarvoor ik ook haar hier wil danken.

Ik wees U erop, dat een goede werkplaats een levensbehoefte voor een natuurkundig laboratorium is. Een goede werkplaats beteekent evenwel nog niet veel zonder goed personeel. Dit laboratorium heeft het voorrecht zulk personeel te bezitten in zijn technicus 1ste klas Sips en zijn technici 2e klas Weegenaar en van Oosterwijk, waarvan de laatste twee ook 1ste klas vakmensen zijn, hoewel men dit aan hun titel wellicht niet zou zeggen.

Gij studenten hebt een moeilijke tijd gehad: was het laboratorium 3 jaar geleden al veel te klein, we kwamen van de regen in de drop, toen tijdens de verbouwing bijna de helft van de werkruimte in het oude gebouw onbruikbaar werd en ontruimd moest worden. Van Juli tot einde December 1927 was het laboratorium voor ons geheel ontoegankelijk.

De lust en ijver, waarmede gij, toen het weer mogelijk was, uw werk hervat hebt, doen voor de toekomst het beste hopen.

En nu tot slot iets tot U allen, assistenten, technisch personeel, studenten, door wier eendrachtige samenwerking alleen dit laboratorium tot meerdere bloei kan geraken.

Een jong Zweedsch geleerde van naam heeft mij eens gezegd: „ja, op het gebied van de natuurkunde zijt gij Nederlanders een groote mogendheid”. Wij jongere natuurkundigen kunnen dit zonder zelfverheffing nazeggen, want wij weten te goed, dat wij dit aan onze groote voorgangers te danken hebben. Het driemanschap Lorentz, Kamerlingh Onnes, van der Waals is niet meer en slechts met inspanning van alle krachten kan het ons gelukken de groote naam, die zij ons nalieten, voor ons vaderland te bewaren. Welnu, het is met groote voldoening en dankbaarheid, dat ik heden kan constateeren, dat Groningen in de nobele wedstrijd der nederlandsche natuurkundige laboratoria om deze naam zoo veel mogelijk eer aan te doen, als gelijkgerechtigde mag mededingen. Er is niets meer wat Uw toewijding in de weg behoeft te staan.

---

## OVER EEN ANOMAAL VERSCHIJNSEL IN HET RÖNTGENGEBIED

door J. H. VAN DER TUUK.

Voor het röntgenspectrum laat zich evenals voor de optische spectra een energieniveauschema opstellen, waarin de meeste en althans de intensiefste röntgenspectraallijnen zich laten onderbrengen.

Ieder van deze energieniveaus is dan de energie van het atoom in een toestand, waarbij het één zijner binnen-electronen mist.

Buitendien zijn er nog lijnen, „niet-diagramlijnen”, die zich, zooals de naam reeds zegt, niet in een eenvoudig energieschema als bovenbedoeld laten onderbrengen. Deze niet-diagramlijnen treden in den regel als satellieten van sterke diagramlijnen op, men kan ze in twee soorten onderscheiden nl.:

- 1e. de satellieten aan de harde kant der hoofdlijnen;
- 2e. de satellieten aan de zachte kant.

In de laatste tijd is men met de interpretatie van die satellieten een stapje verder gekomen.

Wat de eerste groep lijnen betreft, is het nu wel zeker, dat deze geëmitteerd worden bij de regeneratie van meervoudig (practisch tweevoudig) geïoniseerde atomen. We noemen ze het spectrum van



de tweede soort, eventueel van de derde soort enz., terwijl het gewone röntgenspectrum, dat door éénmaal geïoniseerde atomen uitgezonden wordt, het röntgenspectrum van de eerste soort heet.

In strijd met de aanvankelijk door Wentzel uitgesproken opvatting, dat een atoom door twee successieve botsingen met twee verschillende electronen uit een kathodestraalbundel dubbel geïoniseerd kan worden, moet men echter om redenen van intensiteit, met Coster <sup>1)</sup> en Rosseland <sup>2)</sup> aannemen, dat althans onder omstandigheden, zooals men die in de gebruikelijke röntgenbuizen aantreft, dubbele ionisatie gedurende één botsingsproces tot stand moet komen. Dit impliceert evenwel onmiddellijk, dat de aanslagspanning van dergelijke lijnen hooger moet liggen, dan die der naburige, door enkelvoudig geïoniseerde atomen geëmitteerde, hoofdlijnen zelf. Dit laatste werd aangetoond door Coster <sup>3)</sup>, voor de satellieten der  $L \alpha_1$ -lijn van zilver, door Siegbahn en Larsson <sup>4)</sup> voor enkele satellieten van de  $L \alpha_1$ -lijn van Mo (42) en voor de satellieten van de  $L \beta_2$  door Druyvesteyn (nog niet gepubliceerd).

Van het langs experimenteele weg aangetoonde feit, dat de intensiteitsverhouding van een bepaalde satelliet en de hoofdlijn waarbij ze behoort met toenemend atoomnummer van het emitterende element zeer sterk afneemt, werd reeds door Rosseland <sup>5)</sup> een bevredigende verklaring gegeven. Deze ging uit van de bekende ionisatie-formule van Thomson:

$$p^2 = \frac{e^4}{T^2} \left( \frac{T}{E} - 1 \right)$$

( $e$  is de lading van het electron,  $T$  de kinetische energie van het ioniseerende kathodestraaldeeltje en  $E$  de bindingsenergie van het electron, dat uit het atoom geworpen wordt;  $p$  heeft de volgende beteekenis: men denke zich om de baan van het kathodestraaldeeltje een cilindertje met straal  $p$  beschreven, slechts die electronen van het atoom, die zich hierbinnen bevinden, worden uit het atoom geworpen). Hij berekende hiermede de verhouding van het aantal dubbele ionisaties, als één elementair proces gedacht, tot dat der

1) D. Coster, Phil. Mag. 44, 546, 1922.

2) S. Rosseland, Phil. Mag. 45, 65, 1923.

3) D. Coster l.c.

4) M. Siegbahn en A. Larsson, Arkiv f. Mat. Astr. och Fys. 18, nr. 18, 1924.

5) S. Rosseland l.c.

enkelvoudige ionisaties. Aannemende, dat deze verhouding tevens de intensiteitsverhouding van de röntgenlijnen van de tweede soort tot die der gewone diagramlijnen weergeeft <sup>1)</sup>, kwam Rosseland tot een relatieve intensiteitsafname evenredig met  $1/Z_{\text{eff}}^2$  ( $Z_{\text{eff}}$  betekent de effectieve kernlading), hetgeen vrij goed met het experiment klopt.

In de laatste tijd werd door Druyvesteyn <sup>2)</sup> het geval van de dubbele ionisatie opnieuw met de ionisatietheorie van Thomson behandeld, maar hierbij werd het uitwerpen van twee electronen door hetzelfde kathodestraalelectron als twee op elkaar volgende maar overigens onafhankelijke processen gedacht. Dit leverde het voordeel op, dat nu tevens rekenschap kon worden gegeven van het experimentele feit, dat, wat de aanvangstoestand van deze satellieten betreft, de dubbele ionisatie in twee verschillende schillen relatief meer voorkomt dan dubbele ionisatie in dezelfde schil. Tevens kon nu een schatting gemaakt worden omtrent de intensiteit van deze satellieten bij opwekking in fluorescentie, door aan te nemen, dat door een opvallend energie-quantum eerst een electron losgemaakt wordt en dit laatste op zijn weg door de verschillende schillen naar buiten nog een ander electron door botsing kan verwijderen. <sup>3)</sup> Ook deze berekening klopte voldoende met de experimenten van Coster en Druyvesteyn <sup>4)</sup>, die het eerst aangetoond hebben, dat de röntgenlijnen van de tweede soort ook in fluorescentie optreden. Wat de ligging van deze satellieten ten opzichte van de hoofdlijn betreft, hierover kan in enkele eenvoudige gevallen een schatting gemaakt worden, die met het experiment voldoende overeenstemming toont. <sup>5)</sup>

De satellieten aan de *zachte* kant der diagramlijnen onderscheiden zich behalve door hun relatieve ligging, nog hierdoor van de begeleiders aan de *harde* kant der hoofdlijnen, dat ze slechts bij bepaalde groepen van elementen optreden nl. bij de elementen der

1) Hierbij is nl. stilzwijgend aangenomen, dat het aantal stralingslooze overgangen in beide gevallen dezelfde is.

2) M. J. Druyvesteyn *Zs. f. Phys.* **43**, 707, 1927.

3) Dat in het röntgengebied, analoog aan de geaccentueerde termen der aardkalispectra, twee electronen uit verschillende schillen, of twee electronen uit eenzelfde sterk gebonden schil door één stralingsquantum in één absorptieproces uit het atoom geworpen worden, is wegens de geringe koppeling tusschen die electronen theoretisch zeer onwaarschijnlijk. Vergelijk ook de absorptieproeven met argon door D. Coster en J. H. van der Tuuk, *Zs. f. Phys.* **37**, 367, 1926.

4) D. Coster en M. J. Druyvesteyn *Zs. f. Phys.* **40**, 765, 1927.

M. J. Druyvesteyn, l.c.

ijzer- en palladiumgroep en bij de zeldzame aarden, dus slechts bij die elementen, waar volgens de theorie van Bohr een inwendige electronengroep gecompleteerd wordt. <sup>1)</sup> Bovendien is de intensiteitsverhouding van satelliet tot hoofdlijn dezelfde bij opwekking der lijnen in fluorescentie als bij bombardement met kathodestrallen. <sup>2)</sup>

Zooals reeds eenige malen betoogd is, moet men aannemen, dat deze satellieten wel degelijk tot het röntgenspectrum van de eerste soort behooren en dat het optreden van deze niet-diagramlijnen opgevat moet worden als een geval, waarin de structuur van het gewone röntgenspectrum merkbaar afwijkt van de doubletstructuur. <sup>3)</sup> Theoretisch zou men overeenkomstig de reciprociteitsstelling van Pauli <sup>4)</sup>, alléén bij het gewone röntgenspectrum van atomen, die in de normaaltoestand uitsluitend afgesloten en dus impulslooze electronenschillen bevatten, een zuivere doubletstructuur mogen verwachten. Daar echter de koppeling tusschen de electronen der verschillende schillen zeer gering is, veroorzaakt een onvolledige buitenste electronengroep, zooals men die bij de meeste elementen aantreft, geen merkbare splitsing in de „inwendige” niveaus, zoodat het gewone röntgenspectrum in verreweg de meeste gevallen althans schijnbaar nog doubletstructuur aan de dag legt. De hogere termmultipliciteit wordt echter experimenteel toegankelijk bij de genoemde elementen waar een „inwendige” groep van electronen gecompleteerd wordt. Ze treedt dan het meest op de voorgrond bij die röntgenlijnen, die met electronenovergangen corresponderen, waarbij het springende electron uit de onvolledige groep zelf komt. Zeer typisch ziet men deze verschijnselen in het geval van de  $M_{\alpha}$ -lijn (electronenovergang  $4_4 \rightarrow 3_3$ ) der zeldzame aarden, van Ce (58) tot Cp (71), waar volgens de theorie van Bohr de  $4_4$ -groep nog onvolledig is. Hier onttaardt het „samengestelde” doublet  $M_{\alpha_1} \alpha_2 M_{\beta}$  zooals men het aantreft bij de elementen met hooger atoomnummer dan Yb (70), in een hooger multiplet, dat voor sommige elementen uit meerdere onderling ongeveer even intensieve componenten bestaat. <sup>5)</sup> De wisselwerkingsenergie tusschen de

- 
- 1) Tot dusver zijn deze satellieten door verschillende onderzoekers gevonden bij:  
de  $L_{\beta_2}$ ,  $L_{\gamma_1}$ ,  $L_{\alpha_1}$  en  $M_{\alpha, \beta}$ -lijnen der zeldzame aarden,  
de  $L_{\beta_2}$ - en  $L_{\gamma_1}$ -lijnen der elementen van de palladiumgroep, en  
de  $L_{\alpha, \beta}$ -,  $K_{\beta_1}$  en  $K_{\alpha}$ -lijnen der elementen van de ijzergroep.
- 2) D. Coster en M. J. Druyvesteyn l.c.
- 3) D. Coster en M. J. Druyvesteyn l.c.  
J. H. van der Tuuk *Zs. f. Phys.* **41**, 326, 1927.
- 4) W. Pauli, *Zs. f. Phys.* **31**, 765, 1925.
- 5) J. H. van der Tuuk, *Zs. f. Phys.* **44**, 737, 1927.

electronen van de  $4_f$ -groep onderling is hier groot genoeg om deze niveausplitsing (bij  $Tb$  (65) en  $Dy$  (66) correspondeert de totale breedte van het multiplet ongeveer met 10 Volt) te kunnen veroorzaken. In het geval van de  $L\alpha$  lijn van de elementen der ijzergroep en de  $L\beta_2$  van de elementen der palladiumgroep kan men met behulp van de gegevens der optische spectra omtrent de totale breedte van het multiplet een schatting maken, die met het experiment voldoende overeenstemming toont. <sup>1)</sup>

Het is zonder meer duidelijk, dat voor deze interpretatie der satellieten aan de zachte golflengtekant noodzakelijk is, dat de aanslagspanning van alle componenten van zoo'n multiplet even hoog ligt. Voor zoover men experimenten met wisselende hoogspanning kan vertrouwen werd dit resultaat ook inderdaad door mij verkregen. Hiermede in overeenstemming zijn de experimenten van Seljakow en Krasnikow, <sup>2)</sup> die de intensiteitsverhouding van de  $K\beta_1$  en  $K\beta'$  <sup>3)</sup> van  $Mn$  (25) onderzocht hebben bij verschillende excitatiespanningen op de buis. Bij spanningen die 200 à 300 Volt hooger waren dan de aanslagspanning der  $K$ -serie (voor  $Mn$  (25) is dit 6540) Volt bleken deze twee lijnen nog dezelfde intensiteitsverhouding te hebben.

Terwijl dus de genoemde niet-diagramlijnen zich kwalitatief zeer goed laten interpreteren en er in sommige gevallen ook quantitatief een bevredigende verklaring van kan worden gegeven met behulp van de atoomtheorie van Bohr, is het van belang de aandacht te vestigen op één anomaal verschijnsel in het röntgen-lijnenspectrum, dat ons tot dusver nog volmaakt onbegrijpelijk schijnt.

In het  $L$ -spectrum der zeldzame aarden vindt men satellieten aan de zachte kant van de  $L\beta_2$ , de  $L\gamma_1$  en de  $L\gamma_2$ ; zij werden reeds vroeger door Coster <sup>4)</sup> in verband gebracht met de completeering der vierquants-electronengroep, welke volgens Bohr bij deze reeks van elementen plaats grijpt. Voor de  $L\beta_2$ - en de  $L\gamma_1$ - satellieten is dit ook geheel en al in overeenstemming met het experiment: men vindt de lijnen voor het eerst bij  $Ce$  (58) op zeer kleine afstand van de hoofdlijn; wanneer men naar zwaardere

1) J. H. van der Tuuk *Zs. f. Phys.* **41**, 326, 1927.

2) N. Seljakow en A. Krasnikow, *Nature* **117**, 554, 1926.

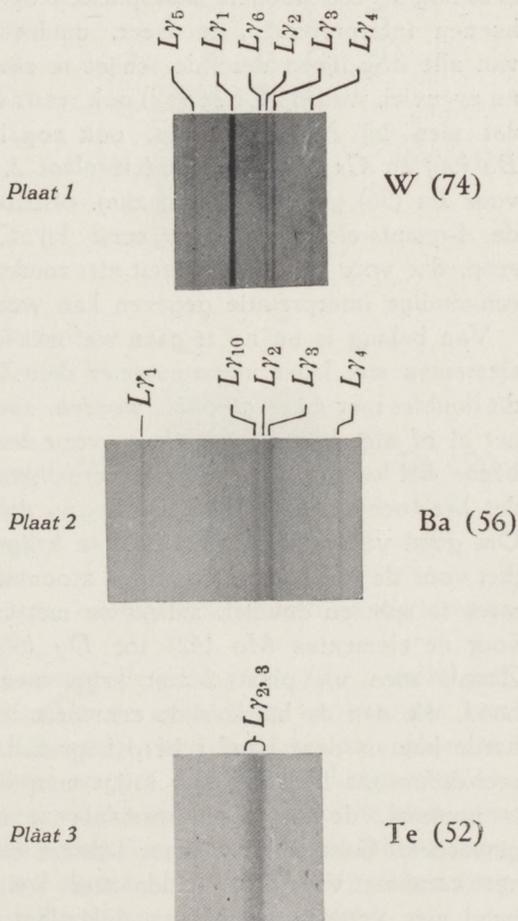
3) De  $K\beta'$  is een satelliet aan de zachte kant der  $K\beta_1$ ; ze treedt slechts bij de elementen der ijzergroep op.

4) D. Coster, *Phil. Mag.* **44**, 546, 1922.

elementen overgaat, neemt deze afstand eerst toe, terwijl de lijnen bovendien intensiever worden, om daarna vanaf het element *Tb* (65) weer af te nemen. Voor de elementen *Er* (68), *Tm* (69) en *Yb* (70) zijn de  $L\beta_2$  en  $L\gamma_1$  aan de zachte kant nog slechts een weinig verbreed. Voor nog zwaardere elementen is niets anormaal meer te onderkennen.

Geheel anders staat het echter met de satelliet van de  $L\gamma_2$ . De lijnen  $L\gamma_2$  en  $L\gamma_3$  vormen voor de zwaardere elementen een z.g. „relativiteitsdoublet”, d.w.z. hun frequentieverschil is ten naastebij met de 4de macht van

de effectieve kernlading evenredig. Volgens de intensiteitsregels van Burger en Dorgelo zouden de intensiteiten van deze lijnen zich als 1 : 2 moeten verhouden <sup>1)</sup>. Experimenteel werd bij *W* (74) gevonden de verhouding 2 : 3 <sup>2)</sup> (vergelijk plaat 1). Opgemerkt kan worden, dat ook de lijnen  $L\beta_4$  en  $L\beta_3$ , die eveneens op het  $L_I$ -niveau staan, een dergelijke anomale intensiteitsverhouding vertoonen. Overigens is aan deze lijnen voor dezwaardere elementen niets onregelmatigs te bespeuren. In het gebied der zeldzame aarden wordt dit anders. Te beginnen bij *Dy* (66) en voortgaande



1) D. Coster en S. Goudsmit. *Naturwissenschaften* 13, 11, 1925.  
 A. Sommerfeld, *Ann. d. Phys.* 76, 284, 1925.  
 2) A. Jönsson, *Zs. f. Phys.* 36, 426, 1926.

naar lagere atoomnummers ziet men aanvankelijk een verbreding aan de zachte kant van de  $L\gamma_2$ . Van *Nd* (60) af ziet men duidelijk 3 lijnen, die men m.i. het best op de volgende wijze kan karakteriseeren: aan de  $L\gamma_3$  is niets of althans niets principieëls veranderd, er is evenwel ten koste van de  $L\gamma_2$ , die veel zwakker is geworden, een nieuwe lijn ( $L\gamma_{10}$ ) aan de zachte kant van de  $L\gamma_2$  ontstaan. Deze lijn is intensiever dan de  $L\gamma_2$ , tevens is zij tamelijk breed en diffuus begrensd; opgemerkt dient te worden, dat de onscherpte der  $L\gamma_{10}$  naar lichtere elementen toeneemt. Tot zoover zou men alles nog als een hoogere multipliciteit op de bovenbedoelde wijze kunnen interpreteren, te meer, omdat ook de aanslagspanning van alle drie lijnen dezelfde schijnt te zijn. Het merkwaardige is nu evenwel, waarop Coster <sup>1)</sup> ook reeds wees, dat hetzelfde beeld, dat men bij *Nd* (60) krijgt, ook nog bij de elementen *La* (57), *Ba* (56) en *Cs* (55) optreedt (zie plaat 2, waar deze drie lijnen voor *Ba* (56) gereproduceerd zijn), ofschoon de completeering van de 4-quants-electronengroep eerst bij *Ce* (58) begint. Dit wijst erop, dat voor deze anomaliteit niet zonder meer de bovenvermelde eenvoudige interpretatie gegeven kan worden.

Van belang is nu na te gaan wat met het  $L\gamma_2, \gamma_3$ -doublet bij de elementen met lager atoomnummer dan *Xe* (54) gebeurt. Hier kan dit doublet niet meer gesplitst worden, zoodat men niet veel over het al of niet bestaan van de  $\gamma_{10}$  voor deze elementen kan zeggen. Maar wel leert een nauwgezette vergelijking der spectraalopnamen, dat het toch ook hier met het  $L\gamma_2, \gamma_3$  doublet niet geheel pluis is. Om goed vergelijkbaar materiaal te krijgen, heb ik deze  $L\gamma_{2,3}$ -lijn (het voor de elementen met lager atoomnummer dan *Xe* (54) niet meer te splitsen doublet, zullen we met Coster de  $L\gamma_{2,3}$  noemen) voor de elementen *Mo* (42) tot *Dy* (66) opnieuw opgenomen. Zooals men uit plaat 3 ziet, krijgt men bij *Te* (52) een breede band, die aan de harde zijde een intensievere kern bevat. Aan de harde kant is deze band scherp begrensd, aan de zachte loopt zij zeer diffuus uit. Dus ook hier krijgt men weer den indruk: de  $L\gamma_3$  is normaal, de  $L\gamma_2$  is abnormal: ze is een breede diffuse lijn geworden. Gaat men nu naar lichtere elementen, dan verandert het karakter van deze band, zeer weinig. Breeder wordt deze band niet, eerder smaller (vergelijk plaat 3 en 4). In de buurt van *Ru* (44) is de  $\gamma_{2,3}$  niet veel breeder dan de  $L\beta_3$  en de  $L\beta_4$ ,

<sup>1)</sup> D. Coster, Phil. Mag. 44, 546, 1922.

die ook tot het  $L_I$ -niveau behooren en bij dit element reeds tamelijk breed geworden zijn. Wanneer men de breedte van de  $L\gamma_{2,3}$  in frequentie-eenheden in plaats van in golflengte-eenheden uitdrukt, dan ziet men dus, dat voor lichtere elementen deze frequentie-breedte steeds kleiner wordt (voor *Te* (52) bedraagt deze ongeveer 1.9 in  $\nu/R$ -waarden, voor *Ru* (44) slechts 0.45), hetgeen er op wijst, dat de  $L\gamma_{2,3}$  in deze buurt weer normaal schijnt te worden.

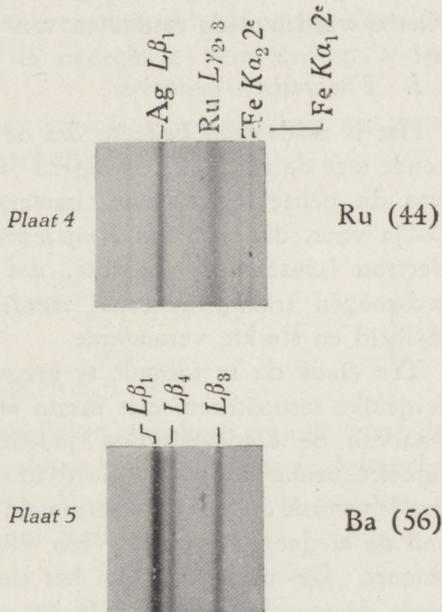
Als eerste vraag doet zich nu voor, hangt deze anomalieit samen met het beginniveau  $L_I$  of met de eindniveaux  $N_{II}$  en  $N_{III}$ . De andere lijnen die met  $L_I$  samenhangen, de  $L\beta_3$  en  $L\beta_4$ , vertoonen zooals uit plaat 5 blijkt geen anomalieit; ze worden slechts langzamerhand wat breder. De anomalieit zit dus in de  $N_{II}$  en  $N_{III}$ -niveaus. Helaas zijn er geen experimenteel gemakkelijk toegankelijke röntgenlijnen, waarmee dit nader op de proef zou kunnen worden gesteld. De lijn  $K\beta_2$ , die ook tot deze niveaus behoort, heeft een te kleine golflengte, om hier een behoorlijke scheiding te kunnen verwachten.

Eén ding is dus zeker: het anomale gedrag der  $L\gamma_{2,3}$  strekt zich ver buiten het gebied der zeldzame aarden uit en kan dus niet met de onvolledigheid der 4-quantige electronengroep samenhangen. De oorzaak van deze geheel op zich zelf staande hoogere multipliciteit — immers ook de optische spectra zijn voor de elementen *Ag* (47) tot *La* (57) volkomen normaal — ligt nog geheel in het duister.

Prof. Dr. D. Coster wil ik mijn hartelijke dank brengen voor zijn voortdurende belangstelling en steun bij mijn werk.

Gröningen. 28 Febr. 1928.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM  
DER RIJKSUNIVERSITEIT.



## ABSORPTIE EN DISPERSIE VAN RÖNTGENSTRALEN

door J. A. PRINS

In het tweede gedeelte van dit artikel worden *metingen* van de schrijver over anomale dispersie van Röntgenstralen beschreven; ter inleiding dient het eerste gedeelte, dat handelt over de dispersie en absorptie in 't algemeen en van Röntgenstralen in 't bijzonder. Hierbij worden reeds resultaten van het tweede gedeelte gebruikt.

### *I. Theoretisch gedeelte.*

Het is reeds lang bekend, dat de dispersie zeer nauw verband houdt met de absorptie. Volgens de klassieke electronentheorie was dit geheel begrijpelijk. Immers deze stelde zich, b.v. bij de *D*-lijn voor, dat in de *Na*-damp ieder atoom een elastisch gebonden electron („resonator”) bevatte, dat door het invallende licht in gedwongen trilling gebracht werd, waardoor de lichtbundel in snelheid en sterkte veranderde.

Ten einde dit in formule te brengen stellen we dat per  $cm^3 N_0$  dergelijke resonatoren, met massa  $m$  en lading  $e$ , aanwezig zijn, waarvan de bindingssterkte zoodanig is, dat hun (ongedempte) eigenfrequentie  $\omega_0$  is. De elektrische vector  $E$  van de invallende straling worde door  $Ae^{i\omega t}$  voorgesteld; deze zal, bij verwaarloozing van de magnetische kracht, een kracht  $Ee$  op het electron uitoefenen. De uitwijking van het electron op de tijd  $t$  zij  $u$ . Ten einde de verschijnselen ook in het absorptiegebied zelve te kunnen behandelen is het noodig het bestaan van een wrijvingskracht aan te nemen; deze zullen we evenredig met de snelheid  $\dot{u}$  van het electron stellen. Met deze onderstellingen luidt de bewegingsvergelijking voor het electron:

$$\ddot{u} + k \dot{u} + \omega_0^2 u = \frac{e}{m} A e^{i\omega t},$$

waarin de „dempingsfactor”  $k$  voorloopig onbepaald gelaten wordt.

Uit deze vergelijking kunnen we  $u$  oplossen en we zijn dan in staat de polarisatie  $P$  van het medium te berekenen uit de formule:

$$P = N_0 u e.$$

Daarna geeft de betrekking van Maxwell,

$$n^2 - 1 = 4 \pi P/E,$$



de bekende dispersieformule:

$$n^2 - 1 = \frac{4\pi e^2}{m} \frac{N_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + k\omega i},$$

waarvoor ook geschreven kan worden:

$$n - 1 = \frac{2\pi e^2}{m} \frac{N_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + k\omega i}, \quad (1)$$

wanneer we aannemen, dat  $n$  weinig van 1 verschilt — indien dit niet het geval was hadden we trouwens ook al in de vorige formule rekening moeten houden met de onderlinge beïnvloeding <sup>1)</sup> der electronen — .

We vinden voor  $n$  dus een complexe waarde, wat we voor ooggen kunnen stellen door te schrijven:

$$n = 1 - a - \beta i$$

waarin dan:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{2\pi e^2 N_0}{m} \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + k^2 \omega^2}, \\ \beta &= \frac{2\pi e^2 N_0}{m} \frac{k\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + k^2 \omega^2}. \end{aligned} \right\} (2)$$

De beteekenis van een dergelijke complexe waarde voor de brekingsindex wordt duidelijk, wanneer we nagaan, hoe de elektrische vector  $E$  van een in positieve  $X$ -richting loopende golf van  $x$  afhangt. De uitdrukking hiervoor luidt nl.:

$$\begin{aligned} E &= A e^{i\omega \left( t - \frac{xn}{c} \right)} = A e^{i\omega \left( t - \frac{x(1 - a - \beta i)}{c} \right)} \\ &= A e^{-\frac{\omega\beta x}{c}} e^{i\omega \left( t - \frac{x(1 - a)}{c} \right)}. \end{aligned}$$

Hieruit blijkt, dat,  $2\omega\beta/c$  de gewone absorptiecoëfficiënt is, terwijl  $1 - a$  de phasesnelheid bepaalt en dus gevoegelijk de brekingsindex genoemd kan worden.

Wanneer men nu probeert met formules van de vorm (2) de dispersie en absorptie in de buurt van een absorptielijn voor te stellen, blijkt, dat in het algemeen voor  $N_0$  niet genomen moet worden het geheele aantal ( $N$ ) per  $cm^3$  aanwezige atomen doch dat dit aantal eerst met een zekere factor vermenigvuldigd moet worden:

$$N_0 = p_0 N.$$

<sup>1)</sup> Zie H. A. Lorentz, Theory of Electrons pag. 144.

Deze factor  $p_0$  noemen we „het aantal resonatoren per atoom, dat met de betrokken spectraallijn samenhangt” of korter „de sterkte” van deze spectraallijn. Wanneer nu de  $\omega_0$ 's en  $p_0$ 's goed aangepast worden, blijken formules van de vorm van (2), eventueel gesommeerd over verschillende eigenfrequentie's  $\omega_0$ , de dispersie en absorptie geheel juist voor te stellen.

Daarentegen is de klassieke theorie ten eenen male ontoereikend gebleken om de eigenfrequenties  $\omega_0$  en sterktes  $p_0$  van de verschillende atomen te voorspellen of zelfs maar met elkaar in verband te brengen. Hierin is pas de quantum-theorie geslaagd en wel, naar het schijnt, in haar nieuwere vorm volledig. <sup>6)</sup> Deze theorie leidt nl. tot een uitdrukking voor de brekingsindex, die in bouw geheel analoog met de voorgaande is, de z.n. quantumtheoretische dispersieformule van Kramers-Ladenburg. <sup>1) 2)</sup> Deze kan, wanneer  $n$  weinig van 1 verschilt, geschreven worden in de vorm:

$$n - 1 = \frac{2\pi e^2 N}{m} \sum_j \frac{p_j}{\omega_j^2 - \omega^2 + k\omega i} \quad (3)$$

en hierin zijn nu de grootheden  $\omega_j$  (uit de eigenwaarden) en  $p_j$  (uit de overgangswaarschijnlijkheden) a priori berekenbaar uit het atoommodel. Het is van belang op te merken, dat hierbij ook negatieve waarden <sup>2)</sup> voor de  $p$ 's kunnen voorkomen nl. voor het geval, dat atomen uit de toestand waarin ze verkeerden, in een lagere toestand kunnen overgaan onder invloed van de straling.

We willen nu deze beschouwingen toepassen op het Röntgengebied en wel zullen we aanvangen met de beschouwing der beide  $K$ -electronen. Deze kunnen door de invallende straling naar de buitenkant van het atoom verwijderd worden eventueel met een zekere kinetische energie en dienovereenkomstig hebben we een continue reeks absorptiefrequenties  $\omega_j$ , met ieder een zekere sterkte  $p_j d\omega_j$ . Men zou kunnen probeeren deze a priori uit te rekenen. We zullen hierop terugkomen en dan zien, dat de aldus afgeleide theoretische grootheden in overeenstemming zijn met de waargenomene. Voorloopig zullen we echter een andere „halfempirische” weg inslaan. Deze berust hierop, dat de grootheden  $\omega_j$ ,  $p_j$  zoowel de absorptie als de dispersie bepalen. We kunnen de waarde ervan dus aan één van deze verschijnselen ontleenen en met behulp daarvan het andere verschijnsel voorspellen. Nu is juist het absorptiespectrum, dat met de  $K$ -electronen samenhangt, goed bekend en eenvoudig van bouw: Er is nl. geen absorptie voor frequenties  $\omega$

kleiner dan een zekere waarde  $\omega_K$  (frequentie van de  $K$ -absorptiekant) terwijl voor  $\omega > \omega_K$  de absorptiecoëfficiënt evenredig met  $\omega^{-3}$  is. De  $\omega_j$ 's moeten dus klaarblijkelijk continu over het gebied  $\omega_K$  tot  $\infty$  verdeeld worden. Bovendien leert een nadere beschouwing, dat, om de absorptie evenredig met  $\omega^{-3}$  te krijgen, ook de  $p$ 's evenredig met  $\omega_j^{-3}$  verdeeld moeten worden. Het bewijs hiervan zal door de uitkomst van onze berekening vanzelf geleverd worden. We stellen dus:

$$p_j d\omega_j = \begin{cases} \frac{p_K \omega_K^2}{2 \omega_j^3} d\omega_j & \text{voor } \omega_j > \omega_K \\ p_j = 0 & \text{voor } \omega_j < \omega_K \end{cases} \quad (4)$$

De evenredigheidsfactor  $p_K$  laten we voorloepig onbepaald. We merken slechts op, dat deze de „totaalsterkte” van de absorptiekant meet, d.w.z.

$$p_K = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega_j p_j.$$

Door (4) in (3) te stellen krijgen we:

$$n - 1 = \int_{\omega_K}^{\infty} \frac{d\omega_j p_K \omega_K^2}{2 \omega_j^3 (\omega_j^2 - \omega^2 + k\omega i)}.$$

Stellen we ter afkorting:

$$\frac{\omega}{\omega_K} = x \text{ en } \frac{k}{\omega_K} = \varkappa,$$

dan geeft uitvoering der integratie:

$$n - 1 = \frac{2 \pi e^2 N p_K}{m \omega_K^2} \frac{\ln(1 - x^2 + i \varkappa x) + x^2 - i \varkappa x}{(x^2 - i \varkappa x)^2} \quad (5)$$

Deze uitdrukking wordt meer tastbaar, wanneer we weer stellen:

$$n = 1 - a_K - \beta_K i,$$

en ook het rechterlid van (5) in reëel en imaginair deel splitsen; hiertoe ontwikkelen <sup>2)</sup> we naar machten van de klein onderstelde „dempingsverhouding”  $\varkappa$ . De splitsing valt verschillend uit naarmate  $x < 1$  (langgolvlige zijde van de absorptiekant) of  $x > 1$  (kortgolvlige zijde). Bij verwaarloozing van hoogere machten van  $\varkappa$  vindt men

1) Van de z.g. detailstructuur der kanten en van een eventueel niet nauwkeurig opgaan van de „derdemachts-wet” mogen we in eerste benadering wel afzien.

2) Deze ontwikkeling is geoorloofd behalve wanneer  $x$  dicht bij 1 ligt; in dit geval moet de directe formule (5) toegepast worden.

Langgolvlige zijde:

$$\alpha_K = \frac{2 \pi e^2 N p_K}{m \omega_K^2} \frac{1}{x^3} \left[ 1 + \frac{\ln(1-x^2)}{x^2} \right],$$

$$\beta_K = \frac{2 \pi e^2 N p_K \kappa}{m \omega_K^2} \frac{1}{x^3} \left[ \frac{2-x^2}{1-x^2} + \frac{2 \ln(1-x^2)}{x^2} \right].$$

Kortgolvlige zijde:

$$\alpha_K = \frac{2 \pi e^2 N p_K x^2}{m \omega_K^2} \frac{1}{1} \left[ 1 + \frac{\ln(x^2-1)}{x^2} \right],$$

$$\beta_K = \frac{2 \pi e^2 N p_K}{m \omega_K^2} \left[ \frac{\kappa}{x^3} \left\{ \frac{x^2-2}{x^2-1} + \frac{2 \ln(x^2-1)}{x^2} \right\} + \frac{\pi}{x^4} \right].$$

(6)

Deze formules (6) geven alle gewenschte uitsluitel over de dispersie en absorptie, voor zoover de invloed der  $K$ -electronen betreft. Desgewenscht kunnen er overeenkomstige uitdrukkingen voor de overige electronen bijgeteld worden.

Beschouwen we eerst  $\beta_K$ . Deze bevat ten eerste een term met  $\kappa$ ; aan de langgolvlige zijde is dit de eenige. Nu is  $\alpha$  een maat voor de onscherpte van de kant en als zoodanig moeten we er geen waarde grooter dan 0,001 aan toekennen. Nemen we aan, dat de eenige demping veroorzaakt wordt door de uitstraling zelve („zuivere stralingsdemping”), dan is de waarde zelfs nog kleiner. In dat geval is het rationeel in de term met  $\kappa$  de „verstrooiingscoefficient” te zien. In ieder geval is de beschouwde term klein t.o.v. de term die door  $\pi/x^4$  opgeleverd wordt. Deze hoofdterm bestaat alleen aan de kortgolvlige zijde en levert voor de absorptiecoefficient  $\mu_K$  (zie pag. 69) op:

$$\mu_K = \frac{2 \omega \beta_K}{c} = \frac{4 \pi^2 e^2 N p_K \omega_K^2}{m c \omega^3} = 1,76 \cdot 10^{-12} \frac{\lambda^3 N p_K}{\lambda_K^2}.$$

Deze formule stelt nu inderdaad de experimenteel bepaalde  $K$ -absorptiecoefficient vrij goed voor, waarmee onze onderstelling (4) gerechtvaardigd is. Bovendien zijn we nu beter in staat, de onbepaald gelaten constante  $p_K$ , d.w.z. het aantal „ $K$ -absorptieelectronen” per atoom, door vergelijking met de waarneming te bepalen. Hierbij <sup>8)</sup> <sup>9)</sup> <sup>10)</sup> <sup>11)</sup> <sup>12)</sup> <sup>27)</sup> blijkt de waarde ervan afhankelijk te zijn van het atoomnummer, en wel te loopen van ongeveer 1,0 voor de zwaarste tot ongeveer 2,0 voor de lichtste elementen; in de buurt van  $Fe$  (26) is de waarde ongeveer 1,5.

Gaan we nu over tot de beschouwing van  $\alpha_K$ . De uitdrukking hiervoor wordt bijzonder eenvoudig, wanneer  $x \gg 1$ , d.w.z. wanneer de invallende straling veel harder is dan de frequentie der betrokken kant. Dan gaat n.l. de uitdrukking (6) over in:

$$\alpha_K = \frac{2 \pi e^2 N p_K}{m \omega^2} \quad (7)$$

In dit geval kunnen we zeker de invloed van de nog losser gebonden  $L, M, \dots$ -electronen evenzeer door een formule van de vorm (7) voorstellen, zoodat we met in aanmerking nemen van alle electronen krijgen:

$$\alpha = \frac{2 \pi e^2 \omega \sum p_{K, L, \dots}}{m \omega^2} = 4,47 \cdot 10^{-14} N Z \lambda^2. \quad (8)$$

Hierbij is  $Z$  het atoomnummer en onderstellen we

$$\sum p_{K, L, \dots} = Z \quad (9)$$

Deze onderstelling (9) wordt wel de „somregel van Thomas-Kuhn” <sup>3) 4)</sup> genoemd en kan zoo uitgesproken worden, dat de som van de sterktes van *alle* resonatoren, die met een zeker atoom samenhangen, gelijk is aan het totale aantal electronen van dit atoom. Deze regel vindt (naast de theorie) een steun hierin, dat inderdaad een betrekking van de vorm (8) door vele onderzoekers bevestigd is gevonden <sup>20) 21) 22) 28) 29) 30) 31) 34)</sup> bij gebruik van harde straling. Daarentegen volgt uit de zoojuist aangehaalde absorptiemetingen dat de somregel *niet* geldt voor de *afzonderlijke ondergroepen* in het atoom (in casu de  $K$ -schaal), ofschoon men wel eens het vermoeden heeft geopperd, dat dit wel het geval zou zijn voor de *uitwendige* electronengroepen (zoo zou b.v. de gesommeerde  $Na$ -absorptie in het optische gebied met één electron overeenkomen).

Hoe het ook zij, in elk geval zullen we, ook voor de  $K$ -schil alleen, dezelfde totaalsterkte,  $p_K$ , verwachten in dispersie als in absorptie. Om dit op de proef te stellen zullen we gebruik maken van de resultaten der in het tweede gedeelte beschreven metingen. Deze hebben betrekking op staal, maar eenvoudigheidshalve zullen we hier redeneeren alsof we zuiver  $Fe$  hadden, wat slechts een gering verschil maakt. Van de 26 electronen, die ieder  $Fe$ -atoom heeft, mogen we bij de gebruikte golflengtes gerust aannemen, dat 24 zoo los gebonden zijn, dat ze „normaal” dispergeeren volgens

(8). Alleen de  $K$ -electronen zullen, daar de gebruikte golflengtes dicht bij de  $Fe$ - $K$ -absorptiekant ( $\lambda$  1739  $X$ - $E$ .) liggen, „anomaal” dispergeeren volgens formule (6). De dispersiekromme ontstaat door superpositie van deze beide effecten; hierbij overheerscht de invloed der losgebonden electronen (wegens het grootere aantal).

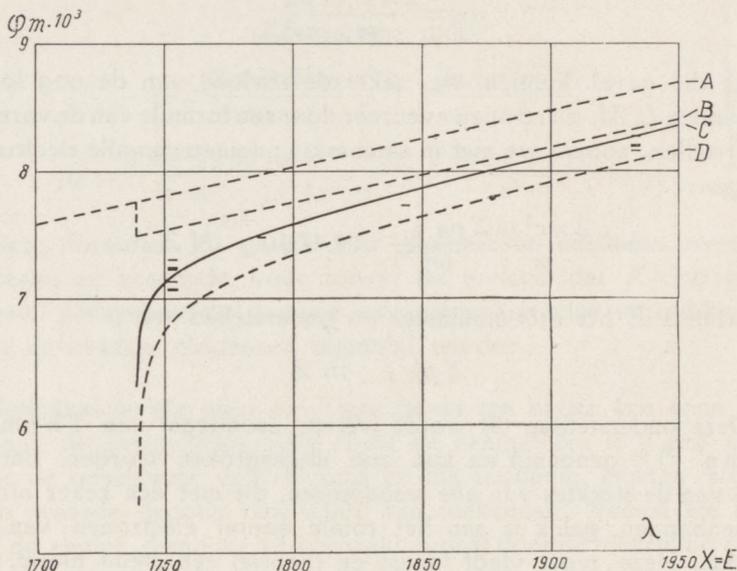


Fig. 1.

Grenshoek van totale reflectie ( $\varphi_m$ ) als functie van de golflengte ( $\lambda$ ) bij  $Fe$ .

A.	Theoretische kromme bij aanname van 26 vrije electronen per atoom.
B.	" " " " " 24 " " " " "
C.	" " " " " 1,3 $K$ -resonatoren " " "
D.	" " " " " 2,0 $K$ - " " "

In fig. 1 is nu de theoretische „dispersiekromme” van  $Fe$  geteekend voor het geval, dat het aantal „ $K$ -dispersieelectronen” per atoom 2,0 (kurve  $D$ ), en voor het geval, dat dit 1,3 (kurve  $C$ ) is <sup>1)</sup>. Als ordinaat is  $\sqrt{2u}$ , als abscis  $\lambda$  gekozen, om aansluiting bij de waarnemingen (zie verderop) te krijgen. Deze zijn door streepjes aangegeven; zooals men ziet, zijn ze met de kromme voor 1,3 dispersieelectronen beter te vereenigen dan met één van 2,0. Op groote nauwkeurigheid kan het getal 1,3 niet aanspraak maken; maar in ieder geval is het binnen de foutengrenzen in overeenstemming met het in absorptie gevonden aantal en lijkt een waarde 2 hoogst onwaarschijnlijk.

<sup>1)</sup> Bij afwezigheid van anomale dispersie zou de dispersiekromme rechtlijnig verlopen en wel zou kurve  $A$  moeten gelden als ook de beide  $K$ -electronen normaal dispergeerden (26 vrije electronen per atoom), terwijl kurve  $B$  zou gelden als hun invloed geheel wegviel (24 vrije electronen per atoom).

Een theoretische verklaring <sup>1)</sup>, waarom de totaalsterkte der „*K*-resonatoren” kleiner dan 2 is, dankt de schrijver aan de heeren H. A. Kramers en R. de L. Kronig. Deze zoeken de reden in het bezet zijn der meer uitwendige quantumbanen. Hierdoor vallen n.l. de sprongmogelijkheden naar de *L*, *M*,-schaal voor een *K*-electron weg; door het wegvallen van deze sprongkansen (deze bepalen de *p*'s; zie pag. 70) moet dus  $\Sigma p$  kleiner worden. Ook de gevonden afhankelijkheid van dit effect van het atoomnummer laat zich in dezen gedachtengang begrijpen.

## II. Experimenteel gedeelte.

Voor de nu te beschrijven experimenten werd gebruik gemaakt van één of twee optisch gepolijste spiegels van „roestvrij staal”, die onderling gelijke afmetingen ( $5 \times 7 \text{ cm}^2$ ) hadden. De samenstelling van het staal in atoomprocenten is: 72 *Fe* + 19 *Cr* + 8 *Ni* + 1 *C*. De *Fe-K*-electronen vormen dus 5,64% van alle electronen. <sup>2)</sup>

Van deze staalspiegels werd de brekingsindex bepaald volgens de methode der „totale reflectie” <sup>16) 19)</sup>. Tot juist begrip van het volgende moeten we even bij de theorie van dit verschijnsel stilstaan.

Wanneer we een oogenblik de absorptie verwaarloozen en dus met een reële brekingsindex,  $1 - a$ , rekenen, zal een röntgenstraal, die onder een hoek  $\varphi$  op het spiegeloppervlak valt, in het algemeen aanleiding geven tot een gebroken straal, die onder een hoek  $\psi$  met het oppervlak in de spiegel dringt. Volgens de brekingswet geldt dan:

$$\frac{\cos \varphi}{\cos \psi} = 1 - a.$$

Bij een zekere waarde van  $\varphi$ , die  $\varphi_m$  genoemd worde, zal  $\psi = 0$  worden en voor deze en kleinere waarden van  $\varphi$  zal, zooals men weet, de volle intensiteit van de invallende straal in de gereflecteerde teruggevonden worden („totale reflectie”). Voor  $\varphi_m$  geldt blijkbaar:

$$\begin{aligned} \cos \varphi_m &= 1 - a \\ \frac{\varphi_m^2}{2} &= a \\ \varphi_m &= \sqrt{2a}. \end{aligned}$$

1) Men zie hierover een weldra te verschijnen artikel van deze auteurs.

2) Aan de figuur op pag. 26 is dit percentage te gronde gelegd, terwijl voor het *s.g.* der spiegels de experimenteel bepaalde waarde 7,89 genomen is.

Men kan dus  $\alpha$  berekenen door  $\varphi_m$  te meten. Het groote voordeel van deze methode ligt daarin, dat  $\varphi_m$ , als wortel uit de zeer kleine grootte  $\alpha$ , een meer toegankelijke orde van grootte heeft dan deze.

Wanneer we nu nagaan, in hoeverre deze theorie verandering ondergaat, wanneer we ook de absorptie in aanmerking nemen, blijkt, dat deze invloed een onscherp<sup>1)</sup> worden van de grenshoek tengevolge heeft. Men kan dit verschijnsel precies in formule brengen, door de complexe waarde  $1 - a - \beta i$  voor de brekingsindex  $n$  in te vullen in de bekende formules van Fresnel voor de intensiteit ( $I_r$ ) van de gereflecteerde straal. Deze formules geven dan, als de intensiteit van de invallende straal  $I_0$  is, voor kleine waarden van  $\alpha$ ,  $\beta$  en  $\varphi$ :

$$\frac{I_r}{I_0} = \left| \frac{\sqrt{\varphi^2 - 2\alpha - 2\beta i - \varphi}}{\sqrt{\varphi^2 - 2\alpha - 2\beta i + \varphi}} \right|^2.$$

Het „reflectievermogen”  $I_r/I_0$  als functie van  $\varphi$  volgens deze formule is voorgesteld in fig. 2.

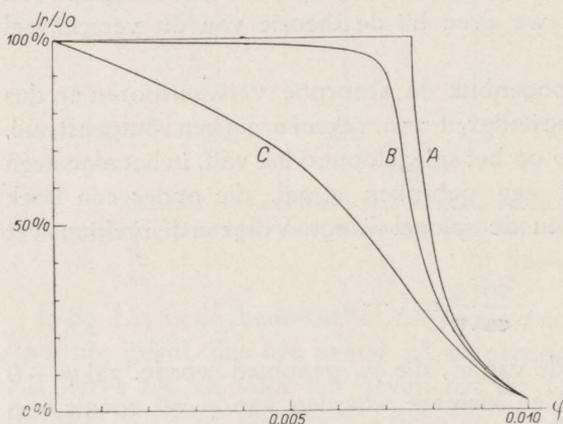


Fig. 2.

Reflectievermogen  $I_r/I_0$  van Fe voor Röntgenstralen als functie van de invalshoek  $\varphi$ .

- A. Bij verwaarloozing van absorptie.
- B. Bij zwakke absorptie (langgolvige zijde van Fe-K-kant).
- C. Bij sterke absorptie (kortgolvige zijde van Fe-K-kant).

Hierin is A de theoretische reflectiekromme bij verwaarloozing van de absorptie ( $\beta = 0$ ), B bij zwakke absorptie ( $\beta/a = 1/30$ ), C bij sterke absorptie ( $\beta/a = 1/4$ ). Men moet dus verwachten, dat bij sterkere absorptie de intensiteit naar grotere hoeken eerder en meer geleidelijk afneemt dan bij zwakkere absorptie.

De twee opnamen, die in fig. 3 gereproduceerd zijn, leveren een experimenteële

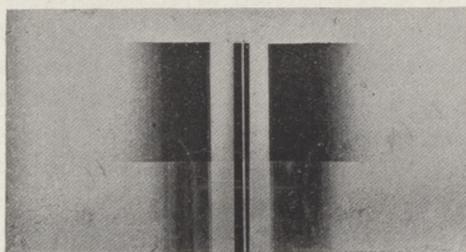
1) Iets dergelijks geldt ook voor andere meetmethoden. Zoo zal b.v. bij breking door een prisma<sup>22)</sup> de absorptie een verbreding van de invallende bundel bewerken; in dit geval kan men dit effect opvatten als buigingsverschijnsel, dat daardoor tot stand komt, dat de straling alleen door een smalle strook van het prisma dicht bij de brekende ribbe merkbaar wordt doorgelaten. Een analoge verbreding moet men verwachten bij de kristalreflectie<sup>14) 43)</sup>.



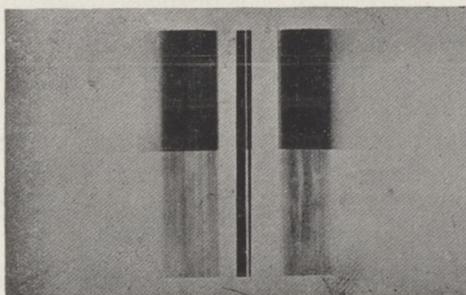
bevestiging voor dit verschil in begrenzing van de gereflecteerde straling bij sterke en bij zwakke absorptie.

De methode, volgens welke deze twee opnamen gemaakt zijn, is schematisch voorgesteld in fig. 4.

De vrijwel monochromatische *K*-straling van het antikathodemateriaal van een röntgenbuis valt op de spleet  $S_1$  van een gewone spectrograaf, die op de draaitafel een staalspiegel *S* draagt. Deze wordt onder een zeer kleine hoek



Ni



Co

Fig. 3.

Dubbelzijdige opnamen van totale reflectie van Co- en Ni-straling aan Fe.

met de röntgenbundel  $S_1$   $S_2$  gezet, zoodat de straling gereflecteerd wordt, wat zich als een verticale streep op de plaat afbeeldt. Nu wordt echter de spiegel van tijd tot tijd een weinig gedraaid, waardoor een aaneengesloten reeks dergelijke strepen ontstaan, die samen een band

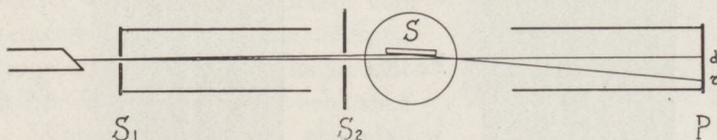


Fig. 4.

Opstelling voor meting van totale reflectie zonder spectrale uiteenlegging.

vormen. In de figuur zijn twee dergelijke banden aan weerskanten van de smalle directe straal (die eveneens dubbel is) zichtbaar. Deze komen tot stand, doordat na afloop van de eerste opname de spiegel over  $180^\circ$  gedraaid wordt, en daarna aan de andere zijde op soortgelijke wijze belicht wordt. Bovendien is bij beide opnames de onderste helft door een  $20 \mu$  dik Ni-blaadje verzwakt. Zooals men ziet, is de onderste opname met Co-straling tamelijk

tamelijk scherp begrensd, de bovenste met *Ni*-straling daarentegen onscherp. Dit is volgens het voorgaande te wijten aan de sterke absorptie van de *Ni*-straling in de staalspiegel. De golflengte van de *Fe-K*-absorptiekant ligt nl. bij 1739 *X-E*, die van *Ni-K $\alpha$* -straling bij 1656 *X-E* en die van *Co-K $\alpha$* -straling bij 1787 *X-E*.

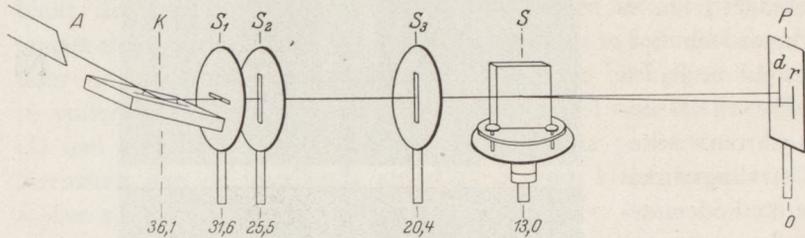


Fig. 5.

Opstelling voor meting van totale reflectie met spectrale uiteenlegging.

De bovenstaande methode heeft als nadeel, dat men in de *K*-straling der verschillende elementen slechts weinig monochromatische stralingen tot zijn beschikking heeft. Nu is het duidelijk, dat men de te verwachten „anomale dispersie” in de buurt van de *Fe*-kant het sterkst zal merken, wanneer men golflengtes vlak bij de kant gebruikt. Te dien einde werd bij de tweede reeks experimenten gebruik gemaakt van een spectraal uiteengelegd continu spectrum; de richting van de spectrale uiteenlegging was hierbij gekruist met die der spiegeling, zooals voorgesteld is in fig. 5.

r d

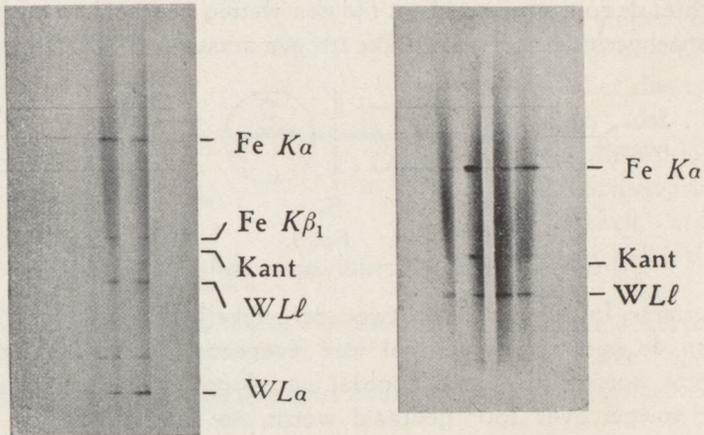


Fig. 6.

Enkelzijdige opname van totale reflectie van een continu spectrum in de omgeving van de *Fe-K*-kant aan *Fe*.

Fig. 7.

Dubbelzijdige opname van hetzelfde als fig. 6.

Deze figuur behoeft misschien geen verdere toelichting, wanneer opgemerkt wordt, dat de apparatuur, behalve het systeem  $K S_1$ , dezelfde is als die van fig. 4. Wat het systeem  $K S_1$  aangaat, dit ontwerpt een verticaal spectrum, doordat met iedere hoogte op de plaat  $P$  een bepaalde invalshoek bij het (stilstaande) kristal  $K$ , en dus een bepaalde golflengte, overeenkomt.

Twee opnamen volgens deze methode zijn gereproduceerd in fig. 6 en 7. De eerste is enkelvoudig, de tweede dubbelzijdig (hiertoe is de spiegel weer  $180^\circ$  gedraaid).

Op deze opnamen is te zien: 1e dat de reflectie van golflengtes kleiner dan de absorptiekant niet totaal is (onscherpe begrenzing tengevolge van de absorptie) 2e dat de grenshoek aan de langgolvlige zijde scherp bepaald is en niet precies lineair met de golflengte verandert (anomale dispersie, vooral duidelijk te zien vlak bij de kant).

Op uitmeten van deze foto's is voornamelijk het in fig. 1 weer-geven materiaal gebaseerd.

Tenslotte zijn in fig. 8 nog twee foto's gereproduceerd, die volgens een derde methode <sup>34)</sup> <sup>35)</sup> genomen zijn.

Hierbij is de hoogte van het spectrum een maat voor de „grenshoek”. De manier, waarop dit bereikt wordt, is zeer eenvoudig: De twee staal-spiegels worden met de gepolijste oppervlakken tegen elkaar gelegd met een onderlingen afstand van ongeveer  $50 \mu$ . Dit stelsel wordt dan horizontaal voor de verticale spleet van een röntgenspectrograaf gelegd. Deze laatste ontwerpt op de gewone wijze een spectrum. Wanneer men een oogenblik denkt, dat de twee spiegels niet reflecteerden, zou dit spectrum zeer geringe hoogte hebben, omdat de „hoekhoogte”

van de uit het stelsel tredende bundel dan, tengevolge van de geringen afstand der spiegels, zeer gering zou zijn. Dank zij de mogelijkheid van reflectie en zelfs van herhaalde reflectie's wordt nu echter deze „hoekhoogte” groter, nl. gelijk aan  $2 \varphi_m$ , waar  $\varphi_m$  de grenshoek is. Verder is het begrijpelijk, dat aan de kortgolvlige zijde van de kant het spectrum nu minder hoog schijnt, daar

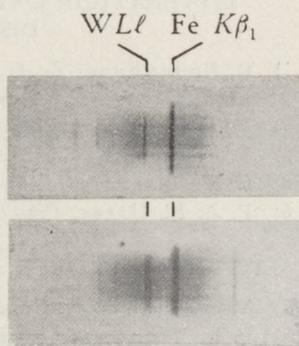


Fig. 8.

Opnamen van herhaalde totale reflectie van een continu spectrum in de omgeving van de  $Fe-K$ -kant aan  $Fe$ .

de herhaalde reflecties, die hier niet totaal zijn, de intensiteit bij betrekkelijk groote hoeken sterk doen verminderen.

Over het algemeen zijn de opnamen volgens alle drie methoden in bevredigende overeenstemming met de theorie. Wat het werk van andere onderzoekers betreft, zij het mij vergund erop te wijzen, dat omtrent „anomale dispersie in het Röntgengebied” in de litteratuur tot nu toe wel opgaven voorkomen, maar dat deze over het algemeen tot een veel te groote waarde leiden <sup>26)</sup>. Aan de andere kant zijn ook eenige onderzoekers <sup>40) 42)</sup> door de kleinheid van het effect er toe gekomen te meenen, dat er van anomale dispersie in het Röntgengebied geen sprake zou zijn. Vele metingen hebben als argument weinig waarde, omdat de waarnemers of niet bekend waren met het absorptie-effect of daarmee althans geen rekening hebben gehouden. In een enkel geval kan ook een onvoldoende polijsting van het oppervlak storend gewerkt hebben <sup>31)</sup>.

Groningen.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM  
DER RIJKS-UNIVERSITEIT.

---

#### LITTERATUUR OVER DE QUANTUM-THEORETISCHE DISPERSIEFORMULE:

- 1) R. Ladenburg, Zs. f. Phys. **4**, 451, 1921.
- 2) H. A. Kramers, Nature **113**, 673, 1924.
- 3) W. Kuhn, Zs. f. Phys. **33**, 408, 1925.
- 4) W. Thomas, Naturwiss. **13**, 627, 1925.
- 5) F. Reiche en W. Thomas, Zs. f. Phys. **34**, 510, 1925.
- 6) P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. London. **A 114**, 243 en 710, 1927.

#### LITTERATUUR OVER ABSORPTIE VAN RÖNTGENSTRALEN:

- 7) W. Duane en H. Fricke, Phys. Rev. **17**, 529, 1921.
- 8) F. K. Richtmyer en F. W. Warburton, Phys. Rev. **22**, 539, 1923.
- 9) E. C. Stoner en L. H. Martin, Proc. Roy. Soc. London **A 107**, 312, 1925.
- 10) R. A. Houstoun, Phil. Mag. **2**, 512, 1926.
- 11) F. K. Richtmyer, Phys. Rev. **27**, 1, 1926.
- 12) S. J. M. Allen, Phys. Rev. **28**, 907, 1926.
- 13) F. K. Richtmyer, Phys. Rev. **30**, 741, 1927.

#### LITTERATUUR OVER DISPERSIE VAN RÖNTGENSTRALEN:

- 14) C. G. Darwin, Phil. Mag. **27**, 315 en 675, 1914.
- 15) P. P. Ewald, Ann. d. Phys. **54**, 519, 1918.
- 16) A. Einstein, Verh. d. D. Phys. Ges. **20**, 86, 1918.
- 17) W. Stenström, Diss. Lund, 1919.
- 18) B. Davis en W. M. Stempel, Phys. Rev. **17**, 608, 1921.

- 19) A. H. Compton, Bull. Nat. Res. Counc. **4**, Part 2, Number 20, 1922.
- 20) B. Davis en H. M. Terril, Proc. Nat. Acad. Washington **8**, 357, 1922.
- 21) A. H. Compton, Phil. Mag. **45**, 1125, 1923.
- 22) M. Siegbahn, A. Larsson, I. Waller, Naturwiss. **12**, 1212, 1924.
- 23) C. C. Hatley, Phys. Rev. **24**, 486, 1924.
- 24) R. v. Nardroff, Phys. Rev. **24**, 143, 1924.
- 25) M. de Broglie en J. Thibaud, C. R. Paris **181**, 1034, 1925.
- 26) E. Hjalmar, Ann. der Phys. **79**, 550, 1926.
- 27) H. Kalmann en H. Mark, Naturwiss. **14**, 648, 1926.
- 28) R. de L. Kronig, Journ. Opt. Soc. Am. **12**, 554, 1926.
- 29) W. Linnik en W. Laschkarew, Zs. f. Phys. **38**, 659, 1926.
- 30) A. Larsson, Zs. f. Phys. **35**, 401, 1926.
- 31) R. L. Doan, Phys. Rev. **27**, 796, 1926.
- 32) B. Davis en C. M. Slack, Phys. Rev. **27**, 18 en 79, 1926.
- 33) R. van Nardroff, Phys. Rev. **28**, 240, 1926.
- 34) J. A. Prins, Handelingen van het Ned. Nat. en Gen. Congres, **21**, 114, 1927.
- 35) J. A. Prins, Nature **120**, 118, 1927.
- 36) H. Kallmann en H. Mark, Ann. d. Phys. **79**, 550, 1927.
- 37) W. Bothe, Zs. f. Phys. **40**, 653, 1927.
- 38) F. K. Richtmyer, Phil. Mag. **4**, 1296, 1927.
- 39) J. E. Mack en J. M. Cork, Rev. **30**, 741, 1927.
- 40) R. Forster, Naturwiss. **15**, 969, 1927.
- 41) A. Larsson, Zs. f. Phys. **41**, 507, 1927.
- 42) R. L. Doan, Phil. Mag. **4**, 100, 1927.
- 43) J. Thibaud, Journ. d. Phys. **8**, 480, 1927.
- 44) J. A. Prins, Zs. f. Phys. **47**, 479, 1928.

---

## DE GRENS VAN DOORZICHTIGHEID VAN LUCHT EN VAN KWARTS IN HET ULTRAVIOLET

door F. ZERNIKE.

Het Groningsch Natuurkundig Laboratorium ontving voor anderhalf jaar een grootste soort kwartsspectrograaf van Hilger (*E* 1) waarin een  $30^\circ$  prisma van  $10 \times 6$  cm<sup>2</sup> brekend vlak in autocollimatie gebruikt wordt, met een enkelvoudig objectief van 170 cm brandpuntsafstand voor geel licht. Proeven om met dit instrument op ge-oliede platen het uiterste ultraviolet voorbij 2100 Å te fotografeeren, mislukten in het begin geheel. Dit bleek aan de onder de punten 1—6 genoemde oorzaken te wijten te zijn, die achtereenvolgens opgespoord en weggenomen werden.

1. De voor het instellen in dit gebied opgegeven *Ag*-vonk, die het voordeel van scherpe lijnen heeft, is voor een zoo weinig lichtsterk instrument te zwak. *Zn*-vonk en vooral *Al*-vonk geven

wel breede lijnen, maar voor een eerste orienteering zijn ze veel geschikter door de enorme intensiteit. In het vervolg werd daarom een *Al*-vonk van 3 mm lengte tusschen beitelvormige elektroden gebruikt, die direct (zonder zelfinductie-windingen) aan een matig groote moderne Leidsche flesch (capaciteit circa 2000 cm) verbonden was. Een wisselstroom van 50 perioden van 17 mA bij circa 10000 V uit een inductieklos laadde deze Leidsche flesch. In de trillingsketen ontstond dan een hoogfrequente stroom met een effectieve sterkte van 3,3 A.

2. Bij afbeelden van de vonk op de spleet van den spectrograaf zal het beeld in de golflengten  $< 2000 \text{ \AA}$  — dat zijn voor de *Al*-vonk speciaal 1990, 1935 en  $1862 \text{ \AA}$  — gewoonlijk onscherp zijn. Het collimator-objectief wordt dan maar gedeeltelijk verlicht en de genoemde lijnen zullen wegens de absorptie in het prisma in het algemeen niet verschijnen, *tenzij het verlichte deel* juist bij de brekende ribbe van het prisma ligt.

Met een fluoresceerend schermje vóór de spleet gelukt het, gemakkelijk, door de overwegende intensiteit van het bedoelde gebied, de niet achromatische condensorens daarvoor scherp te stellen. Als fluoresceerende stof werd steeds fijngepoederde *willemiet* gebruikt, die het voordeel heeft boven  $\lambda 3000$  niet te fluoresceeren.

3. De lijnen 1990 en 1935 verschenen nu bij belichting van enkele minuten, maar bij langer belichting was valsch licht van grooter golflengte zeer storend. Verschillende deelen van het instrument werden om dit weg te nemen met fluweelzwart papier beplakt, het belangrijkste bleek echter te zijn de spiegelbeeldjes van voor- en achtervlak van de lens op de bekende wijze door een breede horizontale strook vlak voor de lens weg te vangen. Helaas nam deze strook 20 % van de werkzame opening in beslag. Nu werden ook de lijnen  $\lambda 1862$  en  $\lambda 1854$  verkregen, de noodige belichtingstijd was respectievelijk 3 min. en 20 min.

Deze tijden waren nog zeer lang wanneer men ze vergeleek met die welke noodig waren voor een kleine spectrograaf, als die gediafragmeerd werd tot dezelfde relatieve opening van  $f/25$ . Het scheen alsof de kwartsdeelen van de groote spectrograaf tezamen een verzwakking gaven van:

$\lambda$	1990	1935	1862	1854
verzwakking	200	600	15000	120000.

De optische deelen werden daarom met de kleine spectrograaf afzonderlijk onderzocht. Er bleek nu het volgende:

4. Het kleine reflecteerende prisma dicht achter de spleet liet slechts 10 % van het licht door.

5. De lens liet 33 % door, maar aangezien het licht de lens tweemaal passeeren moet, geeft deze een verzwakking van 9 maal.

Ik deelde deze bevindingen aan de firma Hilger mede en verzocht zoo mogelijk deze stukken door minder sterk absorberende te vervangen. Het antwoord luidde echter, dat dit gedrag van de groote  $E$  1-instrumenten den maker heel goed bekend was, maar aan absorptie op de 2,5 meter lange luchtweg geweten moest worden.

Inderdaad is in 't bovenstaande met een eventueele absorptie door de lucht in 't geheel geen rekening gehouden. Ik had gemeend die in het besproken gebied nog geheel te kunnen verwaarloozen, omdat ik vroeger golflengten tot beneden 2000 door een laag van 70 meter lucht had kunnen fotografeeren. Door die waarneming wordt de mogelijkheid dat de boven gevonden totale verzwakking van 300 maal voor  $\lambda$  1990 door de absorptie in 2,5 m lucht veroorzaakt zou zijn, natuurlijk volmaakt uitgesloten. Voor de kortste golflengten evenwel bleek de onderstelling van Hilger gedeeltelijk juist te zijn, want:

6. Uit opnamen met dezelfde kleine spectrograaf op kleine en groote afstand van de vonk bleek dat  $\lambda$  1990 en 1935 *niet merkbaar* geabsorbeerd worden door 2,5 m lucht, maar dat 1862 en 1854 daardoor respectievelijk 20 en 150 maal verzwakt worden.

Door de getallen in de punten 4, 5 en 6 vermeld, worden de totale verzwakkingsfactoren van punt 3 globaal verklaard, wanneer we nog in aanmerking nemen, dat het groote prisma naar schatting misschien  $\frac{1}{3}$  zal doorlaten, en dat het tinamalgaam in dit gebied een terugkaatsend vermogen van ongeveer 30 % zal hebben.

Zoo wordt naar deze gegevens de verzwakking bijv.

	refl. prisma	lens	brekend prisma	foelie	lucht	product
bij 1990	5	6	3	3		270
en bij 1855	10	9	3	3	150	121500

De eenige nog mogelijke verbetering is dus die van de kwarts-onderdeelen.

Nu heeft Pflüger <sup>1)</sup> al meer dan 20 jaar geleden gevonden dat de absorptie van verschillende kwarts-kristallen in ons gebied zéér ongelijk is.

<sup>1)</sup> A. Pflüger, Phys. Z. 5, 215, 1904.

Ik verzocht daarom de firma Hilger zoo mogelijk beter doorzichtige exemplaren van reflecteerend prisma en lens voor ons uit te zoeken.

Men zal opmerken dat in het bovenstaande niet de absorptie in het groote brekende prisma onderzocht werd. Het was n.l. niet gemakkelijk mogelijk deze te meten, omdat het achtervlak van dit prisma gevoelied is. Hilger meende blijkbaar dat de opgegeven absorptie voornamelijk aan dit grootste stuk te wijten moest zijn, en onderzocht uit eigen beweging een serie van 16 van deze prisma's vóór ze met de spiegelen de laag bekleed werden. Slechts vier daarvan lieten volgens zijn bevindingen aan het bijna 5 cm dikke einde de laatste *Al*-lijnen merkbaar door. Het meest doorzichtige prisma werd ons na afwerking toegezonden.

Minder succes leverde de vervanging van de beide andere onderdeelen op. Het leek me in verband daarmee noodzakelijk, een eenvoudige methode te hebben om de doorzichtigheid van kwartsstukken dadelijk op 't oog te kunnen beoordeelen. Dit werd op de volgende wijze bereikt.

De *Al*-vonk was geheel opgesloten in een kistje, op een opening van 15 mm na voor het uitredende licht. Vlak voor die opening werd een primitieve monochromator geplaatst, eenvoudig bestaande uit twee kleine kwartslenzen van 10 cm brandpuntsafstand en een 30°-prisma daartusschen. Zoo werd een uiterst lichtsterk spectrum ontworpen op een stuk zwart papier waarin een kleine opening de gewenschte korte go'flengten doorliet. Op deze wijze kan men nog juist  $\lambda$  1990 en 1935 eenerzijds scheiden van  $\lambda$  1862—54 anderzijds. In een goed donker vertrek ziet men op een meter afstand achter de opening een willemietscherm zeer helder groen lichten. Maakt men de uitredende bundel met een kwarts lens evenwijdig, dan laat zich de absorptie van de lucht zeer duidelijk demonstreeren: bij 1990 kan men de bundel bijna onverzwakt door het geheele lokaal vervolgen, terwijl daarentegen bij 1860 één meter verschuiven van het scherm reeds een bijna verdwijnen van het lichten geeft. Bij deze en de volgende proeven is het noodig, valsch licht door goed zwart maken van alle wanden zooveel mogelijk te verwijderen. Hoeveel zichtbaar licht nog in de bundel aanwezig is, controleert men het eenvoudigst door een kalkspaatplaatje voor het fluoresceerende scherm te brengen, dit moet daar het alle stralen voorbij  $\lambda$  2100 absorbeert een bijna zwarte schaduw geven.



Men kan nu heel gemakkelijk kwartsplaten, lenzen enz., en ook prisma's hun schaduwbeeld op het willemietscherm laten werpen. Deze schaduwbeelden laten zich verder vastleggen door het scherm te vervangen door een ge-oliede fotografische plaat. Bij gebruik van een fotomechanische plaat werd daarbij  $\frac{1}{2}$  tot 1 min. belicht. Van het verrassende resultaat geven de afbeeldingen (fig. 1) een denkbeeld. Onder een twintigtal kwartspraeparaten van zeer verschillende herkomst werd maar een enkel gevonden, dat geheel gelijkmatig doorzichtig was. Alle andere vertoonden lichte en donkere plekken, meestal met hoeken van  $60^\circ$  en andere aanwijzingen van de drietallige symmetrie. Men kan m.i. gerust zeggen, dat hier een soorttweelingvorming in het spel is, die evenwel op geen andere wijze aan het

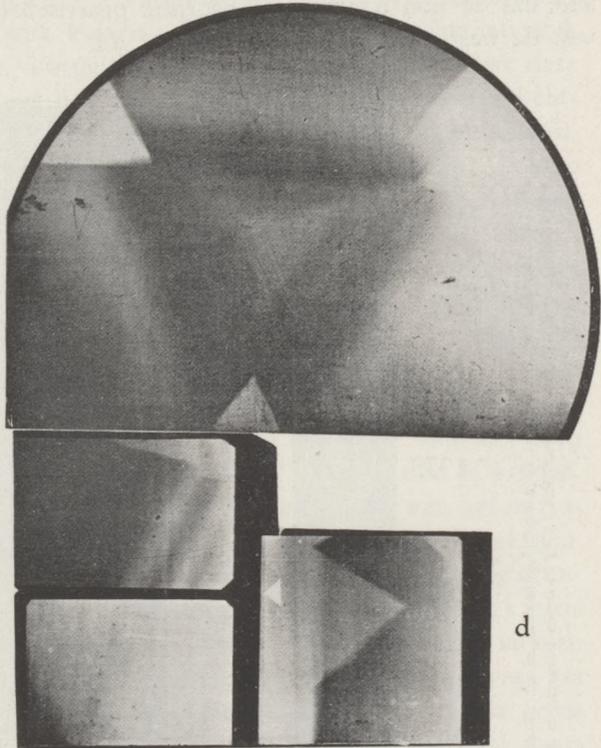


Fig. 1. Positieve schaduwbeelden op natuurlijke grootte.

a, van een groote kwartslenzen.

b en c, van de beide helften van een Cornu-prisma.

d, van een  $30^\circ$  prisma dat aan het dikke einde, links, plotseling veel doorzichtiger wordt.

licht komt, zooals speciaal onderzoek in gepolariseerd licht bewees.

Het spreekt onder deze omstandigheden van zelf, dat het bezwaarlijk mogelijk is, een groote goed doorzichtige lens te verkrijgen door uitzoeken uit een aantal afgewerkte lenzen. De eenige rationeele manier is natuurlijk, te voren een goed doorzichtig stuk kwarts uit te zoeken, vrij van de besproken tweelingvorming, en daaruit de lens te laten maken. Voor dit doel had ik dan ook al in het

begin van dit onderzoek van de firma Steeg en Reuter enkele kwartsmonsters ontvangen. Zonder moeite werd zodoende één bepaalde kwartsklomp als de beste aangewezen. Later onderzoek van daaruit gesneden platen wees bovendien uit, dat dit stuk blijkbaar geheel gelijkmatig was in zijn zwakke absorptie. Enkele metingen volgens de methode van Pflüger (dus door het ultraviolette licht direct op een thermozuil op te vangen) toonden verder aan, dat de nog aanwezige absorptie practisch gelijk was aan die van de beste stukken van Pflüger, n.l.

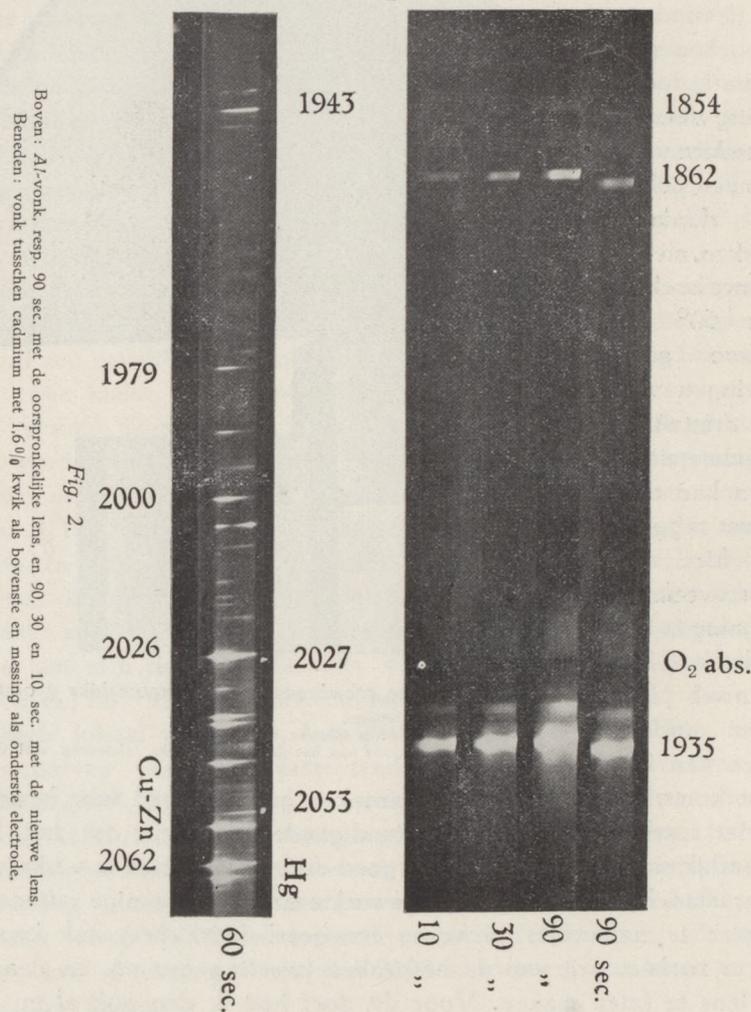


Fig. 2.

Boven: Al-vonk, resp. 90 sec. met de oorspronkelijke lens, en 90, 30 en 10 sec. met de nieuwe lens.  
Beneden: vonk tusschen cadmium met 1,6% kwik als bovenste en messing als onderste electrode.

	$\lambda$ 1990	1862
doorgelaten door 1 cm.	75 %	60 %.

Gezien deze toch nog zeer merkbare absorptie, scheen het de moeite waard het kleine reflecteerende prisma, waarvan de afmetingen zonder bezwaar tot  $10 \times 16$  mm teruggebracht kunnen worden, van *fluoriet* te laten maken. Behalve dit fluorietprisma leverde Steeg en Reuter ten slotte een lens van 8 cm diameter uit het uitgezochte stuk kwarts, en maakte deze zoo dun mogelijk (5 mm aan de rand), Vergeleken met de vroegere werd met deze nieuwe lens inderdaad de te verwachten *driemaal* grootere lichtsterkte verkregen, zooals de in fig. 2 weergegeven opname bewijst.

Met de aldus verbeterde spectrograaf kunnen nu, met behulp van de bovenaangegeven vonk van 17 mA — 3,3 A, de Al-lijnen  $\lambda$  1990 en 1935 in *een seconde* zeer duidelijk gefotografeerd worden, terwijl 1862 na 10 sec., 1854 na 1 min. duidelijk te voorschijn komen (Zie de figuren) (Oorspronkelijk waren daarvoor resp. 1, 3 en 20 min. noodig, zie boven). Verder kan men op een goed willemiet-scherm onmiddellijk, zonder het lokaal geheel donker te maken, de lijnen 1990 en 1935 zien, wat voor het justeren van het instrument zeer gemakkelijk is. Bij goede adaptatie van het oog gelukte het zelfs, onder een loupe de lijn 1854 te zien te krijgen.

Fig. 2 toont ten slotte nog de groote lichtsterkte van het instrument aan een opname voor onderzoek van het Hg-vonkspektrum.

Op de algemeene vraag of bij een kwartsspectrograaf de ultraviolette grens van het spectrum door de lucht of door het kwarts bepaald wordt, zal men blijkens het hier meegedeelde moeten antwoorden, dat het geheel zal afhangen van de kwaliteit van het kwarts. Onder ongunstige omstandigheden zal het kwarts de grens bepalen, bijv. bij 2100 of 2000. Voor uitgezocht materiaal daarentegen ligt de grens verder dan 1935, en hangt voornamelijk van de luchtabsorptie af.

#### Summary.

Large quartz spectrographs may show considerable absorption in the region  $\lambda$  2200—1935, which is due to the quartz parts, while the absorption of the air is only appreciable beyond 1935. By using selected quartz a Hilger E 1 spectrograph was made 20—60 times more efficient for these wavelengths.

Groningen.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM  
DER RIJKSUNIVERSITEIT.

## BOEKBESPREKING.

---

*R. Keen. Wireless Direction Finding and Directional Reception.* Ed. Illife & Sons Ltd. London E. C. 4.

De eerste uitgave van dit voortreffelijke werk heette: „Direction and Position Finding by Wireless”. Deze tweede uitgave is belangrijk uitgebreid en grotendeels herzien, zoodat de omvang ongeveer 25 % is toegenomen.

Een belangrijke uitbreiding heeft het werk gekregen door uitvoerige beschrijvingen enz. van de systemen met draaibare raamantenne's, zooals die ontwikkeld resp. op de markt gebracht zijn door Telefunken, de Société Française Radio-électrique, de Bureau of Standards te Washington, de Federal Telegraph Company, de Radio Communication Cy (systeem Robinson), en de Marconi Cy. In de eerste uitgaven werden de draaibare raamantenne's slechts vluchtig beschouwd; technisch stond het werk in het teken van het Bellini-Tosi-systeem. De uitvoerige gegevens enz. welke thans over draaibare antenne-systemen worden gegeven brengen de groote beteekenis dezer systemen duidelijk naar voren. Misschien was de oorzaak, dat ten tijde der eerste uitgave (1922) de draaibare raamantenne-constructie's nog niet hun voortreffelijke eigenschappen in de practijk (of in Engeland) bewezen hadden.

Een kort hoofdstuk over Beam-Transmitters is ingelascht.

Bij de behandeling van het verwerken van peilingen over groote afstanden op de Mercatorkaart had m.i. het belangrijke werk van Prof. Wedemeyer te Berlijn, en van andere Duitschers, niet onvermeld mogen blijven.

Ook mis ik een hoofdstuk over de resultaten enz. van peilingen op korte golf-lengten, waarover den laatsten tijd nog al wat gepubliceerd werd; in verband hiermede had aan het systeem van den Comte du Bourg de Bozas (Société d'Entreprises Electrotechniques te Paris) een plaatsje kunnen worden ingeruimd.

Dit alles neemt niet weg dat het werk van Keen het standaardwerk bij uitnemendheid blijft, en aan een ieder aanbevolen wordt die wat meer weten wil van deze voor de navigatie zoo belangrijk geworden tak van de radiotechniek. Een zeer uitgebreide lijst van bibliografische referentie's (374 in aantal) besluit dit in echt Engelschen prettigen stijl geschreven werk.

H. N.

**Handbuch der Experimental physik**, herausgegeben von W. Wien und F. Harms.  
Band I. Mess-methoden und Mess-technik von *Dr. Ludwig Holborn*. Technik der Experiments von *Dr. Ernst von Angerer*.

Het handboek der „Experimentalphysik” legt den nadruk op de *proefondervindelijke* methoden der natuurkunde, in tegenstelling met het Berlijnsche „Handbuch der Physik”, waarin zoowel theorie als experiment in vrijwel gelijke mate behandeld worden. Het is een gelukkig verschijnsel, dat de vele, thans in Duitschland verschijnende handboeken tenminste niet volkomen hetzelfde doel nastreven.

Het experimenteele en technische komt in dit eerste deel terecht sterk tot uiting. Het eerste stuk door Holborn, den voor korten tijd gestorven directeur der thermodynamische afdeling der P. T. R. geschreven, munt uit door een goede

systematische indeeling van de zeer omvangrijke stof. Het eerste hoofdstuk behandelt de eenheden; de rest van den text is verdeeld in 5 afdelingen: mechanica, warmte, electriciteit, magnetisme en licht. Deze afdelingen zijn weer verdeeld in hoofdstukken en ieder hoofdstuk behandelt de meetmethoden van een bepaalde grootheid, b.v. lengte, massa, temperatuur, stroomsterkte, spanning enz. enz. De behandeling is gedrongen en beknopt, en veelal ook niet geheel volledig. Maar het is waarschijnlijk niet de bedoeling van den schrijver geweest volledig te zijn, wat trouwens in een bestek van 334 vrij ruim gedrukte bladzijden ook onmogelijk ware geweest.

Het door *Angerer* geschreven tweede stuk draagt een technisch karakter; het is in hoofdzaak een groote verzameling werkplaats- en laboratoriums-recepten. De verschillende hoofdstukken handelen over materialen, soldeeren, lasschen, kitten, de verwerking van glas, vacuum techniek enz. enz.

Het zou voor iemand, die op het een of ander gebied gespecialiseerd is, gemakkelijker zijn, hier en daar tekortkomingen en onvolledigheden op te sporen, doch deze omstandigheid doet weinig of niets af aan de groote waarde van het werk.

Veel literatuur en veel persoonlijke ervaring in laboratoriumtechniek en meetmethoden zijn hier verwerkt en worden den lezer in goed systematischen vorm (met uitvoerige registers) aangeboden. Ik meen, dat dit werk vrijwel zonder voorbehoud aanbevolen kan worden.

C. A. C.

*Sir William and W. L. Bragg, Stereoscope with stereograms of X-Rays crystal models.* — Uitgave Adam Hilger Ltd. Camden Road, London; 1928.

Op dezelfde wijze als in 1925 Stefan Kreutz stereoscoopfotografieën van modellen der 230 Schoenflies-ruimtegroepen vervaardigde en Springer een serie teekeningen van kristalstructuurmodellen, door Von Laue en Von Mises, uitgaf (1926), is thans ook bij Hilger een reeks stereogrammen verschenen.

Van een aantal roostermodellen en kogelpakkingen, die aan het Royal Institution te Londen vervaardigd zijn, werden uitstekende opnamen gemaakt, die in de goede, maar met een weinig praktische neusopening voorziene stereoscoop, vaak een verrassenden indruk van ruimtefiguren wekken. De bollenpakkingen, die minder duidelijk zijn dan de draadmodellen, lijden natuurlijk aan het bezwaar, dat ze zoo gemakkelijk tot de aannahme van constante werkingsstralen der atomen suggereeren, een hypothese, welke toch zeer aanvechtbaar is.

De serie van ongeveer vijftig afbeeldingen omvat de structuren van een aantal elementen, keukenzout, calcië, verschillende modificaties van  $SiO_2$  spinel, zinkblende, wurziet, vloeispaat, caesiumchloride, pyriet, korund, ijs, één van de drie in de literatuur bekende structuren van grafiet, bariet en andere sulfaten, enkele silicaten als beryl e.a., een aantal organische verbindingen en eenige opnamen van toestellen, die bij het röntgenologisch onderzoek van belang zijn. Een korte beschrijving van modellen en apparaten maakt het geheel zeer bruikbaar voor onderwijsdoeleinden, waarvoor de constructie van de modellen zelfs dikwijls bezwaarlijk is. Men meene echter niet, dat stereogrammen en modellen gelijkwaardig zijn!

W. F. de J.

## TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

---

- Müller-Pouillet's* Lehrbuch der Physik, 11 Auflage, fünfter Band, zweite Hälfte; Physik des Kosmos, (einschl. Relativitätstheorie), 595 blz., 139 fig. — Friedrich Vieweg und Sohn, Akt Ges., Braunschweig 1928. Prijs R. M. 36, geb. R. M. 39.50.
- Ernst von Angerer*. Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen. zweite Auflage, 114 blz., 23 fig. — Heft 71. Sammlung Vieweg—Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1928. Prijs R. M. 6.
- Theodor Wulf S. J.* Lehrbuch der Physik, 500 blz., 143 fig. — Herder und Co. Freiburg in Br. 1926.
- H. A. Kramers en Helge Holst*, De bouw der atomen, 201 blz., 33 fig. — N.V. D. B. Centen Uitg. Mij, Amsterdam 1927. Prijs geb. f 4.90.
- W. H. Julius*, Leerboek der Zonnephysica, 342 blz., 136 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1928. Prijs f 9.75, geb. f 10.50.
- W. J. H. Moll en H. C. Burger*. Leerboek der Natuurkunde. Deel III. Licht, Atoomphysica, 192 blz., 93 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1928. Prijs f 3.50; geb. f 4.10.
- Ch. Fabry*, Éléments de Thermodynamique, 216 blz., 39 fig. — Armand Colin, Paris 1928. Prijs 9 frs., geb. 10 frs. 25
- J. Ra.baud*, Appareils et méthodes de mesures mécaniques, 214 blz., 87 fig. — Armand Colin, Paris 1928. Prijs 9 frs., geb. 10 frs. 25.
- George Birtwistle*, The new Quantum Mechanics, 290 blz. — Cambridge University Press. Fetter Lane, London 1928. Prijs 16 sh. net.
- Sir William and W. L. Bragg*. Stereoscope with Stereograms of X-rays crystal models. — Adam Hilger Ltd. Camden Road, London 1928.

---

## MEDEDEELINGEN.

---

### VACANTIECURSUS OVER THEORETISCHE NATUURKUNDE

*uitgaande van de Friedrich-Wilhelms-Universität te Berlijn.*

Aan den uitnoodigingsbrief ontleenen wij de volgende bijzonderheden:

Im Sommer 1928 werden Vorträge stattfinden über theoretische Physik unter dem Ehrenvorsitz von Max Planck und der Leitung von Max v. Laue.

Im Anschluss an die Vorträge werden Besichtigungen der Physikalisch-technischen Reichsanstalt (Präsident: Friedrich Paschen)

und des Physikalischen Institutes der Universität (Direktor: Walther Nernst) stattfinden.

Die Vorträge sind für Gelehrte und Forscher mit abgeschlossener Universitätsbildung bestimmt.

Vorläufiges Programm.

v. Laue: Theoretische Wellenoptik, 4 Stunden; Röntgenstrahlen, 2 Stunden.

Einstein: Über das Bewegungsproblem in der allgemeinen Relativitätstheorie, 5 Stunden; Das Kausalitätsproblem, 1 Stunde.

Reichenbach: Die philosophischen Grundlagen der Raum-Zeitlehre, 4 Stunden.

Schroedinger: Wellenmechanik, 6 Stunden.

Ladenburg: Die quantentheoretische Dispersionsformel und ihre experimentelle Prüfung, 4 Stunden.

Hettner: Stossverbreiterung von Spektrallinien, 3 Stunden, Theorie des Radiometers mit Demonstrationen, 2 Stunden.

v. Mises: Flugtechnische Aerodynamik, 4 Stunden, Die wahrscheinlichkeitstheoretischen Grundlagen der physikalischen Statistik, 2 Stunden.

Becker: Probleme der Plastizität, 2 Stunden.

Planck: Thema vorbehalten.

von der Pahlen: Stellarstatistik, 2 Stunden.

Bei der Besichtigung des physikalischen Instituts werden sprechen die Herren: W. Nernst, A. Wehnelt, P. Pringsheim, G. Hettner, M. Czerny.

Bei der Besichtigung der Physikalisch-technischen Reichsanstalt werden die wichtigsten Laboratorien gezeigt und von den Laboratoriumsvorständen Vorträge gehalten.

Gesellige Veranstaltungen und Ausflüge sind vorgesehen. Im Rahmen einer solchen Veranstaltung wird Herr Eduard Spranger sprechen über das Thema: Wissenschaftsidee der deutschen Universität.

Die Vorträge beginnen Montag, den 2. Juli, und enden Sonnabend, den 21. Juli. Schriftliche Anmeldungen werden möglichst bald (spätestens bis zum 1. Juni) erbeten an „Sekretariat der Universität, Berlin C 2. Physikalischer Ferienkursus“.

Die Teilnehmerkarte kostet 25 RM. Dieser Betrag ist gleichzeitig mit der Anmeldung durch Vermittlung einer Bank zu überweisen an „Disconto-Gesellschaft Berlin, Unter den Linden 33. Postscheck-

konto Berlin Nr. 12500 auf Konto: Physikalischer Ferienkursus der Friedrich-Wilhelms-Universität".

Auf Wunsch übernimmt das Sekretariat auch Vermittlung der Wohnung. Bei der schriftlichen Anmeldung ist in diesem Falle der gewünschte Zimmerpreis ungefähr anzugeben; zur Verfügung stehen Zimmer im Preise von etwa 4 RM an aufwärts.

Die Teilnehmerkarte, das endgültige Programm sowie, falls gewünscht, der Wohnungsnachweis wird vom 1. Juli an in den Stunden von 10 bis 1 Uhr im Sekretariat der Universität, Zimmer 21 des Universitätsgebäudes, ausgehändigt.

Es wird versucht werden, für die Teilnehmer Paszerleichterungen zu erwirken.

## NASCHRIFT

bij P. Zeeman, Augustin Fresnel en zijn invloed op de moderne natuurkunde. *Physica* 7e jaarg. p. 297, 1927.

Men gelieve na de eerste alinea aldus te lezen:

In onze dagen hebben wij eveneens een strijd tusschen de emissie en de undulatietheorie beleefd, toen de aard der Röntgenstralen nog onbekend was. Door de buigingsproeven van Haga en Wind, de polarisatieproeven van Barkla, Haga en anderen en later door het fundamenteele idee van v. Laue en de proeven van Friedrich en Knipping werd het pleit ten gunste van de golfnatuur der Röntgenstralen beslist. Voor de  $\gamma$ -stralen van radioactieve stoffen werd door Rutherford en d'Andrade een overeenkomstige proef met ondubbelzinnig resultaat genomen. De theorie dezer proeven ligt geheel in de lijn van Fresnel's beschouwingen.

## STRIKVRAGEN.

Vraag XXXII. In een boot op een meer drijvende, ziet men boven het meer een regenboog staan. Zal men dien regenboog in het meer gespiegeld zien, indien het water op de plaatsen waar dit eventueel noodig mocht zijn rimpelvrij en spiegelglad is?

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*



## VAN DE REDACTIE

In de eerste jaren van zijn bestaan placht *Physica* zich nog wel eens gunstig — zoo meenden wij — te onderscheiden van andere natuurkundige tijdschriften, doordat de Redactie zich van tijd tot tijd rechtstreeks tot de lezers richtte. Dat is lang geleden, al zijn er veel getrouwe lezers die zich zulks herinneren. Het is thans tijd, lezer, dat wij u wederom een woordje toesturen, omdat wij nu gekomen zijn aan wat men een mijlpaal op onzen weg mag noemen.

Destijds, toen wij het Nederlandsch Natuurkundig Tijdschrift oprichtten, wilden wij de bestaanszekerheid daarvan zoo groot mogelijk doen zijn. De abonnementsprijs moest laag blijven. Wij hadden vertrouwen in de levensvatbaarheid van het tijdschrift en om ons van de beste kansen voor *Physica* te verzekeren besloten wij zelf voor de uitgave te zorgen.

Wij hebben dat nu met uwe hulp en met die onzer medewerkers zeven jaren gedaan, en hebben gelukkig nooit spijt gehad van de zorgen en moeite die wij daarin gestoken hebben. Wij gelooven dat men er wat aan gehad heeft dat *Physica* bestond. Met vele portretten en met ettelijke bijzondere nummers hebben wij de, soms veelbewogen, gebeurtenissen medegeleefd. Tel gij zelf, lezer, de vele bladzijden, de teekeningen, de inzichten, de raadsels die daar tot u kwamen.

En toch, ten spijt van onze voldoening: *Physica* redigeeren en *Physica* uitgeven zijn twee. *Physica* heeft zich nu in de ruim zeven jaren van zijn bestaan een plaats in de Nederlandsche natuurkundige wereld — en zelfs daarbuiten — veroverd. Waar ons nu de gelegenheid geboden wordt, dat een uitstekend bekende uitgeverfirma de uitgave op zich neemt, lijkt het ons verstandig ons te herinneren dat uitgeven ons eigen vak niet is, en dat ons tijdschrift erbij zal kunnen winnen, wanneer de zorg voor de uitgave in handen van een vakman komt.

Van den aanvang af hebben wij gesteld, dat *Physica* het tijdschrift

zijn zou, niet van de Redactie, maar van de lezers en van de auteurs, en het is altijd duidelijk geweest, dat wij met ons werk zouden ophouden, indien hetzij de auteurs, hetzij de lezers ons hun steun zouden onthouden. Dat men begreep, dat Physica niet onze zaak was, maar die van lezers en auteurs heeft ons, gelooven wij, vaak gesteund en verder gebracht.

Wij hopen dat hierin geen verandering zal komen, en dat men gevoelen zal dat het Nederlandsch Natuurkundig Tijdschrift zoo voor als na blijft ons aller gemeene zaak, van u, lezers, van u, auteurs en van ons, geholpen door de ervaring en de medewerking van de firma *Martinus Nijhoff te 's-Gravenhage*, die voor niemand uwer een onbekende is. Wij verwachten, dat de verandering in onze organisatie tot een volledig succes leiden zal.

---

# EEN BUITENGEWOON STERK DUBBELBREKENDE KRISTALSOORT

door P. TERPSTRA

**Zusammenfassung.** Es wurden Kristalle von 1.6.8. *Trinitro. 2 äthylamidonaphthalin* untersucht.

Monoklin.  $a : b : c = 2,2913 : 1 : 1,1027$ .  $\beta = 106^\circ 29'$ .

Beobachtete Formen:  $\{100\}$ ,  $\{001\}$ ,  $\{11\bar{1}\}$ ,  $\{110\}$ ,  $\{010\}$ ,  $\{20\bar{1}\}$ .

Die Kristalle sind oft gestreckt nach der *b-Axe*. Spaltbarkeit nach (010).

Die Doppelbrechung ist auszerordentlich stark. Brechungsindices:

Linie *D*:  $\alpha = 1,5177$ ;  $\beta = 1,854$ ;  $\gamma = 2,316$ ; le Mittellinie ist [010]; Winkel der Binormalen =  $81^\circ 22'$ ; Winkel der Biradialen =  $105^\circ 22'$ . Die optische Normale bildet  $26 \frac{1}{2}^\circ$  mit der *c-Axe* im stumpfen Winkel  $\beta$ .

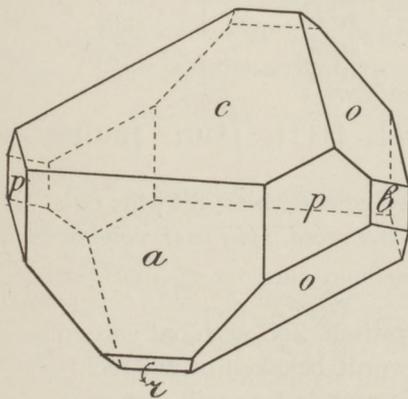


Fig. 1.

Trinitroaethylamidonaphthaline.

a  $\{100\}$ ; b  $\{010\}$ ; c  $\{001\}$

o  $\{11\bar{1}\}$ ; p  $\{110\}$ ; r  $\{20\bar{1}\}$ ;

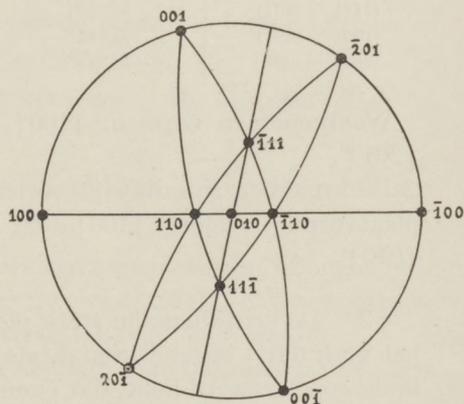


Fig. 2.

Stereografische projectie op het symmetrie-vlak.

§ 1. Door Professor J. J. B l a n k s m a werden mij een aantal in zijn laboratorium bereide organische verbindingen afgestaan voor kristallografisch onderzoek. Van één dezer stoffen, n.l. het

1.6.8. *trinitro* — 2. *aethylamidonaphthaline*<sup>1)</sup> werden, door langzame verdamping van een oplossing in aceton, fraaie kristallen verkregen, die bij goniometrisch onderzoek tot het monokliene stelsel bleken te behooren (zie de figuren 1 en 2).

De resultaten van het goniometrisch onderzoek zijn in de onderstaande tabel samengevat. Aan de berekening werden de volgende hoekwaarden ten grondslag gelegd: (100) — (001) = 73° 31'; (010) — (110) = 24° 29'; (010) — (111) = 42° 47'. Hieruit volgt:

$$\beta = 106^\circ 29'.$$

$$a : b : c = 2,2913 : 1 : 1,1027.$$

vlakken	berekend	waargenomen	verschillen
(100) — (001)		73° 31'	
(010) — (110)		24° 29'	
(010) — (111)		42° 47'	
(001) — (110)	83° 15'	83° 11'	4'
(110) — (111)	43° 32'	43° 36'	4'
(111) — (001)	53° 13'	53° 14'	1'
(201) — (110)	76° 10'	76° 11'	1'
(110) — (111)	52° 17'	52° 17'	0'
(111) — (201)	51° 33'	51° 83'	5'
(100) — (201)	54° 47'	54° 50'	3'
(201) — (001)	51° 42'	51° 42'	0'

Waargenomen vormen: {100}, {001}, {111}, {110}, {010}, {201}.

De kristallen zijn dikwijls verlengd volgens de **b**-as; dikwijls ook plaatvormig volgens {100}. Zij zijn *zeer goed spltijbaar* volgens {010}.

§ 2. De kristallen zijn sterk pleochroïtisch. Zoo vertoont een op het vlak (001) liggend kristal, als het wordt bekeken in wit rechtlijnig gepolariseerd licht, dat evenwijdig met de **b**-as trilt, een *geel-groene* kleur, terwijl het daarentegen licht, waarvan het trillingsvlak loodrecht op de **b**-as staat, met een *oranje-gele* kleur doorlaat.

De vlakken (100) en (001) vormen een prisma, waarvan de brekende ribbe evenwijdig is aan één der assen van de optische indicatrix. Met behulp van dit prisma werd, volgens de methode van het minimum van deviatie, voor den brekingsindex der stralen, die even-

1) E. J. v. d. Kam. Vervangbaarheid van het Halogeenatoom in 2. chloor- en 2. broom — 1.6.8. *trinitro naphthaline*. Proefschrift. Leiden 1926.

wijdig aan de **b**-as van het kristal trillen, de waarde 1,5177 (natriumlicht) gevonden. Er bleek slechts één gebroken straal uit het prisma te treden; klaarblijkelijk doordat de tweede straal een ten opzichte van den brekenden hoek van het prisma ( $73^{\circ} 33'$ ) te grooten brekingsindex had.

Vervolgens werd een spijlplaatje (evenwijdig  $\{010\}$ ) in een assenhoek-apparaat opgesteld. Nadat het plaatje in monobroomnaphthaline was ondergedompeld, werd voor den schijnbaren assenhoek gevonden (natriumlicht):  $93^{\circ} 42'$ . Op dezelfde wijze werd bij een dun, volgens  $\{100\}$  plaatvormig kristalletje voor den schijnbaren assenhoek in monobroomnaphthaline vastgesteld  $116^{\circ} 8'$ . Hoewel dit plaatje niet loodrecht op één der middellijnen is, kan deze laatste waarde toch gebruikt worden voor de berekening van den waren assenhoek, omdat de normaal van het plaatje ligt in het vlak, dat door de middellijn gaat en tevens loodrecht op het optische assen-vlak staat. Men vindt dus:

$$\text{tang } V = \frac{\sin 46^{\circ} 51'}{\sin 58^{\circ} 4'} \text{ of } V = 40^{\circ} 41'.$$

Daar verder, volgens een meting met behulp van een totaal-reflectometer de brekingsindex van de gebruikte immersievloeistof 1,6566 bedroeg, vindt men uit de betrekking

$$\sin 40^{\circ} 41' = \frac{1,6566}{\beta} \sin 46^{\circ} 51' \text{ voor } \beta \text{ de waarde } 1,854$$

en vervolgens uit de formule  $\text{tang}^2 V = \frac{\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\beta^2}}{\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\gamma^2}}$  voor  $\gamma$  de waarde 2,316.

Door op een spijlplaatje de uitdoovingsrichtingen in evenwijdig licht te bepalen, werd ten slotte nog vastgesteld, dat het optische assen-vlak het vlak (100) onder een hoek van  $63\frac{1}{2}^{\circ}$  snijdt.

Samengevat luiden de optische data (natriumlicht) van deze kristal soort derhalve:

**optisch negatief; eerste middellijn is de b-as;**

**assenhoek =  $81^{\circ} 22'$ ; biradialen-hoek =  $105^{\circ} 22'$ ;**

**$\alpha = 1,5177$ ;  $\beta = 1,854$ ;  $\gamma = 2,316$ ;**

*de  $\beta$ -as van de indicatrix maakt met de c-as een hoek van  $26\frac{1}{2}^{\circ}$  in den stompen hoek  $\beta$ .*

Ter vergelijking volgen hier de brekingsindices van eenige als zeer sterk dubbelbrekend bekend staande kristal soorten.

	$a$	$\varepsilon$	$(\varepsilon - a)$
Hg <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	1,96	2,60	0,64
Kalkspaat	1,65850	1,48635	— 0,17215
Rutiel	2,6158	2,9029	0,2871

	$a$	$\beta$	$\gamma$	$(\gamma - a)$
Zwavel	1,95047	2,03832	2,24052	0,29005
Aragoniet	1,53013	1,68157	1,68589	0,15576
Wijnsteenzuur	1,4948	1,5347	1,6051	0,1103
$\alpha$ -aethyl- pyruvaat- hydrazon	1,4867	1,7258	1,8802	0,3935
amyroline				
trinitroaethyl- amidonaphtaline	1,5177	1,854	2,316	0,798.

§ 3. Een kristalsoort, die zoo sterk dubbelbrekend is als de hier besprokene, is zeer geschikt als voorbeeld bij een bespreking van de

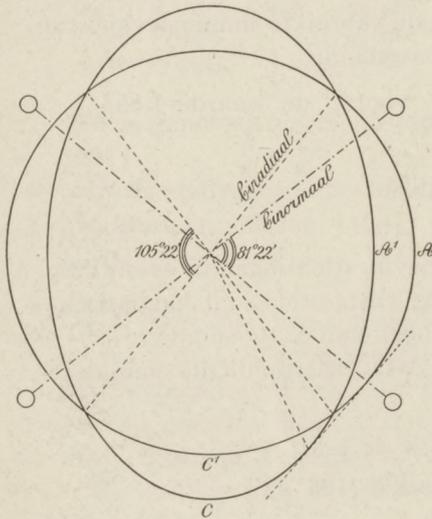


Fig. 3.

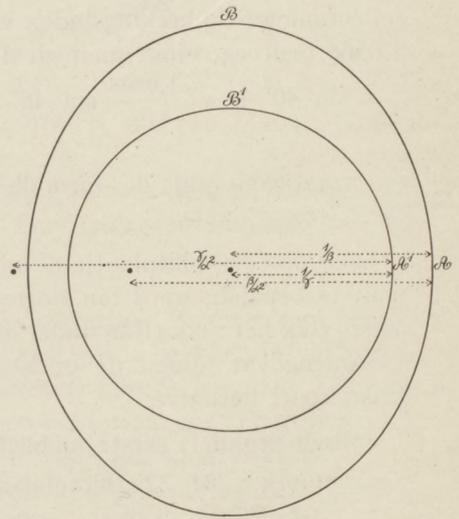


Fig. 4.

kristaloptiek. De eigenaardigheden van de lichtvoortplanting in optisch tweessige kristallen kan men dan demonstreeren met behulp van aan de werkelijkheid ontleende figuren; zonder dat men figuren

noodig heeft, die in een of andere richting sterk overdreven zijn. Zoo stellen de figuren 3, 4 en 5 op schaal geteekende doorsneden voor van het stralenooppervlak in trinitro-aethylamidonaphthaline met zijn drie symmetrie-vlakken.

De hoek tusschen de primaire en secundaire optische assen bereikt hier het buitengewoon groote bedrag van  $12^\circ$ .

Indien men dus slechts een plaatje had, dat ongeveer loodrecht op de richting van een der optische assen stond, zou men daarmee in lucht de verschijnselen der konische refracties ongewoon duidelijk

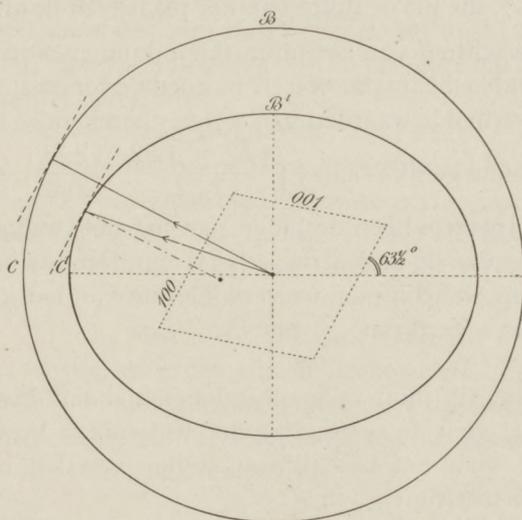


Fig. 5.

können demonstrieren. Doordat ik evenwel slechts de beschikking heb over een kleine hoeveelheid der stof en vooral ook doordat de kristallen zeer broos zijn, is mij het slijpen van een dergelijk plaatje nog niet gelukt.

Gemakkelijker leenen de kristallen sich tot een demonstratie van de door *Sorby* entdeckte Brekingsverschijnselen. Een splijtstukje wordt op een glasplaatje gelegd, waarop een fijn net van elkaar rechthoekig snijdende lijnen is aangebracht. Probeert men nu met een mikroskoop door het kristalplaatje heen op die lijnen scherp in te stellen, dan blijkt dit alleen goed te gelukken, als de lijnen van het net evenwijdig zijn aan de uitdoovingsrichtingen van het plaatje. Maar zelfs dan gelukt het niet op alle lijnen van het net tegelijkertijd

scherp in te stellen. Men ziet b.v. als men het mikroskoop langzaam omhoog schroeft achtereenvolgens eerst alleen de frontale, vervolgens alleen de sagittale lijnen, daarna bij een grootere hoogte opnieuw de frontale en ten slotte nog eens alleen de sagittale lijnen. Volgens de theorie, die S t o k e s van deze verschijnselen heeft opgesteld, hangen deze af van de hoofdkromtestralen van het stralenoppervlak in de punten, waar dit door het bovenvlak van het plaatje wordt geraakt. (Deze kromtestralen zijn in fig. 4 aangeduid).

Het plaatje vertoont daardoor schijnbaar vier brekingsindices, n.l.  $\frac{\alpha^2}{\gamma}$ ,  $\frac{\alpha^2}{\beta}$ ,  $\beta$  en  $\gamma$ , die uit de dikte van het plaatje en de aflezingen van de micrometerschroef van het mikroskoop kunnen worden afgeleid. De zoo gevonden bedragen waren in goede overeenstemming met de uit bovenvermelde waarden van  $\alpha$ ,  $\beta$  en  $\gamma$  berekende. Doordat hier toevallig  $\frac{\alpha^2}{\gamma}$  bijna gelijk is aan  $1 \left( \frac{1,52 \times 1,52}{2,32} = \frac{2,31}{2,32} \right)$ , ziet men b.v. door het splijtplaatje heen de lijnen van het net, welke evenwijdig zijn aan de  $\beta$ -as van de indicatrix, scherp met dezelfde instelling van het mikroskoop, waarbij men na verwijdering van het kristalplaatje het geheele net scherp ziet.

Gaarne betuig ik mijn wèlgemeenden dank aan Professor J. J. B l a n k s m a voor de toezending der stof en aan Professor J. H. B o n n e m a voor het beschikbaar stellen van het instrumentarium van zijn instituut.

Groningen.

Mineralogisch-Geologisch Instituut  
der Rijks-Universiteit.



## GRAFREDE <sup>1)</sup>

door P. EHRENFEST

Hendrik Antoon Lorentz dood.

Dat de dood de oogen van Lorentz vermocht te sluiten — de oude twijfel, de oer-oude vraag rijst in ons hart op: Wat kan dan nog de zin van het leven zijn?

En wij peinzen over het leven van Lorentz. En ons hart wordt in zijn diepte bewogen. Door onzen twijfel heen groeit een verwarmend gevoel van zekerheid, tot onze verrassing.

Wij durven het eerst niet bekennen. Niet aan ons zelven, niet aan onze naaste vrienden. Van waar, aan dit graf, dit verheffend gevoel van zekerheid?

Het is een eervolle plaats, die het vaderland, die de wereld aan Lorentz toeweest en groot zijn de eerbewijzen, die het vaderland en de wereld hem schonken. Oprechte waardeering begeleidt hem en wat meer is, oprechte liefde. Maar wij moeten dieper zoeken naar de bron van onze zekerheid.

De onderzoeker Lorentz, de leermeester! Waarlijk schoon is wat hem vergund was in zijn wetenschap te vinden, te volbrengen; in de natuurkunde, die hij zoo van harte liefhad.

Hij zet het werk van de grootste meesters voort. Zijn schepingen overbruggen kloven in de natuurkundige theorieën van de negentiende eeuw, zoodat deze een klassieken, afgeronden vorm konden krijgen. Zijn scherp critische geest, die steeds naar de uiterste eerlijkheid streeft, scheidt klaar en helder het telkens voltooide van het nog onvoltooide en wijst met nadruk op alles, wat nog raadselachtig is.

---

1) Uitgesproken op de Begraafplaats te Haarlem 9 februari 1928. Op verzoek der familie was Professor Ehrenfest de eenige redenaar uit Nederland. Wij kregen verlof, ter herinnering aan de plichtigheid, zijne rede hier af te drukken. Red.

Zoo wordt zijn werk tegelijk een vast fundament en een levende bron voor het schitterende onderzoek der jongeren, die in hem een van hun groote meesters eeren en liefhebben. En met welke liefde en spanning begeleidt juist hij hun werk en ook den persoonlijken groei van de besten onder hen, hier te lande en overal ter wereld!

Lees in de geschriften van *L o r e n t z*, lees in zijn leerboeken. Het beeld van een werkplaats komt voor onzen geest. Een werkplaats met groote ramen, doorstraald door de opwekkende ochtendzon. En de meester, die hier werkt, gebruikt zijn werktuigen met liefde.

Het liefst het eenvoudigste werktuig, dat telkens voor het doel het meest gepast is. Maar ook zeldzaam fijne precisie-werktuigen staan overzichtelijk geordend klaar, gereed voor de toepassing. En alles blinkt van het dagelijksch gebruik door jaren en jaren.

En omdat ons de meester met zoo bijzonder veel liefde laat zien, welk van de werktuigen hij juist van *C h r i s t i a n H u y g e n s* heeft en welk van *F r e s n e l* en welk van andere meesters, zoo moeten wij wel gissen, dat hij zoo menig ander van zijn vernuftige werktuigen zelf zal hebben uitgevonden en vervaardigd. Maar dat zegt hij dan niet, de meester. De meester in zijn werkplaats vol zon. De meester met zijn donkere oogen en zijn fijn sprekenden glimlach.

En wij verliezen ons dieper in de beschouwing van het beeld van dezen man. In de beschouwing van deze zoo volkomen gerijpte harmonie. In ieder van zijn levensuitingen openbaart zich ons, als door een wonder, telkens weer met volle spanning, zijn heele persoonlijkheid. En wij kunnen niet meer lijn van lijn scheiden en wij zouden het ook niet willen!

De ironie in zijn fijn sprekenden glimlach, de ironie, waardoor hij onze ziel ontspant, waar scheidt zich in zijn glimlach deze ironie van de stilte der ontroering, waarmee hij ons helpt onze vreugde te veredelen?

En waar *L o r e n t z* zich minzaam van een ouden vorm bedient, merken wij plotseling, tot onze beschaming, dat hij met eerbied een eenvoudig, warm hart gegroet heeft, voor hetwelk nu juist deze oude vorm een levenden inhoud bewaarde. Het hart van een weduwe in haar eenzaamheid — het hart van een jonge moeder in haar vreugde.

In zijn werk, in zijn leven vermogen wij niet meer te scheiden de liefde van de trouwe plichts vervulling. Denk eens aan de jaren Werk voor de Zuiderzee of voor de uitgave der geschriften van Huygens.

Waarlijk *L o r e n t z* is trouw! En zijn vaste trouw grijpt in ons geweten. Dat wij in zuiverheid ons best doen naar de mate van onze kracht. In ons onderzoek naar de grootste klaarheid strevend, in ons leeren naar oprechte duidelijkheid. Want juist dàn zullen wij met diep ontzag blijven beseffen, hoe de natuur ten slotte toch al ons menschelijk begripen te boven gaat. In al ons doen, ons met liefde gevend, dienend, worstelend tegen de verleiding van het zich zelf zoeken. Ons best doen met opgewektheid.

Waarlijk *L o r e n t z* is trouw! Hij geniet volop van de groot-sche schoonheid van Californië of van de Alpen. Maar thuis gevoelt hij zich in de bosschen en op de heide der Veluwe en in de duinen. En zoo gaat het hem ook met de grachten, met ons Leidsch Academiegebouw en met de kleine college-kamer in het natuurkundig laboratorium. En zoo gaat het hem met de lieve, vertrouwelijke klanken en woorden van zijn moedertaal. Zoo gaat het *L o r e n t z* den wereldburger!

*L o r e n t z*, wiens geest zoo ontvankelijk is, hij is trouw aan zich zelf. Vandaar zijn diep ontzag voor de persoonlijkheid van zijn medemens en voor de vrijheid van ieders oprecht-doorleefde overtuiging.

Tegenover heerschezucht, dwang, sluwheid ziet men *L o r e n t z* ineens zijn kalmte verliezen. En moeilijk herwinnen. Herwinnen voor den taaien strijd tegen deze voor hem ergste vijanden van menschenwaarde. En steeds voert hij dezen strijd van binnen uit, hij wantrouwt den strijd van buiten af uit de diepte van zijn wezen.

Zoo leidt hij ons hier thuis tot verdraagzaamheid en hij doet het daarginds tusschen de volken.

En *L o r e n t z* blijft in zijn vrome trouw tot het laatst de helper in nood, de verkwikkende trooster in bitter verdriet.

Hij, wiens hart tot het laatst zoo jeugdig bij het werk der jongsten is, hij, wiens warme liefde tot het laatst juist het groeiende leven begeleidt — hij staat met de kalmte der wijsheid tegenover den dood, wanneer de dood een welbesteed leven komt opeischen.

Wij buigen voor de nagedachtenis van de voorouders van L o r e n t z.

Wij buigen ons in eerbied voor de smart van diegenen, die door de nauwste banden met L o r e n t z verbonden zijn.

En met liefde denken wij aan de kleinkinderen van L o r e n t z. De vreugde over hen heeft zijn levensavond zoo zeer verrijkt. Zij zullen eens dieper, dan wij dit ooit zouden vermogen, in het leven van L o r e n t z weten te lezen. En dat moge hun dan tot zegen zijn.

---

## HERDENKINGSREDE <sup>1)</sup>

door A. D. FOKKER

Uw voorzitter heeft gemeend, dat gij verlangend zoudt zijn, in deze vergadering Professor H. A. L o r e n t z te herdenken, en hij heeft mij gevraagd, of ik u daarbij wilde voorigaan. Ik zal trachten dat sober te doen, want een andere manier zou L o r e n t z niet behagen. Van superlatieven en groote woorden hield hij niet. Als het kon, zou ik het opgewekt moeten doen, want opgewekt was zijn aard.

Vier weken geleden nog scheen hij op den weg van het herstel. Weer volgde een aanval van hooge koorts, maar Dinsdag was de temperatuur zoo laag, de pols en ademhaling zoo rustig als nog niet te voren. De strijd scheen gewonnen. Helaas, de infectie schijnt op den avond van dien dag in de bloedbanen gekomen te zijn. Opnieuw moest worden gestreden. Op Zaterdag 4 Februari, toch nog onverwacht, haperde opeens het hart.

Ik geloof, dat men zelden zóó algemeen een oprechten rouw over het land heeft voelen vallen, als bij het bericht van zijn dood. In alle rangen en standen besepte men, dat er een verlies was geleden. Bij den laatsten tocht naar de begraafplaats was de stille hulde, langs den langen weg en bij het graf door duizenden gebracht, een openbaring, hoe hij voor de menigte een groot symbool had belichaamd. Behalve het symbool van den eenvoudigen jongen, die het ver gebracht heeft, behalve het symbool van den landgenoot, die een grooten naam in het buitenland heeft, was toch bovenal sterk aanwezig het symbool van den eenvoudige van hart, die nooit meer wilde zijn dan een ander, die nooit eenig prerogatief pretendeerde, maar simpel, vriendelijk en belangstellend, en goed was voor iedereen. De trambestuurder, die, hoewel over tijd, als hij den professor

<sup>1)</sup> Uitsgesproken in de Vergadering der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging te Amsterdam, 25 februari 1928.

zag aankomen, toch niet naar Amsterdam zou wegrijden vóór deze was ingestapt, de rentmeester, verbaasd over de groote bewondering die *Lorentz* aan den dag legde voor zijn gewone administratiekunst, de fotograaf, die van hem een avond kreeg om over een toekomstbeslissing voor zijn dochter te delibereeren, en met hen nog ontelbaar meer menschen, gevoelden zich onder de bekoring van zijn medevoelen en van zijn, voor zoo iemand als men hem wist te zijn, ongewone gewóónheid.

Het groote ingetogen afscheid, hem bij de laatste reis gebracht, treft des te meer, omdat hij nooit aan den weg getimmerd had, en omdat zijn levenswerk voor de menschen buiten den kring der physici een gesloten boek moest zijn.

De beteekenis van *Lorentz*' wetenschappelijk levenswerk kon niet scherper geteekend worden dan geschied is door *Einstein* in zijn rede te Leiden, Vrijdag 10 Februari. *Einstein* bekende jegens *Lorentz* in de eerste plaats zich als leerling te gevoelen. *Einstein* stelde tegenover elkander de newtoniaansche tendens, om in de natuurkundige begripsconstructie te handelen met materieele deeltjes die over een afstand direct op elkander werken, en de faraday-maxwelliaansche opvatting, dat het alleen aankomt op het veld. Hij herinnerde aan de moeilijkheden, die er voor de theorie van *Maxwell* gelegen waren in de kleurschifting, en in de door *Hertz* ontwikkelde doorvoering der orthodoxe veld-idee. Indien namelijk de voortplanting van licht in water geheel en uitsluitend een zaak was van het medium, in casu het water, zou de snelheid van het licht in stroomend water vermeerderd moeten zijn met de volle snelheid van het water, inplaats van met de door *Fresnel*'s meesleepingscoëfficiënt aangegeven fractie daarvan, die door *Fizeau* experimenteel bevestigd was gevonden.

Hier zet *Lorentz* in met zijn fundamenteel axioma, dat het veld, de aether, slechts op de materie kan werken wanneer de materie geladen is, en omgekeerd, dat de materie op den aether kan werken ook slechts indien zij geladen is, en dat deze inwerking hierin bestaat, dat de aether gebracht wordt in een bijzonderen toestand, die als electrisch of magnetisch veld wordt gekarakteriseerd. Van beweging of strooming van den aether zal nimmer sprake kun-

nen zijn. De kracht, die een lading ondervindt, wordt volgens hem niet alleen bepaald door de electricische veldsterkte, maar mede, indien de lading een snelheid heeft, door de magnetische veldsterkte.

Dat zijn de fundamenteele stellingen van *Lorentz*. Zooals hij op college placht te zeggen, kan men de grondstellingen van de electronentheorie op een visitekaartje schrijven. Daar zit dan alles in, wat bij de ontplooiing *Maxwell's* theorie bleek te kunnen inhouden. Men moet het er maar uit weten te halen! De dispersie-theorie van *Lorentz* is er uit gekomen, de meesleepingscoëfficiënt van *Fresnel*, en de grondslag voor de relativiteitstheorie, nl. *Lorentz'* bewegingstransformaties.

*Lorentz* heeft de wederzijdsche rollen van aether en materie scherp bepaald. Hij heeft het mogelijk gemaakt, om de gevolgtrekkingen te overzien, die er uit de opvattingen der klassieke theorie te trekken waren. Toen dat geschied was, en kennelijk de klassieke theorie niet bij machte was, om van de atomistische verschijnselen en van de electricische geleiding rekenschap te geven, heeft *Lorentz* met een bewonderenswaardige lenigheid de nieuwere ontwikkeling gevolgd, ja medegemaakt door zijn oorspronkelijke en verhelderende behandeling en discussie der nieuwe ideeën.

Dat hij daarbij nieuwe wegen zou geopend hebben, mag men niet verwachten. Niemand minder dan *Felix Klein* zegt in zijn boek over de ontwikkeling der wiskunde in de 19e eeuw (deel II, p. 101): „Wir älteren Forscher vollziehen die innere Umschaltung der physikalischen Auffassung, wie sie die konsequente Relativitätstheorie der *Lorentz*-gruppe verlangt, immer nur mit einer gewissen Mühe; es ist die Aufgabe der jüngeren Generation, vollends in die neue Denkweise hineinzuwachsen“. Dit woord is ook voor *Lorentz* gesproken. Niettemin ging hij voort, nieuw licht, en vooral verhelderend preciseerend te werpen op de nieuwe denkbeelden en met zijn klassieke methodes ze ordenend te ontleden tot de kern bevattelijk aan den dag kwam. Zijn laatste cursus in Leiden was een hernieuwde opneming van een in zijn „Abhandlungen“ verschenen studie uit 1906 (over de voortplanting van golven en stralen in een willekeurig niet absorbeerend medium), opnieuw in een vereenvoudigden vorm, en toegepast om de tegenwoordige golfmechanica toe te lichten en te fundeeren.

De oude stam kon niet op een nieuwe plaats wortel schieten, maar hij voedde nog steeds met het oude sap nieuwe loten.

Niet alleen het werk dat hij deed was van fundamenteel belang. Ook de wijze waarop hij het deed vindt men zelden bij andere auteurs terug. Zorgvuldig en nauwgezet, zegt hij niets wat hij niet verantwoord kan. Hij laat zich door geen verwachtingen medeslepen; vormen die alleen ter verfraaiing dienen maar de zaak zelf niet verder brengen, noch duidelijker inzicht vergunnen, hebben zijn belangstelling niet. Hij onderneemt zijn reis naar den bergtop te voet, en kent terdege den vasten grond waarop hij zijne voeten zet, de valkuilen en struikelblokken die hij weet te mijden.

Het is uitsluitend de zaak, waar hij op let. Wanneer B u d d e aanmerkingen gemaakt heeft op zijne theorie der thermo-electriciteit, dan begint L o r e n t z in zijn antwoord te zeggen: „Die Richtigkeit eines dieser Einwände, und zwar des wichtigsten derselben, gebe ich unbedingt zu”. Zal hij tegenover H e r t z zijn eigen uitwerking der theorie van M a x w e l l stellen, dan begint hij met van H e r t z' methode te zeggen: „Inutile de dire que cette méthode a ses avantages”. Er is nooit eenig spoor van hartstocht of van gekwetste eigenliefde, alleen de juistheid der premissen en de aanneemelijkheid der conclusies golden bij hem.

Prioriteitskwesties bestonden voor hem niet. Dat de dispersie-theorie bijna altijd naar D r u d e genoemd wordt inplaats van naar hem, zal hem nauwelijks gehinderd hebben. Naijver kende hij niet. Het persoonlijke speelde bij hem haast geen rol.

Dit onpersoonlijke was een kenmerkende trek in hem. Zelden liet hij zich gaan. Nimmer ontviel hem een ondoordacht, of een te sterk gekleurd woord.

Het onpersoonlijke in hem maakte, dat hij nimmer het gewicht van zijne persoonlijke meening in de schaal wierp, nooit erop uit was om zijn wil door te drijven of aan anderen op te leggen. Eischen stellen, ik geloof niet dat hij dat ooit gedaan heeft. Evenmin gaf hij ooit aanstoot. Nooit stelde hij zichzelf op den voorgrond.

E i n s t e i n heeft het bij het graf getuigd: waar L o r e n t z was, wist men dat hij geen eer zocht, dat hij geenerlei aanspraak maakte, dat hij slechts de zaak dienen wilde. Daarom zocht men, daarom aanvaardde men zijne leiding zoo gaarne op internationale congressen. Het laatste stuk, waaraan hij gewerkt heeft, was een onafgemaakte brief, den dag vóór zijne ziekte, om plannen voor te bereiden die den vrede in de internationale wetenschappelijke betrekkingen konden helpen herstellen.



Geheel apart staat L o r e n t z' werk te midden van ingenieurs. Bij de instelling van de Zuiderzeecommissie, ter bestudeering van de te verwachten hoogere waterstanden en golfoploop als gevolg der afsluiting, vermoedde niemand, stellig niet de voorzitter, dat deze taak acht jaren zou vereischen. L o r e n t z rustte niet voordat de verschillende factoren, indien zij al exact mathematisch niet te beheerschen waren, zoo doorgrond waren dat een benaderde berekening met vertrouwen kon worden uitgevoerd. Het is geen kleinigheid, het rapport te lezen. Het was geen kleinigheid, het rapport te concipieeren en op te stellen! De getijdenbeweging en de opwaaiing door den wind, dat waren de twee groote problemen. Uitkomsten werden verkregen, die men van te voren niet aanstonds zoo verwacht zou hebben. Ik kan daar nu niet van vertellen. Het moet verleden zomer een eigenaardige voldoening voor L o r e n t z geweest zijn, met de inspectieboot die Waddenzee te bevaren, die hij thuis in getallen op papier gehad had, en waarin de waterverplaatsingen, bij de gedeeltelijke afsluiting die men sinds de beteugeling van het Amsteldiep heeft, zich juist in die mate veranderd hebben, als door de becijferingen volgens L o r e n t z' methode was voorzien.

L o r e n t z laat ons een erfenis na. Deze erfenis moet ons helpen in den crisistijd, dien wij thans doormaken. Er is een wedijver, die dreigt op te houden edel te zijn. Er is een jacht, waarin velen zich haasten, ongerijpte ideeën op de markt te werpen. Geen tijd tot bezinken of zelfcorrectie! De uitvinder verlangt zijn patent. Hij heeft wel genialer bezigheid dan zijn tijd te besteden om zijn gedachten voor anderen verstaanbaar voor te dragen: laat die anderen maar hun tijd verdoen met hoofdbreken om te weten welke noten hól zijn, welke een kern hebben!

L o r e n t z' erfenis kan ons helpen ons zelf niet in den maastroom te verliezen. Ik bedoel het voorbeeld dat hij ons gegeven heeft. Zijn werk kan het onze niet zijn. Wij kunnen hem niet nadoen. Zijne gaven zijn niet óns deel. Maar wel kunnen wij gelooven in wat hem richtte en ophield. Wij kunnen gelooven in wat hem gevormd heeft tot het centrum van geliefdheid en geëerdheid, dat wij kenden. Wanneer wij bewonderen de oprechte, de geduldige toewijding tot zijn werk, de scrupuleuze eerlijkheid van zijn beschou-

wingen, de minutieuze rekenschap die hij zich gaf van de reële beteekenis eener theorie, zijn warsheid van groote woorden, zijn negatie van eerezucht en heerschezucht en pralerij, zijn behagen in het succes van een ander, zijn vasthoudend doordringen tot de kern der dingen, — wanneer wij van dat alles zien dat het de essentie is geweest van zijn leven, wanneer wij gevoelen dat dat de waarden zijn, waarom wij bij zijn heengaan rouwen, dan wordt er van ons verlangd, van u en van mij, dat ook wij in die onzelfzuchtige waarden zullen blijven gelooven, om ze te verwezenlijken. Andere leuzen zijn valsche eischen eener hatelijke markt, van de „werrelt, die zoo dwerrelt. Eeuwig gaat vóór 't oogenblik”.

L o r e n t z wijst ons den weg naar een zuiverheid van bedoeling, tot een werken naar beste krachten, tot een handelen naar beste weten, dat het eenig noodige is.

---

## HET ONTSTAAN VAN HET HELIUM-SPECTRUM <sup>1)</sup>

door L. S. ORNSTEIN en H. C. BURGER

De meest algemeene vraag, die men zich bij de studie der intensiteiten van spectraallijnen stellen kan, is de beschrijving van de uitgestraalde energie voor elke lijn in afhankelijkheid van de eigenschappen van het atoom en de uitwendige omstandigheden. Tot nu toe is de nadruk in hoofdzaak gelegd op het eerste punt, men heeft stelselmatig gezocht naar die gevallen, waarbij de intensiteitsverhouding zoo weinig mogelijk van de uitwendige omstandigheden afhangt en dus door de eigenschappen van het atoom bepaald wordt (multiplets, Zeeman-effect, Stark-effect). Wij hebben ons tot taak gesteld een bijdrage te leveren tot het eerstgenoemde algemeen probleem.

Tracht men zich een denkbeeld te vormen van de wijze waarop een gas langs electrischen weg tot lichten gebracht wordt, dan kan men zich denken, dat dit geschiedt:

A. door aanslaan van atomen in den grondtoestand door electronen, waarbij energierijkere toestanden ontstaan zullen in concentraties die afhangen van de snelheidsverdeeling en aantal der electronen en van atoomeigenschappen (opgooispectrum).

B. door ionisatie van atomen, waarna de aldus gevonden positieve ionen zich hereenigen met electronen en de atomen, onder uitzending van straling, onder doorloopen van verschillende tusschentoestanden, tenslotte den grondtoestand weer bereiken. (uitregenspectrum).

Deze processen kunnen ook gelijktijdig plaats hebben, en bovendien kunnen de atomen ook nog door botsingen onderling en door absorbtie van straling energie verliezen of winnen.

---

<sup>1)</sup> Medegedeeld in de Vergadering der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging van 28 Januari 1928.

Als geschikt object voor een eerste onderzoek hebben wij helium gekozen. Als lichtbron werd een capillaire buis gebruikt van ongeveer 2 mm middellijn en 1 cm lengte, aan de uiteinden waarvan zich de elektroden-ruimten bevonden. Bij lage druk is een gloeikathode, bij hooge een koude kathode gebruikt. De buizen werden bedreven met constante spanning, die naargelang van de druk tusschen 440 en 1200 Volt was gelegen. Als voorweerstand ter regeling van de stroomsterkte werden zgn. neonweerstand van Philips gebruikt. Zoo noodig geschiedde ontsteking door middel van een aan een inductorium verbonden buitenelectrode. De gebruikte stroomsterkten liepen uiteen van 0.03 tot 250 mA. Het gebruikte, uit monazietzand gestookte helium was zorgvuldig gereinigd. Slechts bij de hoogste drukken vertoonden zich geringe sporen van  $H_{\alpha}$ . De druk liep uiteen van 0.3 tot 40 mm.

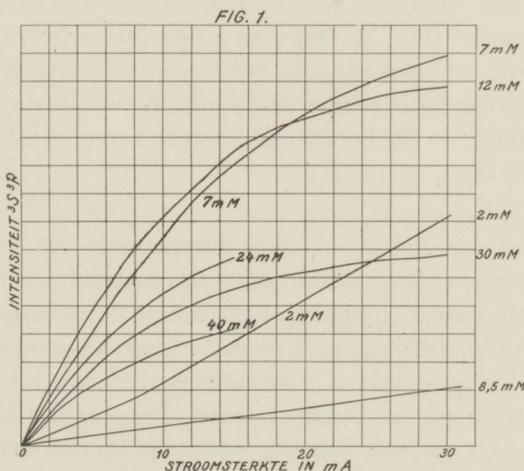
De meting der intensiteit geschiedde langs thermoelectrischen weg. Een beeld van het lichtende gas werd op de eerste spleet van een rechtziende monochromator van Steeg & Reuter<sup>1)</sup> afgebeeld, terwijl een beeld van de tweede spleet op een vacuumthermoelement werd ontworpen. Het thermoelement was verbonden met een relaygalvanometer-opstelling volgens Moll & Burger. Door draaiing van de rail waarop tweede collimator en thermoelement bevestigd zijn, passeeren achtereenvolgende lijnen de tweede spleet en kunnen de daardoor ontstaande uitslagen van den galvanometer geregistreerd worden. De uitslagen zijn evenredig met de intensiteit der spectraallijnen. De verschillen in doorlating van de monochromator voor verschillende golflengten werden met een geijkte lamp bepaald, door de uitslagen te bepalen, die deze lamp voor de verschillende gebruikte golflengten gaf.

Om te onderzoeken of het mechanisme van het licht meer gelijk op uitregen- en dan wel op opgooispectrum, hebben wij het aantal quantensprongen onderzocht, die op het  ${}^3P$  niveau eindigen of er van uitgaan. Voor het zuivere uitregenspectrum moeten deze aantallen gelijk zijn. Bij de meting kan men zich beperken tot de sterkste lijnen, n. l. eenerzijds  ${}^3P^3D$  ( $\lambda = 5875$ ) +  ${}^3P^3S$  ( $\lambda = 7065$ ) en anderzijds  ${}^3S^3P$  ( $\lambda = 10830$ ). De hoogere lijnen

1) Wij nemen deze gelegenheid te baat om onze dank te betuigen aan de Ned. Eclipscommissie voor de welwillende wijze waarop zij ons in de gelegenheid heeft gesteld dit instrument voor ons onderzoek te gebruiken.

van de reeksen  ${}^3P^3D$  en  ${}^3P^3S$  zijn veel zwakker en veranderen slechts weinig aan het hieronder te bespreken resultaat. De metingen, die om zelf-absorbtie te vermijden, slechts bij lage stroomsterkte zin hadden, zijn uitgevoerd bij de genoemde drukken. Het aantal quanten-sprongen, dat op het  ${}^3P$  niveau eindigt, bedraagt voor den hoogst gebruikten druk 5.6 % van het aantal bij dit niveau beginnende sprongen en neemt bij lageren druk geleidelijk toe en bereikt bij de laagste druk, die gebruikt is, een waarde van 24 %. In het geheele drukgebied is dus van zuiver uitregenspectrum geen sprake.

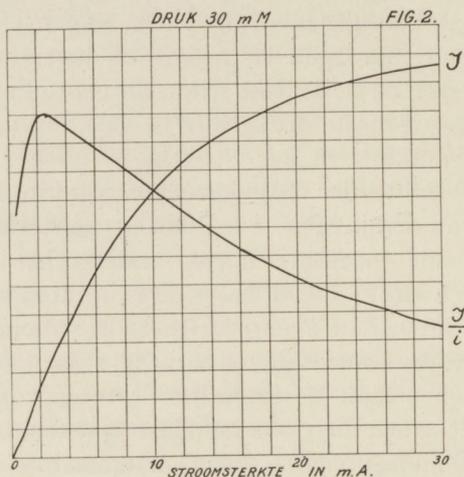
Om het probleem verder te onderzoeken werd in de eerste plaats de intensiteit van de lijn  ${}^3P^3S$  ( $\lambda = 108300$ ) de sterkste der met de gebruikte methode meetbare lijnen, onderzocht als functie van stroomsterkte en druk. Fig. 1 geeft de resultaten weer. Bij lagen druk blijft de intensiteit evenredig met de stroomsterkte toe te nemen, bij hooge druk wordt de toe name bij stijgende stroomsterkte steeds kleiner en schijnt de intensiteit tot een constante waarde te naderen. Dit effect kan, vooral daar het eindniveau der beschouwde lijn metastabiel is, aan zelfabsorbtie worden toegeschreven. De vergelijking van intensiteiten van verschillende lij-



nen heeft tengevolge van de hierboven aangetoonde zelfabsorbtie, bij groote stroomsterkte weinig waarde. Daarom is de vergelijking van de aantallen quantensprongen op blz. 112 bij zoo klein mogelijke stroomsterkte gedaan. Wij wijzen op het feit, dat de in-

tensiteit, die bij stijgende druk eerst toeneemt, bij nog grooter druk weer afneemt. Op de verklaring van dit verschijnsel komen wij hieronder nader terug.

Om de evenredigheid van intensiteit en stroomsterkte te toetsen

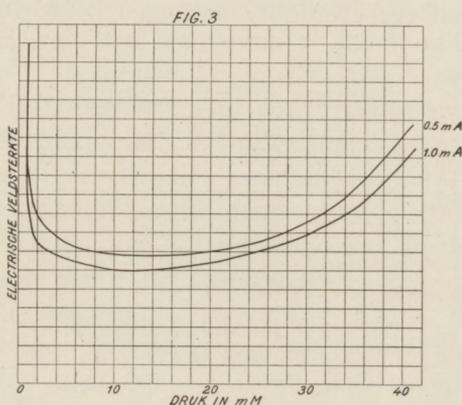


hebben wij het quotient van intensiteit en stroomsterkte tegen de laatste uitgezet (Fig. 2). Dat voor groote stroomsterkte een daling van deze grootheid optreedt is na het bovenvermelde te verwachten. Uiterst merkwaardig is echter de daling, die bij zeer kleine stroomsterkte optreedt, en die bij alle drukken behalve bij de allerkleinste geconstateerd is.

Naast relatieve metingen van intensiteiten schenen ons ook absolute metingen van belang. Deze zijn met behulp van een absoluut geijkte thermozuul geschied. Een directe beteekenis heeft de absolute meting bij drukken en stroomsterkten, waarbij de intensiteit met deze beide grootheden evenredig is. Dit is het geval bij lagen druk en niet te kleine stroomsterkte. De straling bedraagt dan voor de lijn  $^3S^3P$  in een richting loodrecht op die van de buis per eenheid van ruimtehoek  $1.48 \times 10^5$  erg/sec  $\text{cm}^2$  voor een druk van 1mm kwikhoogte en een stroomsterkte van 10 mA. Deze straling is afkomstig van een cilindrische met He gevulde capillair van 1cm lang en 2 mm middellijn. Per seconde en per atoom omgerekend vindt men 80 quanten.

Neemt men voor den toestand  $^3P$  een gemiddelde levensduur van  $10^{-8}$  sec aan, dan volgt uit de absolute metingen, dat bij 10 mA de verhouding van het aantal atomen in den  $^3P$  toestand en den grondtoestand  $10^{-6}$  bedraagt. Hieruit blijkt dus, dat de botsing van een electron met een aangeslagen atoom uiterst zeldzaam is, zoodat dus bij het tot stand komen van het spectrum de energie-rijkere toestanden door botsing van een electron uitsluitend met een atoom in den grondtoestand kunnen ontstaan.

Bij de metingen der intensiteiten hebben wij ons beperkt tot den capillair. Dientengevolge is voor een inzicht in het emissie-verschijnsel de energie-balans van de capillair van belang. Een



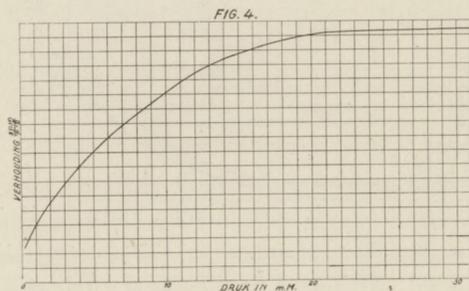
meting van een totale door de buis verbruikte elektrische energie is voor ons doel waardeloos.

Om tot een schatting van de aan de capillair toegevoerde electr. energie te komen, hebben wij de temperatuur van de buitenzijde van het glas met behulp van een thermo-element gemeten. Uit de warmte-capaciteit van de glaswand en het verloop van de temperatuur na het aansteken van de lichtbron kan men de per tijds-eenheid ontwikkelde warmte vinden, waarbij voor de afstroom van warmte door het glas naar de koude anode- en kathode-ruimte gecorrigeerd moet worden. Zij bedraagt bij 7 mm kwikdruk en 1 mA: 0.08 Watt (totaal is 0.50 Watt toegevoerd).

De aan de capillair toegevoerde elektrische energie komt vrij als warmte en straling der verschillende heliumlijnen. Deze

straling bedraagt ongeveer 10% van de warmteontwikkeling. Deelt men de som van warmteontwikkeling en straling door de stroomsterkte, dan vindt men het potentiaal-verschil tusschen de uiteinden van de capillair. Deze liep uiteen tusschen ongeveer 45 en 75 Volt, dwz. de veldsterkte bedraagt dus  $\pm 45$  tot 75 Volt/cm. In fig. 3 is voor een stroomsterkte van 1 mA de veldsterkte in het gas als functie van den druk uitgezet. De groote veldsterkte bij lagen druk maakte het moeilijk metingen van de lijnintensiteit uit te voeren bij drukken lager dan 0.3 mm kwik, daar dan bij een stroomsterkte, groot genoeg om voldoende intensiteit der straling te bereiken, het glas van de capillair smolt.

Zoals wij reeds vroeger door metingen hebben aangetoond is



de verhouding der intensiteiten van overeenkomstige triplet en singulet lijnen ongeveer 3. Een onderzoek van deze verhouding bij verschillende druk van het helium leert echter, dat deze verhouding bij lage druk veel kleiner is. In fig. 4 vindt men de verhouding der lijn  $^3P^3D$  ( $\lambda = 5880$ ) en  $^1P^1D$  ( $\lambda = 6676$ ) als functie van den druk uitgezet. Deze kromme en een overeenkomstige voor den PS lijn doet vermoeden, dat bij voldoende lagen druk het triplet spectrum geheel zal ontbreken. Wij mogen hieruit besluiten, dat door botsen met electronen, de grondtoestand — die een singulet toestand is — uitsluitend in een singulet toestand kan overgaan, m. a. w. de overgang singulet — triplet is voor een door electronen botsing veroorzaakte overgang — evenals voor een stralingovergang — verboden.

Voor wij nader op de oorzaak van het ontstaan der tripletlijn



ingaan, willen wij er op wijzen, dat in gevallen waar intercombinaties bestaan (bij kwik) electronenbotsing zeer wel de grondtoestand in een triplettoestand kan overvoeren.

Het ontstaan van triplet toestanden moet dus een gevolg zijn van botsing met atomen in den grondtoestand, welker aantal met stijgenden druk toeneemt. Men moet zich dus voorstellen, dat een atoom door botsing met een electron eerst in een hoogere singulet toestand gebracht wordt. Botst het nu, voordat het spontaan onder straling teruggevallen is, met een atoom in den grondtoestand, dan kan dit laatste atoom door het eerste in een energierijkere triplet-toestand gebracht worden. Beperkt men zich tot de meest voorkomende processen, dan zal een electron, dat met een atoom in den grondtoestand botst, dit atoom in den toestand  $^1P$  brengen. Hieruit kan het atoom of onder uitstraling van de resonantielijijn  $^1S^1P$  terugvallen in den grondtoestand of het kan door botsing met een atoom in den grondtoestand zijn energie verliezen en dit laatste atoom in den energetisch naburigen toestand  $^3P$  overvoeren. Uit den laatsten toestand kan het atoom terugvallen naar den metastabielen toestand  $^3S$  onder emissie van den lijn  $^3S^3P$ . De metastabiele toestand kan slechts door botsing met een atoom in den grondtoestand overgaan. Zijn energie wordt dan in warmte omgezet.

Een aanduiding, dat de genoemde voorstelling in hoofdzaak juist is, zien wij in het feit, dat de verhouding der energie in lijn  $^3S^3P$  uitgestraald en de warmteontwikkeling zich verhouden als de energieverschillen van  $^3P$  en  $^3S$  tot die van  $^3S$  en  $^1S$ .

Het ontstaan van een verhouding 3 van triplet- en singulet-lijn bij hoogen druk kan men verklaren door aan te nemen, dat door botsing van atomen onderling een triplet toestand weer tot een singulet toestand kan overgaan.

Men kan op grond van deze voorstelling verwachten, dat bij een druk, waarbij de verhouding 3 bijna bereikt is, de gemiddelde vrije wegtijd van een aangeslagen atoom van de orde van de stralingslevensduur van het atoom is.

Op deze wijze vindt men uit den druk waarbij dit optreedt (zie fig. 4) een levensduur van de orde van  $10^{-8}$  sec. Hierbij is ondersteld, dat elke botsing van een aangeslagen atoom en een niet aangeslagen atoom effectief is, en de straal van een aangeslagen

atoom van de zelfde orde is als van een atoom in den grondtoestand.

Het is ons een genoegen Dr. Kapuscinski onze dank te betuigen voor de krachtvolle medewerking bij de talrijke metingen.

---

## DIRAC'S $\delta$ -FUNCTIE EN DE THEORIE DER LINEAIRE INTEGRAALVERGELIJKINGEN

door M. J. O. STRUTT

P. A. M. Dirac<sup>1)</sup> heeft voor de behandeling van atomaire problemen een functie  $\delta$  toegepast, die de volgende eigenschappen bezit:

- a)  $\delta(x, \xi)$  is overal nul behalve voor  $x = \xi$ , waar  $\delta$  éénmaal oneindig wordt;
- b) deze oneindige waarde is echter zóó genormeerd, dat geldt:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x, \xi) \cdot d\xi = 1;$$

- c) iedere functie, met  $\delta$  vermenigvuldigd en geïntegreerd geeft:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) \cdot \delta(x, \xi) \cdot d\xi = f(x).$$

Het doel van deze noot is, er op te wijzen, dat zulk een functie in de theorie der lineaire integraalvergelijkingen toegepast kan worden. Ten slotte wordt een voorbeeld voor een  $\delta$ -functie gegeven.

Gemakshalve beperken wij ons tot één onafhankelijke veranderlijke. De uitbreiding tot meerdere onafhankelijke veranderlijken ligt voor de hand.

Wij denken gegeven een randvraagstuk van de tweede orde, met de differentiaalvergelijking:

$$\frac{d}{dx} \left( p(x) \cdot \frac{dy}{dx} \right) - q(x) \cdot y = \varphi(x)$$

---

1) b.v. Roy. Soc. Proc. A 113, p. 626. 1926.

en zekere bekende randvoorwaarden, die gelden aan de uiteinden van het interval  $a \leq x \leq b$ .

Ter oplossing van dit randvraagstuk construeeren wij een Greensche functie <sup>1)</sup>, met de volgende eigenschappen:

- a)  $G(x, \xi)$  is symmetrisch in beide argumentpunten,
- b)  $G$  voldoet aan de differentiaalvergelijking,

$$\frac{d}{dx} \left( p(x) \frac{dG}{dx} \right) - q(x) \cdot G(x, \xi) = 0$$

in het geheele interval  $a \leq x \leq b$ , behalve in het punt  $x = \xi$ ,

- c)  $G$  is een continue functie,
- d) haar eerste afgeleide springt in het punt  $x = \xi$  met het bedrag

$$-\frac{1}{p(x)},$$

- e)  $G$  voldoet aan de randvoorwaarden.

Met behulp van deze Greensche functie vindt men voor de oplossing  $y$  van ons randvraagstuk:

$$y = - \int_a^b G(x, \xi) \cdot \varphi(\xi) \cdot d\xi.$$

Om dit aan te toonen passe men op beide leden dezer vergelijking den „Operator”

$$L \equiv \left[ \frac{d}{dx} \left( p(x) \cdot \frac{d}{dx} \right) - q(x) \right]$$

toe. Wegens de bovenstaande conditie (b) voor de Greensche functie ziet men, dat de integrand van het rechter lid overal verdwijnt, behalve voor  $x = \xi$ . Wegens de conditie (d) wordt de integrand voor  $x = \xi$  éénmaal oneindig, doch zóó, dat geldt:

$$- \int_a^b L (G(x, \xi) \cdot \varphi(\xi)) \cdot d\xi = \varphi(x).$$

1) b.v. Courant-Hilbert. Methoden der math. Phys. 1 pag. 273.

Neemt men ook nog in aanmerking, dat  $G$  aan de randvoorwaarden voldoet, dan blijkt, dat  $y$  het aanvankelijk geformuleerde randvraagstuk oplost.

Verder blijkt, dat  $-L[G(x, \xi)]$  aan alle voorwaarden voldoet, die aan Dirac's  $\delta$ -functie werden gesteld, alleen in een *eindig* interval.

Als voorbeeld beschouwen wij een randvraagstuk met randvoorwaarden:

$$y = 0 \text{ voor } x = -\infty \text{ en voor } x = \infty,$$

en de differentiaalvergelijking:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + (1-x^2)y + \lambda y = 0,$$

waarbij de Greensche functie behoort <sup>1)</sup>

$$G(x, \xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2 + \xi^2}{2}} \int_{-\infty}^x e^{-t^2} dt \cdot \int_{\xi}^{\infty} e^{-t^2} dt \text{ voor } x \leq \xi$$

$$G(x, \xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2 + \xi^2}{2}} \int_{-\infty}^{\xi} e^{-t^2} dt \cdot \int_x^{\infty} e^{-t^2} dt \text{ voor } x \geq \xi$$

De functie:

$$F(x, \xi) = \frac{-d^2 G}{dx^2} + (1+x^2) \cdot G$$

is nu een  $\delta$ -functie.

Enkele bewijzen in de theorie der integraalvergelijkingen kunnen door de invoering van het begrip der  $\delta$ -functie (pincetfunctie) eenigszins bekort worden.

Daar voor systemen van differentiaalvergelijkingen Greensche tensoren <sup>2)</sup> geconstrueerd kunnen worden, is het zonder moeite mogelijk, op deze wijze  $\delta$ -tensoren te vinden, die aan de boven geformuleerde eigenschappen a, b en c in vektorvorm geschreven voldoen.

1) Courant-Hilbert l.c. pag. 295.

2) Courant Hilbert l.c. pag. 316.

**Zusammenfassung.**

Es wird darauf hingewiesen, dass in der Theorie der linearen Integralgleichungen eine Funktion mit den gleichen Eigenschaften wie Dirac's  $\delta$ -Funktion vorteilhaft verwendet werden kann.

Eindhoven, 15 Februari 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

vM.

---

## BOEKBESPREKING

*Dr. A. Bouwers. Physica en techniek der Röntgenstralen.* Deventer. — Kluwer.

Het ruim 200 bladzijden bevattende boekje van den bekenden leider van de Röntgen-afdeeling der Philips-fabrieken draagt overal onmiskenbaar het stempel van den schrijver, die niet alleen de behandelde stof volkomen beheerscht, maar ook in nagenoeg ieder onderdeel ervan experimenteele ervaring heeft.

In de inleiding, die een achttal bladzijden beslaat, wordt een kort overzicht gegeven van de conclusies van Bohr's theorie, de theorie der „quanta" en het periodiek systeem der elementen in zijn modern kleed. Dit overzicht geeft den niet mathematisch geschoolden lezer een inzicht in den bouw van het atoom, zooals men zich dien thans denkt.

In het eerste en tweede hoofdstuk volgen de wijze van ontstaan, het wezen en de eigenschappen der röntgenstralen. De analogie met lichtstralen wordt besproken, en het continue röntgenspectrum alsmede de karakteristieke stralen passeeren de revue. Ook het rendement der röntgenbuis wordt aan een beschouwing onderworpen. Bij de eigenschappen der röntgenstralen wordt de absorptie kort, maar zeer duidelijk behandeld. De secundaire stralen worden besproken, alsook het Compton-effect.

Het derde hoofdstuk bevat een overzicht van de intensiteitsmetingen. De schrijver, die zijn dissertatie over dit onderwerp maakte, geldt als autoriteit op dit gebied; het is dan ook niet te verwonderen, dat dit overzicht uitstekend is. Men bespeurt de moeite eraan besteed, een dergelijk uitgebreid onderwerp in een enkel hoofdstuk samen te vatten. Het lijkt mij niet gemakkelijk voor dengene, die slechts oppervlakkig met intensiteitsmetingen te maken heeft, dit gecompliceerde hoofdstuk geheel te begrijpen.

De spectrometrie en hare resultaten worden in het volgende hoofdstuk behandeld. Duidelijke schema's geven de inrichting der spectrografen weer, en de reproductie van verschillende spectra op een afzonderlijke plaat geeft hiervan overzichtelijk enkele voorbeelden te zien.

De schrijver heeft in hoofdstuk 5 in 't kort de gasbuizen met de regenerer-inrichtingen beschreven, om daarna de electronenbuizen te behandelen. Natuurlijk wordt hierbij uitvoerig de Metalix-buis besproken.

Het boek zou niet volledig zijn, wanneer nog niet een korte behandeling was gevolgd van de wijze, waarop de hoge spanning, die voor het ontstaan van röntgenstralen noodig is, verkregen wordt. Achtereenvolgens worden inductor, transformatoren met mechanische en met ventiel-gelijkrichters, en tenslotte de apparaten voor het verkrijgen van constante hoogspanning,

benevens de voordeelen, aan deze constante spanning voor de therapie verbonden, besproken. De waarde der meting van stroomsterkte en spanning, alsmede de dosimetrie, volgen in het zevende hoofdstuk, terwijl het boek besluit met de toepassingen der röntgenstralen in geneeskunde, wetenschap en techniek. Nuttige wenken worden gegeven inzake beveiligingsmaatregelen tegen röntgenstralen.

Zeer beknopte, juist gekozen literatuuropgaven wijzen den weg tot bronnen van studie en verhoogen de waarde van dit voortreffelijke boek. De uitvoering door de firma *K l u w e r* verdient allen lof.

Het moge ref. toegestaan zijn, een enkele opmerking te maken. In het voorbericht leest men, dat in de eerste plaats is gedacht, het werk een handleiding te doen zijn voor den röntgenoloog. Zeer zeker vindt de röntgenoloog veel van zijn gading, en inderdaad bemerkt men het ernstige streven van den schrijver, zijn boek te doen aansluiten aan de natuurkundige voorkennis, die op de Hoogere Burgerschool verkregen wordt. Voor het volkomen begrijpen van dit boekje is het echter noodzakelijk, dat deze voorkennis nog goed doorwerkt aanwezig is. Natuurlijk geldt dit niet voor alle hoofdstukken. Bij den gemiddelden röntgenoloog ligt de burgerschoolkennis te ver in het verleden, om met alle deelen van *B o u w e r s*' werk gemakkelijk aansluiting te vinden. Het boek zou er mijns inziens bij winnen, indien enkele gedeelten, die bij eerste lezing, zonder schade te doen aan het overzicht, zouden kunnen worden overgeslagen, met een kleiner lettertype gedrukt werden. Dit geldt speciaal voor die gedeelten, waarin formules voorkomen. Een medicus voelt zich bij het zien van een formule niet op zijn gemak, en dit belet hem onwillekeurig, zich op de hoofdzaken, waarop het aankomt, te concentreren.

Inmiddels wenschen wij *D r. B o u w e r s* geluk met het resultaat, dat hij heeft bereikt met het scheppen van dit origineele werk. *v. D. P L.*

*P. Molenbroek en J. Mulder, Leerboek der Natuurkunde*, met een groot aantal vraagstukken voor Hoogere Burgerscholen en Gymnasia. Uitg. *P. Noordhoff te Groningen*. Prijs *f 4.75*.

Na aandachtige lezing van dit nieuwe leerboek, vond ik geen vaste richtlijn in de behandeling der leerstof. Zonder voldoende verband worden verschillende zaken door elkander behandeld en de leerling zal het zoo gewenschte inzicht in de wijze, waarop kennis van de natuur verkregen wordt op deze manier niet opdoen.

Reeds in het voorbericht geven de schrijvers den indruk, dat zij de wiskundige physica en de theoretische physica verwarren. Er is mij geen leerboek van de natuurkunde in ons land bekend, waarin niet een dankbaar gebruik wordt gemaakt van de wiskunde, om de natuurkundige wetten te formuleeren.

Ook in de leerboeken van schrijvers, die van meening zijn, dat de kennis van de elementaire natuurkunde moet berusten op eenvoudige experimenten, vindt men toch de noodige aandacht gewijd aan de wiskundige formuleering.

Slechts bij uitzondering is het op de Hoogere Burgerscholen en op de Gymnasia mogelijk, om met behulp van de lagere wiskunde de wegen der theore-



tische natuurkunde te volgen. Deze wegen worden dan ook in dit leerboek evenmin gevolgd, als in de andere elementaire leerboeken. De schrijvers vermelden in de inleiding:

„De moderne beschouwingswijze van elk verschijnsel is dan ook veelal als uitgangspunt voor de uiteenzetting aangenomen; daaruit zijn de te vormen besluiten ontwikkeld en ten slotte worden deze aan de ervaring getoetst”.

Afgezien, of er van een moderne beschouwingswijze bij den tegenwoordigen stand van onze kennis voor het elementaire onderwijs sprake *kan* zijn, meen ik, dat de schrijvers deze gedragslijn toch op verschillende plaatsen in het geheel niet hebben gevolgd.

Bij de inleiding in § 1 erkennen de schrijvers in de cursief gedrukte woorden omtrent het doel der natuurkunde, dat allereerst de eigenschappen moeten worden opgespoord. Mijn vraag is, hoe dit anders kan, dan langs experimenteelen weg.

En dan verder: Een hypothese dient *niet* voor de beschrijving van een verschijnsel, zooals de schrijvers zeggen, doch zij dient voor een verklaring.

In § 2 van de inleiding worden reeds in enkele snel opeenvolgende zinnen moleculen en atomen ingevoerd, zonder dat daarbij vermeld wordt, dat dit een hypothese is. De schrijvers leeren: „Naar den graad van bewegelijkheid der moleculen verdeelt men de lichamen in vaste, vloeibare en gasvormige”. Dit is niet juist. Het zijn de verschijnselen, die ons er toe brengen, om drie aggregaattoestanden te onderscheiden en de moleculair theorie geeft van deze verschijnselen een goede verklaring.

Welke waarde heeft het, om in de inleiding van een natuurkunde leerboek de leerlingen botweg te vertellen, dat een waterstofmolecule zich met een snelheid van 1200 M. per sec. beweegt en een lucht molec. met 480 M. per sec.? En bovendien behooren onder § 2, algemeene eigenschappen der stof toch heel wat meer verschijnselen genoemd te worden, dan alleen maar de deelbaarheid.

De nonius, de micrometer schroef en de kathetometer komen wel op een eigenaardige plaats na de inleiding in de bewegingsleer. Op blz. 6 vinden de schrijvers het noodig radiaalen in te voeren. Men weet, dat in de wiskunde in het begin van de derde klasse het getal  $\pi$  nog niet bekend is! Men dient het onderwijs in de natuurkunde niet te belasten met zulke onverteerbare kost.

De formules voor de eenparig veranderlijke beweging kan „men” de leerlingen wel van buiten laten leeren. Van een behoorlijke afleiding van deze formules kan uit den aard der zaak hier geen sprake zijn. In elk geval ware het gewenscht de wet van de traagheid aan een eenparig veranderlijke beweging vooraf te laten gaan.

Op pag. 9 dient het toestel van A t w o o d voor de contrôle van de formule  $\frac{1}{2} at^2$  en op pag. 10 wordt de wet van de traagheid uit de proef met dit toestel afgeleid.

Vraagstukken over den schuinen worp (pag. 16) zijn in de derde klasse niet op hun plaats. Dit is evenzeer het geval met grootheden als de elasticiteitsmodulus en het traagheidsmoment en begrippen als conservatieve krachten. Over de statica van vloeistoffen en gassen valt niet veel te zeggen. Deze onderwerpen gelijken in vele boeken op elkander als twee droppels water.

Slechts meen ik te mogen opmerken, dat het aanbeveling verdient, om het begrip druk onmiddellijk scherp te definieeren als kracht per  $c.M^2$ .

De flesch van *Mariotte* (pag. 92) had zonder bezwaar achterwege kunnen blijven; zoo ook de gewichtsthermometers, (pag. 114 en 115).

Bij de inleiding in de calorimetrie gaan de schrijvers, m.i. terecht, van eenvoudige experimenten uit om het begrip warmtehoeveelheid in te voeren.

De wet van *Dulong* en *Petit* kan eerst besproken worden met leerlingen, die de beginselen van de scheikunde hebben geleerd en dit is gewoonlijk in de 3e klasse niet het geval.

Wat de ijscalorimeter van *Bunsen* betreft (pag. 139); men werkt hiermede gewoonlijk anders, dan hier beschreven wordt.

Wat hier van de kinetische moleculair theorie wordt opgedischt, zal voor het meerendeel voor de leerlingen hoogst waarschijnlijk onverteerbare kost zijn. Zulke onderwerpen kunnen alleen met goede B-leerlingen van de hoogste klasse der gymnasia en in de 5e klasse van de H. B. S. (B) behandeld worden, indien de tijd toereikend is. Dit geldt ook voor het kringproces van *Carnot*. In fig. 207 en in fig. 209 behooren de lijnen Aa etc. loodrecht op xy te staan.

Het beginsel van *Huygens* zou beter tot zijn recht komen na de behandeling van de terugkaatsing en de breking van het licht. E. E. M.

*W. H. Julius, Leerboek der Zonnephysica.* 342 blz., 136 fig., P. Noordhoff, Groningen, 1928. Prijs f 9.75, geb. f 10.50.

Bij het 25-jarig jubileum, dat *Julius* in 1923 vierde, werd de wensch geuit, dat hij zijn inzichten aangaande den bouw der zon zou samenvatten in een monografie over dit onderwerp. De opvattingen toch van *Julius* zijn geheel afwijkend van de gangbare voorstellingen. Slechts langzamerhand kregen zij hun definitieve gedaante; gaandeweg moest worden uitgebreid, gewijzigd, aangevuld. Dit geschiedde in een reeks van meer dan 60 artikels van zijn hand, die voor het meerendeel, behalve in het Hollandsch, in twee of meer andere talen verschenen. Is het wonder, dat het ten slotte moeilijk werd zich een klaar beeld van zijn theorieën te vormen? Hoe moeilijk, blijkt den zaakkundige, wanneer hij kennis neemt van korte samenvattende overzichten, zooals bijv. worden aangetroffen in „Théories modernes du Soleil” van *Bosler* of „Physik der Sonne” van *Pringsheim*. Ook *Julius* zelf — wie beter? — zag dit in en zoo nam hij op zich voor de „Natuurkundige Bibliotheek” een leerboek der zonnephysica te schrijven, waarin zijn eigen opvattingen zouden worden uiteengezet. Helaas heeft hij zijn boek niet meer mogen voltooien. Toen de dood hem wegnam, was het voorhanden werk tot op bladzijde 154 gereed en bestond er een lijst van de volgende hoofdstukken. Dr. *Minnaert*, leerling van *Julius* en gedurende eenige jaren zijn medewerker, heeft het daardoor gestelde programma zoo goed het ging in den geest van *Julius* uitgevoerd. Voor de wijze waarop dit geschied is, hebben wij niets dan lof, alhoewel natuurlijk niet voorkomen kon worden, dat een kloof ligt tusschen de eerste en de laatste helft van het boek. Wijselijk is ook allermint getracht deze discontinuïteit te verbergen, maar treedt zij o.m. duidelijk te voorschijn uit de schrijfrant: „*Julius*

meent . . . ; Julius vond . . . ; de theorie van Julius zegt . . .", die in het posthume deel gebezigd wordt.

Het is ondoenlijk in een korte aankondiging als deze een overzicht van het werk te geven. Slechts zij aangestipt, dat het overall rekening houdt met de modernste theorieën, voor zoover deze betrekking hebben op het zonneprobleem. Zoo treffen wij o. a. een korte bespreking der ionisatietheorie van Saha aan, waarbij ook het werk van onze landgenooten Woltjer en Pannekoek geciteerd wordt. Te weinig relief is misschien gegeven aan de resultaten en problemen voortvloeiend uit de dissertatie over „Onregelmatige straalkromming" van Minnaert. Het eenige punt waar het boek niet geheel modern aandoet, betreft de energiebronnen der zon. Wat hieromtrent op pag. 72 en 73 wordt gezegd, had m.i. zonder gebrek aan piëteit aangevuld kunnen worden met hetgeen in de laatste jaren hierover door Eddington, Jeans en Veronnet is opgemerkt. Waar de betrokken problemen echter in slechts zeer verwijderd verband staan met de theorie van Julius, mag men hier nauwelijks aandacht aan schenken.

Een teer punt is: in wiens handen behoort dit werk thuis? De titel zou het vermoeden kunnen wekken, dat het speciaal bedoeld is voor aankomende astrofysici. Dit is echter geenszins het geval: het boek behoort gelezen te worden door ieder physicus en door alle astronomen; ieder zal er een dieper inzicht uit winnen ook voor onderzoekingen op ander terrein, terwijl talloze vraagteekens aanleiding tot nieuw werk kunnen zijn. In dit verband rest een wensch: dat spoedig een Engelsche uitgave van dit Leerboek moge verschijnen: eerst dan zal het werkelijk aan zijn doel beantwoorden.

Over de uitvoering behoeft niets gezegd te worden dan dat het door de firma Noordhoff is uitgegeven, immers dan weet men, dat aan het uiterlijk van het boek niets ontbreekt.

H. Gr.

*W. J. H. Moll en H. C. Burger. Leerboek der Natuurkunde, 2e deel, Electrostatica, Magnetisme, Stroomende Electriciteit, 231 blz., 139 fig., Prijs f 3,90, geb. f 4,50. P. Noordhoff. Groningen, 1927.*

3e deel, Licht, Atoom-physica, 200 blz., 96 fig., Prijs f 3,50, geb. f 4,10. P. Noordhoff, Groningen, 1928.

Verwijzend naar mijn beoordeeling van het 1e deel van dit leerboek, (zie *Physica* 6, 334, 1926) waarin de Mechanica, de Warmte en het Geluid zijn behandeld, kan ik nu kort zijn. Ook deze deelen zijn geheel anders opgebouwd dan de overeenkomstige stukken der bestaande leerboeken.

In het 2e deel, niet zooals gewoonlijk over het Licht, maar over het Magnetisme en de Electriciteit, vindt men veel over het elektrische veld van geladen voorwerpen; over het magnetische veld van stroomgeleiders en de werking van magnetische velden op stroomgeleiders; het Peltier-effect en het Hall-effect komen ter sprake; een groot hoofdstuk is gewijd aan de elektrische stroom in de ledige ruimte en in gassen, met gloeiende kathode of met koude elektroden.

In het 3e deel wordt, na de gewone terugkaatsings- en brekingsverschijnselen met hun toepassingen, behandeld: de aard van het licht, interferentie, buiging en polarisatie en ten slotte nog, uitgebreid, de atoomphysica.

't Is werkelijk te veel en te moeilijk voor de school! De schrijvers geven het in hun voorwoord bij het 3e deel zelf toe: „In nog meerdere mate dan in het eerste en tweede deel het geval is, vindt men in het derde deel van ons leerboek een aantal onderdeelen veel uitvoeriger behandeld, dan voor het middelbaar en voorbereidend hooger onderwijs geeischt mag worden”, en dan: „Het hoofdstuk over de theorie der quanta is voor den gemiddelden leerling zeer zeker te moeilijk”.

De inhoud is uitstekend, doch ik moet helaas blijven bij mijn meening, dat het boek voor de scholen niet geschikt is. H.

### TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

- A. S. E d d i n g t o n, *Sterren en Atomen*, vertaald door J. H. Beucker Andreae, met bijschrift van Prof. Dr. A. A. Nijland. 150 blz., 11 fig. — Van Stockum en Zoon. den Haag, 1928.
- J e a n C h a z y, *La Théorie de la Relativité et la Mécanique céleste*, Tome 1, 261 blz. — Gauthier-Villars. Paris. 1928. Prijs 60 frs.
- J. S t a r k, *Atomstruktur und Atombindung*, 198 blz., 15 fig. — Polytechn Buchhandlung, Seydel. Berlin. 1928. Prijs R.M. 6.
- L u c i e n B u l l, *La Cinématographie*. 180 blz., 44 fig. — Armand Colin Paris, 1928. Prijs 9 frs., geb. 10 frs. 25.

### STRIKVRAGEN

*Vraag XXXIII.* Een transformator voedt een leidsche flesch die elken keer door een vonk van 2 mm lengte ontladen wordt. Een wisselstroom-ampere-meter tusschen transformator en flesch wijst 17 mA.

Een der toevoerdraden (diam. 1 mm.) tot de vonk wordt rood gloeiend. Hoe is dit mogelijk bij de genoemde aanwijzing van slechts 17 mA?

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze, overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden.

*Afgedrukt 9 Mei 1928.*

## DE WERKINGSSTRALEN VAN DE ROOSTER- DEELTJES IN KRISTALLEN

door W. F. DE JONG

Met een tabel

Korten tijd geleden verschenen over bovenstaand onderwerp twee belangrijke verhandelingen van Goldschmidt en zijne medewerkers<sup>1)</sup>. Zij plaatsen zich op het standpunt, dat, althans bij groote benadering, de deeltjes, dus atomen of ionen, bolvormig zijn en in „normale” gevallen een constanten straal bezitten. Een kristal wordt dus als een bollenpakking opgevat, waarvan de bollen elkaar raken. De hypothese geeft aanleiding tot een aantal zeer belangrijke gevolgtrekkingen en Goldschmidt meent zelfs een hoofdwet voor de kristalchemie te kunnen opstellen, die als volgt luidt:

De bouw van een kristal wordt bepaald door de onderlinge aantallenverhoudingen, grootte-verhoudingen en de polarisatie-eenschappen van de bouwstenen. Als bouwstenen moeten atomen (resp. ionen) en atoomgroepen worden beschouwd.

Het lijkt, met het oog op de groote draagwijdte van de hypothese, niet ondienstig een overzicht van het beschikbare materiaal op te stellen, waaruit de gegevens voor de onderstelling worden geput, zoodat men zich gemakkelijk een oordeel kan vormen over de vastheid van den grondslag, waarop de hypothese gebaseerd is.

Oorspronkelijk is de onderstelling van bolvormige bouwstenen afkomstig van H u y g e n s, die onvervormde of vervormde bollen aannam; omstreeks 1890 is zij door W. T h o m s o n, B a r l o w e n P o p e<sup>2)</sup> verder uitgewerkt. W. L. B r a g g leidde in 1920<sup>3)</sup> de waarden van een aantal der stralen af, daarbij uitgaande van de metingen van onderlinge afstanden der atomen in roosters

1) Goldschmidt, Barth, Lunde, Zachariasen. Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente VII en VIII, 1926 en 1927.

2) Verg. Zt. f. Krist. **29**, 433, 1898; Trans. Chem. Soc. **89**, 1675, 1906.

3) Phil. Mag. **40**, 169, 1920.

van metaalkristallen (tabel I, eerste rij). Hij onderstelde voor de atomen van elk element oorspronkelijk dus één waarde van den straal, maar sluit zich later <sup>1)</sup> bij Wasastjerna aan, die behalve atomen-roosters ook ionen-roosters onderstelde, en voor den ionentoestand een eigen straal van de deeltjes afleidde.

De eenvoud en de elegantie van de voorstelling der bollenpakking heeft vele onderzoekers er toe gebracht het onderwerp te bestuderen. Landé<sup>2)</sup>, Davey<sup>3)</sup>, Niggli<sup>4)</sup>, Wasastjerna<sup>5)</sup>, Pauling<sup>6)</sup>, en nog anderen gaven beschouwingen over inter-atomaire afstanden of atoom-werkingsstralen en waren geneigd de hypothese in voldoende overeenstemming met de waarneming te achten. Spangenberg<sup>7)</sup> kon uit nauwkeurige bepalingen van moleculairvolumina der alkalihalogeniden echter reeds aantoonen, dat zelfs bij deze zeer eenvoudige verbindingen de werkingsstralen der deeltjes niet constant waren, maar min of meer regelmatige afwijkingen vertoonden.

Wycokoff<sup>8)</sup> stelde een vrij uitvoerig overzicht samen van een aantal atoom-afstanden in kristallen en kwam tot de slotsom, dat weliswaar in een gedeelte der verbindingen de deeltjes als met een constanten werkingsstraal aanwezig zijn, dat er echter ook een nagenoeg even groot aantal bestaat, waarbij dit niet het geval is, zoodat de hypothese hem niet kon bevredigen.

Goldschmidt en zijn medewerkers gaan uit van de waarden, die Wasastjerna voor de ionen van fluor en zuurstof uit optische constanten berekend heeft en leiden uit de afmetingen van kristalroosters de in tabel I opgenomen waarden af. Waar het noodig en aannemelijk is, onderscheiden zij bij een element één of meer geïoniseerde toestanden. De straal is in elk der toestanden in „normale” gevallen constant, en kan alleen door polarisatieverschijnselen gewijzigd worden.

In een naderhand verschenen publicatie <sup>9)</sup> wordt deze constant-

1) Phil. Mag. **17**, II, 258, 1926.

2) Zt. f. Phys. **13**, 191, 1920.

3) Phys. Rev. **18**, 102, 1921.

4) Zt. f. Krist. **56**, 67, 1921.

5) Soc. scient. Fenn. Phys. Math. **38**, 1, 1923 en **41**, 26, 1926.

6) Journ. Am. Chem. Soc. **49**, 765, 1927.

7) Zt. f. Krist. **57**, 494, 1923.

8) Proc. Nat. Acad. Sc. **9**, 33, 1923.

The structure of crystals, 399, 1924.

9) Ber. deutsch. Chem. Gesells. **60**, 1290, 1927.

heid schijnbaar opgeheven, want hier wordt uitgesproken, dat de afstand tusschen twee deeltjes bepaald wordt door de „bijdragen”, die van elk der deeltjes afkomstig zijn, welke aan — onverklaarde en onberekenbare — variaties onderhevig zijn. Deze zienswijze strookt echter geenszins met de manier, waarop ook in die publicatie de verdere beschouwingen worden ontwikkeld.

Vóór wij tot een beschouwing van de tabel overgaan, moet nog de aandacht er op worden gevestigd, dat tusschen de „werkingsstralen” van atomen of ionen en hun werkelijke stralen, d. z. de grootste afstanden van de buitenste electronen tot den kern, onderscheid gemaakt moet worden. De laatste zijn op verschillende manieren afgeleid door F a j a n s en H e r z f e l d <sup>1)</sup>, G r i m m en W o l f f <sup>2)</sup>, en K r a m e r s <sup>3)</sup>. Deze waarden zijn in het algemeen ongeveer  $\frac{2}{3}$  maal zoo groot als de door G o l d s c h m i d t opgegeven werkingsstralen.

Van de door H e y d w e i l l e r <sup>4)</sup> uit de grootte van de refractie van oplossingen bepaalde ionenstralen zijn in tabel II eenige opgenomen. Zij blijken van dezelfde orde van grootte als de door G o l d s c h m i d t afgeleide waarden, maar zijn er toch geenszins aan gelijk.

TABEL II

ionen	Na	K	Mg	Ca	Ba	Cd	Pb	F	Cl	Br
Heydweiller	0,95	1,2	1,0	1,2	1,5	1,35	1,75	0,7	1,35	1,6
Goldschmidt	0,98	1,33	0,78	1,06	1,43	1,03	1,32	1,33	1,81	1,96

Werkingsstralen (in  $\text{Å}$ ) van ionen in waterige oplossing (Heydweiller) en in kristallen (Goldschmidt).

In tabel I hebben wij de gegevens die voor de afleiding van de afstanden der atomen en ionen geschikt zijn, voor een aantal typen en voor vele elementen, zoo volledig mogelijk samengesteld en aan het materiaal, waarvan G o l d s c h m i d t gebruik maakt, nog eenig nieuw kunnen toevoegen.

De tabel is zoodanig ingericht, dat het getal in een verticale kolom plus dat van het vóór de tabel op dezelfde horizontale rij voorkomende getal, den afstand in  $\text{Å}$  van de twee atomen (ionen) in

1) Zt. f. Phys. **13**, 309, 1920.

2) Zt. f. phys. Chemie **119**, 254, 1926; e. a.

3) Intern. Crit. tables 50, 1926.

4) Ann. d. Phys. **41**, 499, 1913, **42**, 1273; 1913.

het kristal van het vóór de tabel aangegeven type, vormen. B. v. vindt men zoo voor den afstand van de  $Ag$ - en  $J$ -deeltjes in  $AgJ$  (wurziettype):

$$1,45 + 1,36 = 2,81 \text{ \AA}.$$

De vóór de tabel voorkomende en de in de tweede en volgende bovenste horizontale rijen genoemde deeltjesstralen zijn door Goldschmidt aangegeven; in elke verticale kolom is dus af te lezen in hoeverre voor elk element de uit de kristalrooster-afstanden afgeleide werkingsstraal constant is.

De normaal gedrukte getallen zijn gebruikt om de in de 2de—5de rij genoemde waarden af te leiden, de vetgedrukte komen binnen de grenzen van 10 % hiermee overeen, terwijl de cursief gedrukte meer dan 10 % afwijken.

De structuurtypen, die met een sterretje geteekend zijn, bezitten een veranderlijken parameter, de afgeleide afstanden zijn in dat geval minder zeker.

Uit de tabel blijkt wel in de eerste plaats, dat de gegevens, waaraan de constantheid van de werkingsstralen getoetst kan worden, nog betrekkelijk schaarsch zijn, van de in de tabel opgenomen elementen bezitten wij van  $H$ ,  $Na$ ,  $Au$ ,  $Ce$ ,  $In$ ,  $Hf$ ,  $Th$ ,  $Ge$ ,  $Nb$ ,  $N$ ,  $P$ ,  $As$ ,  $U$ ,  $O$ ,  $S$ ,  $F$ ,  $Cl$ ,  $Br$ ,  $J$ ,  $Rh$ ,  $Pd$  en  $Ir$  weinig of geen gegevens om de hypothese te controleeren (het symbool is voor deze elementen schuin gedrukt).

In de tweede plaats valt het op, dat binnen het gebied van elke structuur aan de hypothese dikwijls bevredigend goed voldaan wordt, maar in het algemeen vertoonen de waarden belangrijke schommelingen. Een gedeelte van deze afwijkingen kan aannemelijk worden gemaakt door polarisatiewerkingen, maar vergelijkt men b. v. het verloop van de waarde van den werkingsstraal van  $Li$  met dien van  $Ag$  in de reeks der halogeenverbindingen, dan zal het duidelijk zijn, dat de toename van de eene en de afname van de andere bij het in gelijke richting voortschrijden in de reeks, moeilijk het gevolg kunnen zijn van een zelfden invloed. Ook de afwijkingen in de serie van de verbindingen met pyrrhotienstructuur lijken niet door polarisatie te verklaren.

De werkingsstralen, die belangrijk van de door Goldschmidt afgeleide afwijken — wij hebben de grens bij ongeveer 10 % gesteld — zijn in de tabel cursief gedrukt, zoodat men zich gemak-



kelijk zelf een oordeel kan vormen, in hoeverre het gemotiveerd is van constantheid der stralen te spreken.

Van alle in de tabel voorkomende waarden zijn voor het afleiden der stralen ongeveer 40 % gebruikt, voor toetsing van deze afleidingen blijft dus 60 %. Van deze laatste blijkt ongeveer 40 % belangrijk ( $> 10\%$ ) af te wijken, terwijl 60 % binnen deze grenzen voldoet. Een dergelijke statistiek is natuurlijk weinig geschikt om de waarde van een hypothese zuiver na te gaan, maar ze geeft althans eenigen indruk van de schommelingen, die de werkingsstralen kunnen vertoonen.

Hoe aantrekkelijk de hypothese ook is, o. i. laten de waarnemingen niet toe om in de afgeleide waarden vooralsnog veel meer te zien dan constanten, die bij het analyseeren van kristalstructuren in bepaalde gevallen nuttig kunnen zijn, maar die nog veel te veel onberekenbare schommelingen bezitten om ze als natuurconstanten te beschouwen, welke in onze speculaties over de wetten van den kristalbouw een eerste rol kunnen spelen.

Het aanvaarden van deze conclusie beteekent voor een goed deel het wegnemen van de basis van Goldschmid's zeer suggestieve beschouwingen. Zijn „constructie van kristallen met gewenschte eigenschappen”<sup>1)</sup> en andere concepties mogen misschien in vele gevallen binnen het gebied van een bepaalde structuur waarde hebben — in bv. de reeksen der alkali- en zilverhalogeniden ook nog slechts in betrekkelijke mate —, algemeen genomen lijkt de grondslag te weinig vast, om zoo verstrekkende gevolgtrekkingen te rechtvaardigen.

Kan de hypothese der bollenpakkingen de waarnemingen niet bevredigend verklaren, dan ligt de vraag voor de hand of er nog op andere manier getracht is de grootte van de onderlinge afstanden der atomen te verklaren. Wij kunnen dan wijzen op de beschouwingen van Beckenkamp,<sup>2)</sup> wiens theorie hierop neerkomt, dat hij een van elk atoom uitgaand veld van staande (electro-magnetische) golven aanneemt zoo, dat de frequentie evenredig is met het atoomgewicht, en dat elkaar aantrekkende atomen de neiging bezitten een zoo groot mogelijk aantal knoopen te laten samenvallen. De onderstellingen over het ontstaan en het voortduren van deze staande

1) Zt. f. techn. Physik 8, 251, 1927.

2) Leitfaden der Krist. 404, 1919; Zt. f. anorg. Ch. 130, 69, 1923; e. a.

golven mogen misschien niet geheel kunnen bevredigen, het 's aan den anderen kant toch wel opval'end, dat eenige trekken van deze hypothese aan die van de golfhypothese volgens De Broglie herinneren en het is misschien niet uitgesloten, dat de beschouwingen van De Broglie over de stabiliteit van electronenbanen uitgebreid zouden kunnen worden op de stabiliteit van de liggingen der atomen in verbindingen en kristallen.

Eén bezwaar lijkt de hypothese echter met die der bollenpakkingen gemeen te hebben, nl. dat ze ook moeilijk een bevredigende verklaring van het gedrag van mengkristallen kan geven. Vervangt men bv. in een *KCl*-rooster een deel der *Cl*-ionen door *Br*, dan blijft de bouw geheel gelijk, alleen de afstanden tusschen *alle* ionen veranderen; deze verandering schijnt bij vele mengkristallen zelfs lineair te verlopen met de toename van de vervangende component. Er zijn wel geen precisiemetingen bekend over het verloop, maar het feit, dat zeer geringe percentages vervangende atomen, invoering van vreemde deeltjes op zeer waarschijnlijk onregelmatig verspreid liggende plaatsen, een geleidelijke verandering van alle atomen-afstanden meebrengt, lijkt niet gemakkelijk te verklaren.

#### Zusammenfassung.

In einer Tabelle werden soviel wie möglich alle wichtigen Angaben über die Wirkungsradien von Atomen oder Ionen in Kristallen zusammengestellt.

Aus der Tabelle geht hervor, dass dieser Radius innerhalb jedes Strukturtyps manchmal nahezu konstant ist, oder dass Polarisationsinflüsse eine Erklärung der Abweichung ergeben können. Es besteht aber zurzeit kein Anlass, die Kristalle allgemein als Kugelpackungen aufzufassen und den Goldschmidtschen Folgerungen (vergl. die Literaturangaben) anders als mit grösster Vorsicht zu begegnen.

Es wird darauf aufmerksam gemacht, dass Beckenkamp eine Erklärung für die Kristallbaustein Entfernung vorgeschlagen hat, welche in einigen Zügen an der De Broglieschen Wellenhypothese erinnert.

Delft. Mineralogisch Laboratorium der Technische Hoogeschool.

BIJ TABEL I.

Normaal gedrukt zijn de symbolen van de elementen, waarbij de constantheid van den werkingsstraal gecontroleerd kan worden, de andere zijn cursief gedrukt.

Normaal gedrukte getallen zijn voor afleiding van de waarden volgens Goldschmidt (2de—5de horizontale rij) gebezigd, vet gedrukte wijken van deze waarden minder dan 10 % af, cursief gedrukte meer dan 10 %.

In het bovenste deel van de tabel worden verbindingen met atomen verondersteld, in het onderste met ionen.

*Tl* is bepaald door Levi, *Nuovo Cimento* **1**, 137, 1924. Niet heel zeker, verg. *Zt. f. Phys.* **16**, 165, 1923 en *Zt. f. Kr.* **63**, 318, 1926; *Mg Te* door Zachariassen (cit. *Gesach. Vert.* VIII, 28, 1927). *AlN*. Ott, *Zt. f. Phys.* **22**, 201, 1924.

Pyrrhotienstructuur. *Physica* **7**, 74, 1927. Enkele afwijkingen zijn ook Goldschmidt opgevallen, verg. *Geoch. Vert.* VII, 25, 1926).

*Mn S<sub>2</sub>*. Een opname van haueriet (Dalmatië) gaf  $a = 6,05 \text{ \AA}$ , zoodat bij  $u = 0,40$  (Ewald) de straal van  $Mn = 1,55 \text{ \AA}$ .

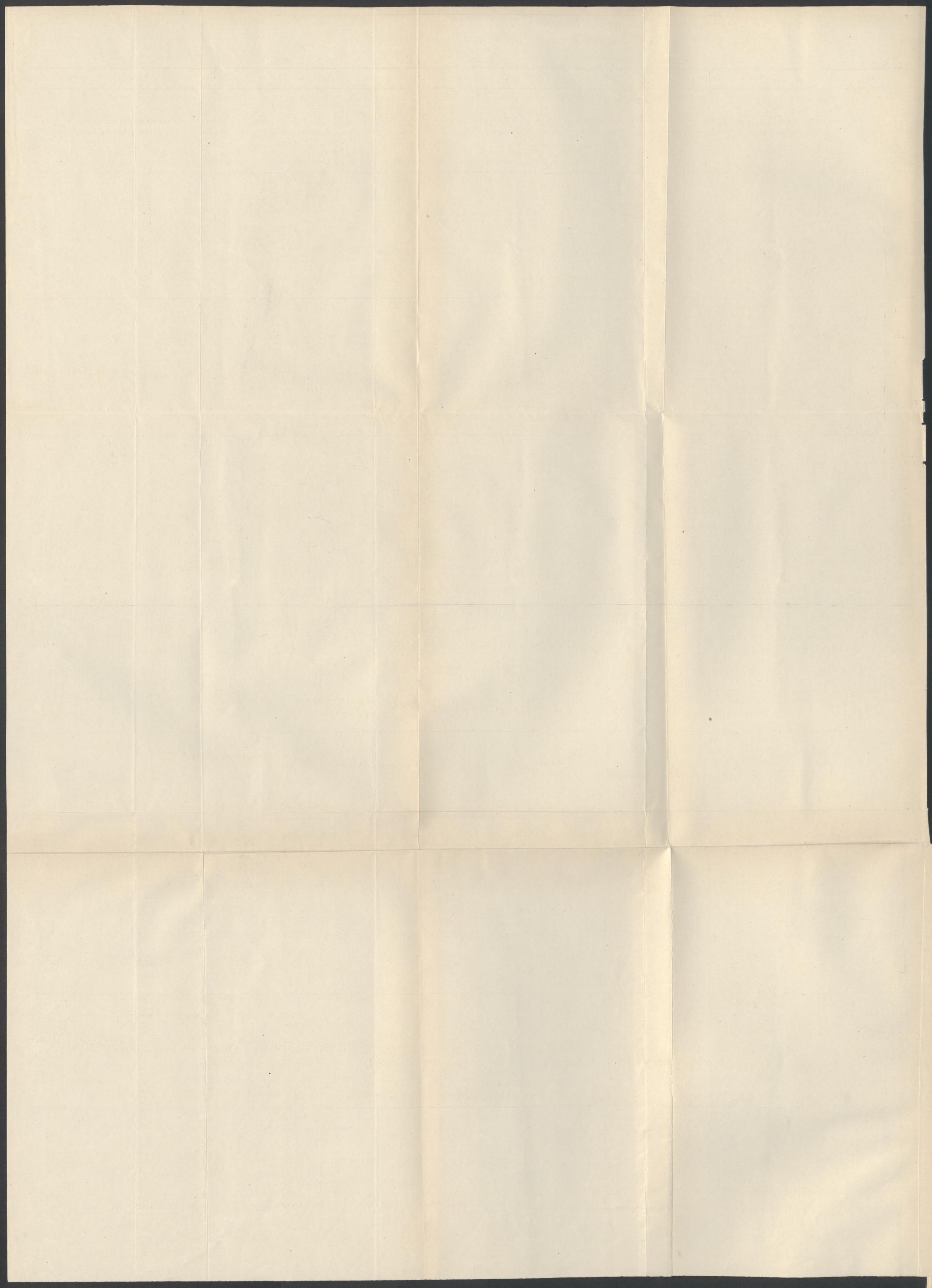
Disulfiden van *Fe*, *Co*, *Ni*; *Zt. f. anorg. Ch.* **160**, 185, 1927. De afwijkingen van de door Goldschmidt opgegeven stralen zijn aanmerkelijk, zoowel bij aanname van atomen- als ionenroosters. Het valt moeilijk in te zien, hoe met een algemeen gesteld beginsel „polarisatie” bij deze onderling zoo gelijkende atomen de afwijkingen verklaard kunnen worden.

*Sn J<sub>4</sub>*: Hassel en Weissenberg. *Zt. f. Phys.* **61**, 1, 1923. De structuur bevat veranderlijke parameters, de afstanden zijn dus niet geheel zeker.

*CO*. De afstand is door Herzfeld bepaald uit de fijnstructuur van het bandenspectrum. Geiger en Scheel, *Handb. d. Phys.* **22**, 478, 1926.

- $CO_2$ . Keesom en De Smedt. *Comm. Phys. Lab. Leiden*.  
Supp. **53**, 194, 1925.
- $SnTe$ . Goldschmidt, *Geoch. Vert.* VIII, 43, 1927.  $a = 6,285 \text{ \AA}$ .
- Thalliumverbindingen. *Geoch. Vert.* VII, 32, 1926.
- $MnF_2$  en  $TeO_2$ . *Geoch. Vert.* VI, 1926.
- Perowskietstructuur. *Geoch. Vert.* VII, 79, 1926.
- $Ag_2MoO_4$ . Wyckoff. *Journ. Am. Chem. Soc.* **44**, 1994, 1922.
- Spinelstructuur. Sulfidische verbindingen: *Zt. f. anorg. Ch.* **161**, 311,  
1927.
- $CaMoO_4$ . cit. *Geoch. Vert.* VII, 1926.
- $Nb$ . Von Olshausen. *Zt. f. Kr.* **61**, 463, 1925; weinig zeker.
- $As$ ,  $Sb$ ,  $Bi$ . Bradley. *Phil. Mag.* **47**, 657, 1924; Verg. *Zt. f. Kr.* **65**,  
ref. 59, 1927.
-





# DEMONSTRATIE VAN EEN NIEUW PHOTOELECTRISCH EFFECT

door F. M. PENNING

Verslag van een Voordracht met Demonstratie, gehouden in de vergadering der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging, 31 Maart 1928.

§ 1. Het effect bestaat in een verhooging van de doorslagspanning van een gasmengsel door middel van bestraling met licht van geschikte golflengte. Het kan b.v. gedemonstreerd worden op de manier die in fig. 1 is aangegeven. In een ontladingsbuis *B* bevinden zich 2 vlakke ijzerelectroden van  $2\frac{1}{2}$  cm diameter, op 1 cm van elkaar. De buis is gevuld met Neon van 20 mm kwikdruk, waaraan (behalve enkele % *He*, die hier echter weinig invloed hebben) ca. 0,001% *Ar* is toegevoegd. Om de buis *B* bevindt zich (zie

onderste gedeelte van fig. 1) een winding van een zuilbuis *Z*, gevuld met Neon van 10 mm kwikdruk. Men bepaalt de doorslagspanning  $V_d$  van de buis *B* door de potentiometerspanning langzaam te vergrooten totdat er een glimontlading door de buis gaat; zoodra dit geschiedt slaat de voltmeter *V* terug naar een kleinere waarde. Meet men de doorslagspanning den eenen keer zonder zuilontlading in *Z* en den anderen

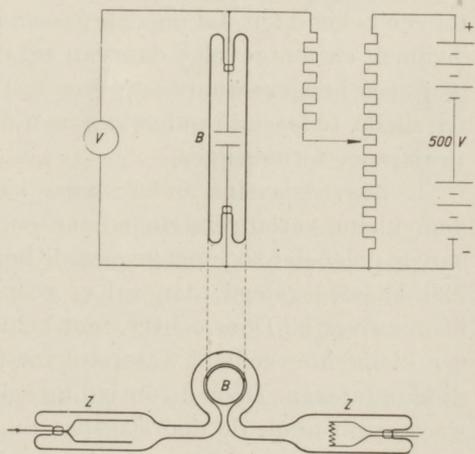


Fig. 1.

keer zonder zuilontlading in *Z* en den anderen

keer met een stroom van 100  $mA$  door  $Z$ , dan blijkt in het laatste geval  $V_d$  ca. 50  $V$  hoger dan in het eerste.

§ 2. Dit verschijnsel kan eenvoudig verklaard worden met behulp van de onderstelling der ionisatie door metastabiele atomen <sup>1)</sup>. Deze onderstelling is als volgt: bevat het hoofdgas (hier neon) een kleine hoeveelheid ander gas, waarvan de ionisatiespanning kleiner is dan de aanslagspanning der metastabiele niveau's van het hoofdgas (neon), dan zullen de metastabiele (neon-)atomen de moleculen van het andere gas kunnen ioniseeren en daardoor  $V_d$  verlagen. Het verschijnsel der verlaging van  $V_d$  door kleine verontreinigingen is gemakkelijk te demonstreeren met behulp van een ontladingsbuis van het in fig. 1 aangegeven type (buis  $B$ ) gevuld met neon van enkele cm kwikdruk, maar verder voorzien van een palladium-buisje. Door het palladium even in een gasvlam te verwarmen kan men een kleine hoeveelheid waterstof inlaten, de doorslagspanning wordt daardoor verlaagd met een bedrag van b.v. 200 Volt. Bij de bepaling van  $V_d$  op de in fig. 1 aangegeven wijze gaat er, onmiddellijk na het doorslaan, een stroom van enkele  $mA$  door de buis. Nu is het echter een bekend feit dat onedele gassen in een glimontlading snel verdwijnen, en ten gevolge daarvan zal de volgende bepaling van  $V_d$  reeds een hogere waarde opleveren. Door de buis eenigen tijd achter elkaar te laten branden kan men de waarde van  $V_d$  voor zuiver neon weer terugkrijgen.

Op nog eenigszins andere wijze kan men de verlaging van  $V_d$  door kleine verontreinigingen aantoonen met wisselstroom. Wordt aan de polen der zoeven genoemde buis b.v. een wisselspanning van 220  $V$  (eff.) gelegd, dan zal er geen ontlading doorgaan als het neon zuiver is. Door echter, met behulp van het palladium-buisje, een kleine hoeveelheid waterstof toe te voegen, kan men de ontlading ontsteken. Door de ontlading zelf wordt evenwel de waterstof weer opgeruimd, de doorslagspanning wordt dus hoger en, wanneer ze boven de topwaarde der wisselspanning komt, zal de buis weer uitgaan. Richt men de buis zoo in dat de waterstof slechts langzaam naar de ruimte tusschen de electroden diffundeert, dan zal men kunnen constateeren hoe de buis daarna nog een aantal malen aan en uit gaat.

1) Physica 7, 321, 1927; ZS. f. Phys. 46, 335, 1928.



§ 3. Wat nu de verhooging der doorslagspanning door bestraling betreft, de oorzaak daarvan is te zoeken in het feit dat de straling een deel der metastabiele atomen doet verdwijnen. Het licht van de neonzuil zal n.l. metastabiele atomen op een hooger, niet metastabiel niveau kunnen brengen, vanwaar deze in den grondtoestand kunnen terugkeren <sup>1)</sup>. Een vermindering der metastabiele atomen beteekent echter een vermindering der argonionisaties en dus een verhooging der doorslagspanning.

§ 4. Men kan deze verhooging demonstreeren op de in § 1 aangegeven manier; ze kan ook hoorbaar gemaakt worden met behulp van de in fig. 2 aangegeven schakeling. Daarbij staat parallel aan de ontladingsbuis een condensator *C* (van b.v. 2000 cm) en een luidspreker *L*. Verder is een groote weerstand (van enkele *MO*) geschakeld in de leiding naar den potentiometer. Op deze wijze krijgt men

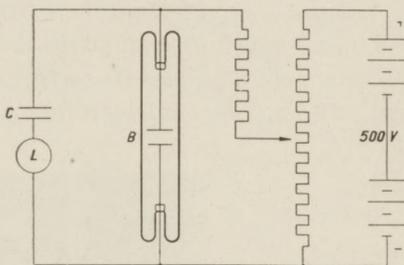


Fig. 2.

bij voldoende hooge spanning een intermitterende glimontlading <sup>2)</sup>, waarvan de frequentie in den luidspreker te hooren is. Deze frequentie wordt o.a. bepaald door de grootte der doorslagspanning van de buis *B*. Men neemt voor de buis *B* b.v. de buis van § 1; wordt er omheen weer de zuilbuis *Z* gelegd, dan zal het aansteken van deze laatste den toon in den luidspreker doen dalen. Is de potentiometer-spanning laag genoeg, dan zal de ontleding zelfs geheel ophouden (frequentie 0). Door variatie van den zuilstroom kan men den toon in den luidspreker verhoogen en verlagen.

Gaarne vermeld ik de hulp, mij bij deze experimenten bewezen door den heer J. M o u b i s.

**Summary.** A new photoelectric effect is demonstrated: the sparking potential of a discharge tube, filled with 20 mm *Ne* and about 0,001% *Ar* increases with 50 *V*, when the gas between the electrodes is exposed to the intense radiation from another neon tube. The experiment was performed as

1) Zie voor nadere bijzonderheden een artikel in de Verslagen der Kon. Ak. v. W. Amsterdam.

2) Zie b.v. *Physica* 6, 120, 1926.

a verification of the theory of ionisation by metastable atoms; as neon light partly destroys these atoms, the number of ionised argon atoms will be diminished and the sparking potential increased. The effect may be demonstrated also by using an intermittent glow discharge and a loudspeaker; illuminating the tube by the light of another neon tube diminishes the frequency of the oscillations.

Eindhoven, 4 April 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

# DEMONSTRATIETOESTELLEN TER VERKRIJGING VAN FIGUREN VAN LISSAJOUS EN ZWEVINGSFIGUREN

door L. BIERMASZ

Afbeelding 1 geeft het toestel voor de figuren van Lissajous weer, gekoppeld aan een electromotortje; afbeelding 2, dat voor de zwevingsfiguren, waarbij hetzelfde motortje en voetstuk kan ge-

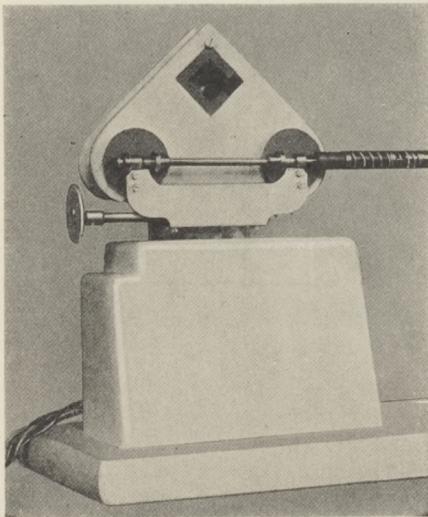


Fig. 1.

bruikt worden. In fig 3 (toestel 1) zijn de loodrecht op elkaar staande assen  $A$  en  $A'$  aangegeven, die aan het eene uiteinde voorzien zijn van een metalen plaatje met een spleetvormige opening; deze assen kunnen zich uitsluitend in de lengte richting bewegen.

De beweging geschiedt door de excentrische assen  $B$  en  $B'$ . De

aandrijfinrichting wordt in fig. 4 schematisch voorgesteld. Op de twee evenwijdige assen  $C$  en  $C'$  zijn de van een rubber loopvlak voorziene schijven  $D$  en  $D'$  aangebracht, terwijl de schijfjes  $E$  en  $E'$  op het andere einde van deze assen (fig. 3) de excentrische asjes  $B$  en  $B'$  dragen. Men denke zich dus fig. 4 zoover naar boven verschoven dat  $C$  en  $C'$  de met dezelfde letters aangeduide asjes in fig. 3 dekken.

Het  $\square$  vormige stuk  $F$ , gedragen door as  $G$ , is opgesloten tusschen de stelingen  $H$  en  $H'$  en is daartusschen om as  $G$  draaibaar. As  $G$  aan het eene einde van schroefdraad voorzien, is gelegerd in

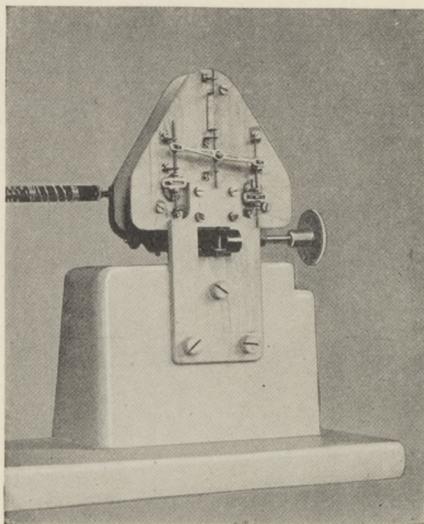
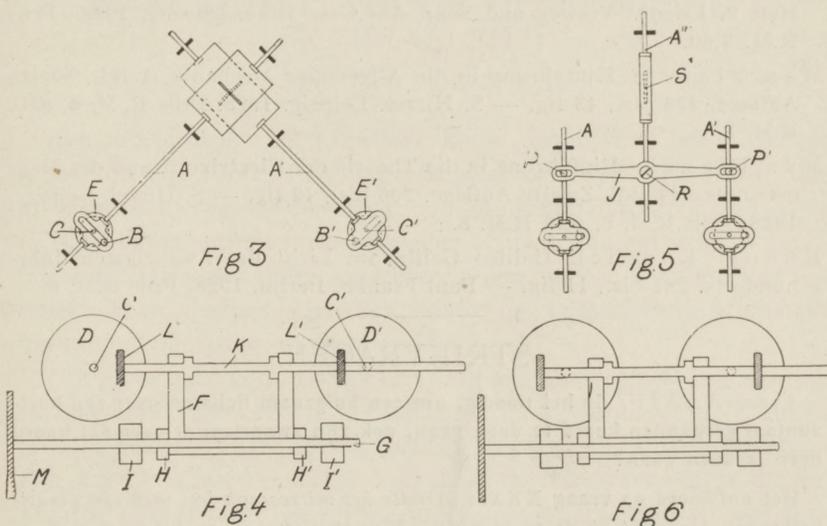


Fig. 2.

de stukken  $I$  en  $I'$  waardoor bij draaiing van as  $G$  het  $\square$  vormige stuk verplaatst wordt. As  $K$  zonder speling, doch lichtlopende opgesloten in  $F$  draagt de twee aandrijfschijfjes  $L$  en  $L'$ , die op het rubbervlak  $D$  en  $D'$  gedrukt worden door een veer aangebracht aan  $F$ . De as  $K$  is door een uitschuifbare, soepele koppeling verbonden aan de motoras, waardoor de schijven  $D$  en  $D'$  gaan draaien en bij elke omwenteling de spleten eenmaal heen en weer bewegen. Door draaiing van as  $G$ , waartoe de kartelschijf  $M$  dient worden de omwentelingssnelheidsverhoudingen van  $D$  en  $D'$  geregeld en worden de bekende figuren achtereenvolgens verkregen, stilstaand of schijnbaar draaiend. Voor projectie gebruike men uiteraard een

sterkere lichtbron, terwijl voor subjectieve waarneming een Argentalamp bijzonder geschikt is.

In fig. 5 is het principe van het zwevingstoestel weergegeven. De drie evenwijdige assen,  $A$ ,  $A'$  en  $A''$ , op gelijke afstanden geplaatst, kunnen zich eveneens slechts in hun lengte richting bewegen. As  $A''$  draagt het draaibare juk  $J$ , dat licht beweegbaar aan de assen  $A$  en  $A'$  gekoppeld is door de asjes  $P$  en  $P'$ , die vastzitten op de assen



$A$  en  $A'$ . Aan as  $A''$  bevindt zich een metalen plaatje met een kleine ronde opening  $s$ .

De aandrijfinrichting (fig. 6) is vrijwel gelijk aan fig. 4. Elke beweging van as  $A$  en  $A'$  wordt op de helft verkleind op as  $A''$  overgebracht, zoodat bij gelijke draaiingssnelheid en zonder faseverschil de verplaatsing der drie assen gelijk is, terwijl, bij een phaseverschuiving van  $180^\circ$ , as  $A''$  stilstaat en slechts het juk  $J''$  om zijn draaipunt  $R$  schommelt. Een beeld van de sterk verlichte opening  $S$  wordt via een draaiende spiegel op een scherm geprojecteerd, waar dan de zwevingsfiguren te zien zijn.

Amsterdam, Natuurkundig Laboratorium.

Maart 1928.

## TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

- C. H. Sluiter, *Electronen en Atomen, Handleiding ter aanvulling van het Middelbaar en Voorbereidend Hooger Onderwijs in Natuur- en Scheikunde*. 51 blz., 13 fig. — P. Noordhoff. Groningen. 1928. Prijs f 1.40.
- R. Abegg, Fr. Auerbach und I. Roppel, *Handbuch der Anorganischen Chemie in vier Bänden. Vierter Band. Dritte Abteilung Erster Teil: Die Edelgase*, von Eugen Rabinowitsch. 522 blz., 232 Tabellen, 50 fig. — S. Hirzel. Leipzig. 1928. Prijs R.M. 45, geb. R.M. 48.
- Ewald Pertz, *Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem verdrehungsausschwingverfahren*, 62 blz., 42 fig. — Sammlung Vieweg, Heft 9. Friedr. Vieweg und Sohn Akt.Ges. Braunschweig. 1928. Prijs R.M. 3,60.
- Max Planck, *Einführung in die Allgemeine Mechanik, I Bd., Vierte Auflage*, 226 blz., 43 fig. — S. Hirzel. Leipzig. 1928. Prijs R.M. 6, geb. R.M. 8.
- Max Planck, *Einführung in die Theorie der Electricität und des Magnetismus, III Bd., Zweite Auflage*, 206 blz., 12 fig. — S. Hirzel. Leipzig. 1928. Prijs R.M. 6, geb. R.M. 8.
- Rudolf Lämmel, *Galileo Galilei im Licht des Zwanzigsten Jahrhunderts*. 287 blz., 11 fig. — Paul Franke. Berlin. 1928. Prijs R.M. 6.

## STRIKVRAGEN

*Vraag XXXIV. Is het noodig, om een buigzaam lichaam over een horizontaal gespannen koord te doen gaan, ook zijn zwaartepunt over dat koord heen te doen gaan?*

**Het antwoord op vraag XXXI:** „*Onder het microscoop legt men een plaatje kalkspaat, loodrecht op de as gesneden. Men stelt eerst in op het bovenvlak, en vervolgens op het ondervlak van het plaatje. Zal men nu, eventueel op verschillende insteldiepte, één of twee beelden zien van de krasjes op het ondervlak? Kalkspaat is dubbelbrekend, maar men kijkt in de richting van de optische as*” wordt door het microscoop zelf gegeven. Inderdaad vindt men op twee verschillende insteldiepten een beeld. Door vernauwing van de apertuur kunnen de beelden wel onscherper worden, maar het blijven er twee. Dr P. Terpstra heeft op pag. 99 en 100 aan de door Sorby ontdekte brekingsverschijnselen herinnerd, waarvan dit er een is.

Men geeft zich rekenschap van deze dubbele beeldvorming door te bedenken dat de golfvronten, of stukjes van golfvronten die van de voorwerpen aan het ondervlak uitgaan, dubbel zijn, bol en ellipsoïde, elkander rakende aan het eind der symmetrie-as, en aldaar *verschillende kromming* vertoonende. Bij den overgang van de golven van het kristal in de lucht, blijft het verschil in kromming behouden, en dit bepaalt de verschillende diepte waarop de beelden liggen.

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*

# ADSORPTIE VAN GASSEN AAN KRISTALVLAKKEN VAN HETEROPOLAIR OPGEBOUWDE KRISTALLEN <sup>1)</sup>

door J. H. DE BOER

Een uit positieve en negatieve ionen opgebouwd kristalrooster moet aan zijn oppervlak nog een electricch veld uitoefenen, dat op afstanden, vergelijkbaar met de afmetingen der ionen, zoo groot is, dat neutrale atomen of moleculen er door kunnen worden gepolariseerd. Hierdoor zullen gerichte dipolen ontstaan, welke door het ionenveld worden aangetrokken, zoodat de gepolariseerde atomen of moleculen daardoor worden *geadsorbeerd*.

Om na te gaan of werkelijk een dergelijk verschijnsel kon worden waargenomen hebben we als polariseerbaar atoom (of molecuul <sup>2)</sup>) jodium gekozen. Ten eerste toch zal jodium sterk polariseerbaar zijn, verder is het gemakkelijk in dampvorm te brengen, is het gekleurd, zoodat men het effect direct kan waarnemen en wat tenslotte voor het verkrijgen van quantitative gegevens zeer belangrijk is, is het, ook in kleine hoeveelheden, zeer gemakkelijk langs chemischen weg quantitatief te bepalen.

Eenige voorproejes leerden ons nu, dat inderdaad stoffen als  $NaCl$ ,  $CaF_2$ ,  $BaF_2$ ,  $PbF_2$ ,  $CeF_3$ ,  $ZrO_2$  in staat zijn jodium aan hun oppervlak te adsorbeeren. Alvorens echter op de verdere experimenten in te gaan, zullen we door berekening aantoonen, dat de door de ionen van het zoutoppervlak uitgeoefende krachten inderdaad groot genoeg zijn, om het door ons verwachtte effect te geven, waarna we nog eenige verdere betrekkingen zullen geven voor deze adsorptie. De meeste onzer experimenten zijn tot dusverre met  $CaF_2$  genomen, zoodat we voor de eerste berekeningen ook deze stof zullen beschouwen.

1) Vergelijk ook Versl. Kon. Ac. v. Wet. Amsterdam **37** (1928) 237.

2) Het doet er voor het volgende weinig toe, of men atomen of moleculen jodium beschouwt.

Daar evenwijdig aan het kubusvlak bij  $CaF_2$  zich afwisselend lagen calciumionen en fluorionen bevinden zou men kunnen verwachten, dat het oppervlak van  $CaF_2$  of uitsluitend uit positieve-, of uitsluitend uit negatieve ionen zou bestaan. Daar echter de buitenste ionen door de er onder gelegen ionenlagen naar binnen worden getrokken, terwijl ze omgekeerd de onder gelegen laag zelfs iets naar zich toetrekken, zullen we voor onze verdere beschouwingen eenvoudigheidshalve aannemen, dat het oppervlak van  $CaF_2$  zowel uit positieve als uit negatieve ionen zal bestaan, welke het tweedimensionale rooster vormen als in fig. 1 is aangegeven, waarin

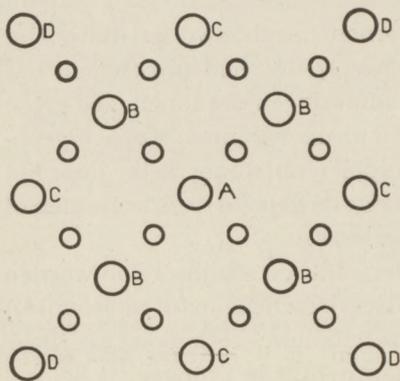


Fig. 1

de grote cirkeltjes de calciumionen, de kleine de fluorionen voorstellen.

Onderstellen we nu, dat een polariseerbaar atoom zich boven het calcium  $A$  bevindt op een afstand  $a \cdot r$ , waarbij we de afstand van een calciumion tot het dichtstbijzijnde fluorion  $r$  noemen. In dit polariseerbare atoom  $P$  zal dan een dipool worden opgewekt, zooals in fig. 2 is aangegeven. De opgewekte dipool, waarvan het moment  $p$  is, zal worden aangetrokken door het ion  $A$ . Daardoor wordt een energie:

$$\frac{2ep}{a^2r^2}, \text{ gewonnen.}$$

Voor het geval van ion  $B$  (fig. 2), waarvan er vier aanwezig zijn (fig. 1) is deze energie:

$$\begin{aligned} \frac{2ep}{(PB)^2} \cos. BPA &= \\ = \frac{2ep}{r^2} \times \frac{a}{(a^2 + 2r^2)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

Sommeerende over alle calciumionen wordt de energie:

$$\varphi_1 = \frac{2ae p}{r^2} \Sigma \{a^2 + (2n)^2 + (2m)^2\}^{-\frac{3}{2}} = S_1 \frac{ep}{r^2},$$

waarin  $n$  en  $m$  willekeurige geheele getallen, positief, zoowel als

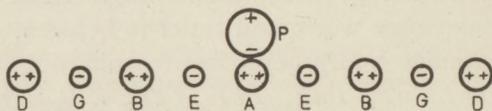


Fig. 2



negatief, nul inbegrepen, voorstellen. De fluorionen werken in tegengestelde richting, ook hiervan kan men een dergelijke som samenstellen, de totale energie op de dipool krijgt men dus als verschil van twee reeksen termen. Dit verschil convergeert vrij snel.

In fig. 3 zijn aangegeven de getallen  $S = S_1 - S_2$  waarmee men

$\frac{e\dot{p}}{r^2}$  moet vermenigvuldigen om de totale energie te verkrijgen, in afhankelijkheid van den afstand, waarop zich het polariseerbare atoom van de ionenlaag bevindt. Zooals men ziet neemt deze som met toenemenden afstand van het atoom snel af.

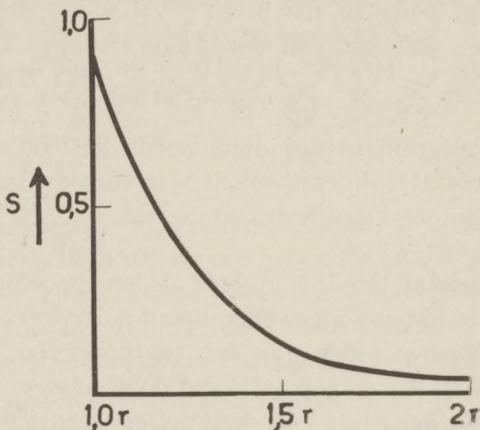


Fig. 3

Behalve dezen aantrekkingsarbeid tusschen de opgewekte dipool en het veld der ionen, hebben

we de energie in rekening te brengen, welke noodig is om de dipool op te wekken. Deze bedraagt:

$$\frac{\dot{p}^2}{2a}$$

waarin  $a$  de polariseerbaarheid van het atoom voorstelt. Het totale energiebedrag wordt dus (gewonnen energie wordt negatief gerekend):

$$\varphi = -S \frac{e\dot{p}}{r^2} + \frac{\dot{p}^2}{2a} \tag{1)}$$

Als evenwichtsvoorwaarde hebben we:

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\dot{p}} = 0, \text{ dus}$$

$$\dot{p} = a \frac{Se}{r^2}$$

waarmee de uitdrukking van de energie overgaat in:

$$\varphi = -S^2 \cdot \frac{e^2 a}{2 \cdot r^4}$$

Nemen we als polariseerbaar atoom jodium, waarvan we de po-

1) We zien dus van de Bornsche afstooting af.

lariseerbaarheid op  $5.10^{-24}$  stellen<sup>1)</sup>, en als zout  $CaF_2$ , dan kunnen we de grootte-orde van  $\varphi$  bepalen. De afstand  $r$  bedraagt hier  $1.93.10^{-8}$  cm. Daar verder volgens V. M. Goldschmidt<sup>2)</sup> de straal van het calciumion  $1,06.10^{-8}$  cm. bedraagt en die van het jodiumatoom  $1,35.10^{-8}$  cm., is de afstand  $Ca^{++}$  tot  $J$ :  $1,25 r$ . Uit fig. 3 zien ze, dat in dit geval  $S = 0,36$ . Voor de energie, waarmee een jodiumatoom wordt aangetrokken krijgen we dus:

$$\varphi = -(0,36)^2 \cdot \frac{(4,77)^2 \cdot 5}{2 \cdot (1,93)^4} \cdot 10^{-12} \text{ erg.}$$

Per gramatoom jodium wordt dit 7600 cal., een vrij groote energie dus. Het dipoolmoment, dat volgens deze opvatting in het jodium zou ontstaan, bedraagt:

$$p = 2,3 \cdot 10^{-18} \text{ e.s.e.,}$$

dus van dezelfde grootte als het dipoolmoment van water<sup>3)</sup>. De in het jodium opgewekte dipool polariseert omgekeerd weer de onderliggende ionen van het zoutoppervlak, welke trouwens ook zelf reeds waren gepolariseerd door de meer naar binnen gelegen ionen van het zout. Van deze polarisaties zien we hier geheel af, wat bij  $CaF_2$  zeker toelaatbaar is, daar zoowel  $Ca^{++}$  als  $F^-$  beide zeer weinig polariseerbaar zijn.

Het vormen van een monomoleculair geadsorbeerd laagje kan dus door bovenstaande beschouwing worden verklaard<sup>4)</sup>. We kunnen ons nu afvragen of niet meer laagjes door adsorptie kunnen worden gebonden. Een volgend jodiumatoom, dat zich op het eerste bevindt, ondervindt door zijn groote afstand van het onderliggende ionenveld vrijwel geen aantrekking meer, zooals uit fig. 3 blijkt. De dipool van het eerste jodiumatoom echter zal in dit tweede jodiumatoom eveneens een dipool opwekken, die op zijn beurt weer op de eerste terugwerkt enz. Vervolgens kan een derde, een vierde enz. jodiumatoom door polarisatie worden gebonden. Het beeld van een

1) De polariseerbaarheid van het gasvormige, ongedeformeerde jodiumion is  $7,5.10^{-24}$  zie K. Fajans en G. Joos, Zts. f. Physik **23**, 1 (1924).

2) V. M. Goldschmidt Ber. d.d. chem. Ges. **60** (1927) 1263.

3) Het dipoolmoment van water bedraagt ongeveer  $2 \cdot 10^{-18}$  e.s.e.

4) Inmiddels hebben ook O. Blüh und N. Stark, Zts. f. Phys. **43** (1927), 575 en ook E. Hückel, Adsorption und Kapillar-Kondensation, Leipzig, Ak. Verlagsges. 1928, soortgelijke verklaringen gegeven voor de krachten, welke bij de adsorptie een rol spelen. Eerstgenoemde auteurs komen daarbij, evenals wij, tot de conclusie, dat de adsorptie niet tot het monoatomaire laag beperkt behoort te blijven. We hebben met de publicatie van onze zienswijze gewacht tot de experimenten een voldoende bevestiging gaven.

adsorptie van meer dan één laagdikte wordt dan gegeven door fig. 4 of fig. 5 welke figuren wel geen nadere toelichting behoeven.

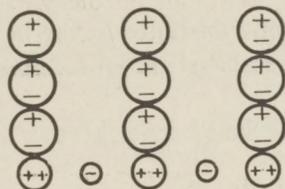


Fig. 4

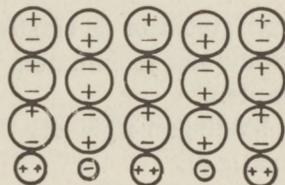


Fig. 5

Een volgend molecuul kan echter alleen dan merkbaar door een molecuul der eerste geadsorbeerde laag worden gepolariseerd, als de afstand van de opwekkende dipool tot het te polariseeren molecuul betrekkelijk klein is. Heeft men b.v. moleculen, waarin zich de dipool — hetzij reeds van te voren aanwezig, hetzij door het onderliggende veld opgewekt — aan het ééne einde bevindt, zooals in fig. 6 is aangegeven, dan kan een tweede molecuul niet meer voldoende dicht tot de dipool naderen om merkbaar te worden beïnvloed; de adsorptie blijft dan beperkt tot een éénmoleculaire laag. Een dergelijk beeld moeten b.v. vetzuurmoleculen vertoonen, waar de dipool in de carboxylgroep zich bevindt en de koolwaterstofrest het dicht naderen van andere moleculen verhindert.

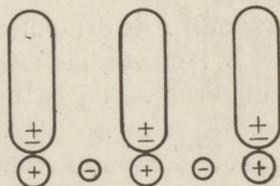


Fig. 6

Daar zoowel de jodiumatomen in de eerste laag als ook de atomen der volgende lagen invloed uitoefenen op de binding van de eerste laag, is de bovenafgeleide energie van 7600 cal. te groot. Rekenen we in fig. 4 alleen de atomen van de eerste laag mee, dan is de energie per gramatoom reeds kleiner, daar alle dipolen der eerste laag elkaar afstooten; men komt dan bij dit beeld tot 3450 cal. per gramatoom en wanneer men ook de terugwerking van de volgende lagen op de eerste meerekent tot ongeveer 3750 cal. Deze berekeningen zijn slechts als benaderingen te beschouwen, welke de orde-grootte weergeven, daar we b.v. niet weten, hoe groot de afstand van het eerste jodiumlaagje tot het tweede zal zijn.

Zowel bij het beeld van fig. 4 als dat van fig. 5 kan men bere-

kenen, dat de grootte der dipolen in de opeenvolgende laagjes regelmatig afneemt: <sup>1)</sup>

$$P_n = K \cdot^{n-1} P_1$$

wanneer  $p_n$  de dipool van een atoom in de  $n^e$  laag voorstelt,  $p_1$  die van een atoom in de eerste laag en  $K$  een constante is, die bevat de afstand der jodiumatomen, de polariseerbaarheid en sommatieconstanten.

De bindingsenergie der opeenvolgende laagjes neemt dan ook regelmatig af:

$$\varphi_n = (K^2)^{n-1} \varphi,$$

In een dergelijk geadsorbeerd systeem zal nu de energie der dipool aantrekkingen en afstootingen de gewone verdampingswarmte versterken, zoodat de energie, waarmee het  $n^e$  laagje, dat in evenwicht is met de damp boven het geadsorbeerde systeem, is gebonden, wordt gegeven door:

$$\varphi_{\text{verd.}} + \varphi_n.$$

Voor dit laagje moet dan gelden:

$$\ln \pi = \frac{-(\varphi_{\text{verd.}} + \varphi_n)}{RT} + B$$

wanneer  $\pi$  de dampdruk voorstelt van de jodiumdamp, die in evenwicht is met het geadsorbeerde systeem. Nadert de  $\pi$  tot de verzadigingsdruk  $\pi_0$  bij de beschouwde temperatuur, dan zal  $n$  grooter worden en bij  $\pi = \pi_0$  oneindig worden.  $\varphi_n$  is dan gelijk 0, zoodat de gewone dampdrukvergelijking:

$$\ln \pi_0 = \frac{-\varphi_{\text{verd.}}}{RT} + B$$

zal gelden. Trekt men beide vergelijkingen af, dan krijgt men:

$$\ln \frac{\pi}{\pi_0} = \frac{-\varphi_n}{RT}$$

Vullen we de uitdrukking voor  $\varphi_n$  in, dan krijgen we dus:

$$\ln \frac{\pi}{\pi_0} = \frac{-(K^2)^{n-1} \varphi_1}{RT} = C \cdot K_1^{n-1}$$

waarin  $C$  en  $K_1$  twee constanten zijn, wanneer de temperatuur van het geadsorbeerde systeem constant wordt gehouden. Deze vergelijking stelt dus een *adsorptieisotherme* voor, voor het geval van adsorptie in een meer moleculaire laag.

1) De nu volgende berekeningen zullen elders uitvoeriger, samen met Dr. C. Z w i k e r worden medegedeeld.

We zullen nu overgaan tot de beschrijving van eenige experimenten, welke in overeenstemming zijn met bovenstaande beschouwingen. Het  $CaF_2$ -oppervlak hebben we bij onze proeven op dezelfde wijze gemaakt als men het gewoon is te doen in de gloeilampentechniek, waar dergelijke zoutlaagjes worden toegepast om het zwart worden van de ballonwand, door het verdampende wolfram, tegen te gaan. Het zout wordt daarbij op de gloeidraden aangebracht en na het evacueeren der lamp naar de glaswand gedestilleerd, door de draden electricch te verhitten <sup>1)</sup>.

In het toestel, dat in fig. 7 is afgebeeld, bevindt zich op de glaswand tegenover de gloeidraad het  $CaF_2$ , dat door verdamping in vacuum vanaf die gloeidraad aldaar is verkregen. Bij *b* bevindt zich vast jodium. Wordt nu het jodium in *b* door vloeibare lucht gekoeld, dan is er in het toestel practisch geen jodiumdamp aanwezig en men merkt ook niets van adsorptie (het calciumfluoridelaaigje is onzichtbaar). Wordt daarna *b* op b.v.  $0^\circ$  gebracht, dan heerscht in het toestel de jodiumdampdruk overeenkomende met die van  $0^\circ$ , n.l. 0,027 mm. Men ziet dan op *a* het jodium zich in een bruine, doorzichtige laag afzetten. Houdt men *a* op kamertemperatuur en verhoogt men de temperatuur van *b*, dan ziet men de laag dikker worden, totdat, wanneer ook *b* op kamertemperatuur wordt gebracht er destillatie van het jodium plaats vindt (afhankelijk van kleine temperatuurschommelingen) en zich ook op de glaswand, waar geen  $CaF_2$  zich bevindt, jodiumkristalletjes afzetten.

Door *b* op verschillende temperaturen te brengen, kan men dus de jodiumdampdruk  $\pi$  regelen; wanneer men nu analytisch de hoeveelheid jodium op het  $CaF_2$  bepaald, kan men dus het verband tusschen deze hoeveelheid en  $\pi$  gemakkelijk bestudeeren <sup>2)</sup>.

Zoo hebben we verschillende adsorptie-isothermen bepaald, met verschillende hoeveelheden  $CaF_2$  op de glaswand. Het oppervlak

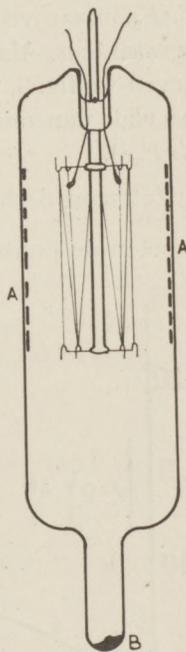


Fig. 7

1) zie o.a. G. Holst, Elektrische Lichtbronnen V.U.B. 1920.

2) Op de metingen en verdere meetresultaten komen we elders later terug.

van het  $CaF_2$  is niet gelijk aan dat van het door het  $CaF_2$  bedekte glasoppervlak, maar dikwijls veel grooter. Uit de hoeveelheid jodium kan men dus niet zonder meer de laagdikte bepalen, maar wel moet het verband tusschen hoeveelheid jodium  $m$  en de dampdruk  $\pi$  kunnen worden voorgesteld door:

$$\ln \frac{\pi}{\pi_0} = C.K_2^m,$$

waar  $K_2$  nu nog afhankelijk is van het oppervlak (hoeveelheid  $CaF_2$ ) maar voor één en hetzelfde oppervlak natuurlijk nog een constante is. Als voorbeeld van een dergelijke adsorptie-isotherme geven we fig. 8, welke betrekking heeft op een geval, dat een glasoppervlak van ongeveer  $75 \text{ cm}^2$  was bedekt door ongeveer  $7,5 \text{ mg.}$   $CaF_2$  <sup>1)</sup>.

Zet men de hoeveelheid jodium  $m$  uit tegen  $\log \left( -\log \frac{\pi}{\pi_0} \right)$  dan moeten de punten op een rechte lijn liggen. De ligging der lijnen

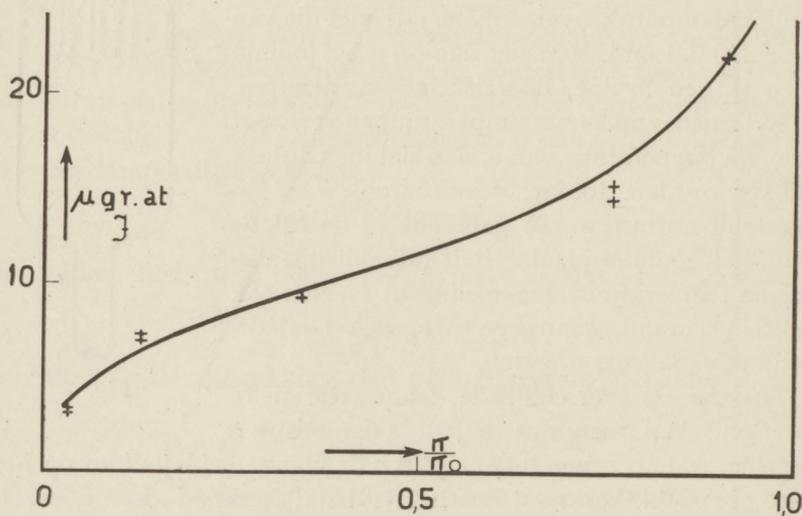


Fig. 8

1) Daar ieder punt bepaald werd aan een nieuwe ballon (welke onderling zoo goed mogelijk gelijk waren) is een zekere spreiding in de punten altijd mogelijk, welke trouwens door andere foutenbronnen nog versterkt kan worden.

hebben we steeds bepaald door middel van de theorie der kleinste quadraten, nadat we met het oog op mogelijke foutenbronnen aan de verschillende punten verschillende gewichten hadden toegekend. De lijnen kunnen worden voorgesteld door:

$$\log \left( -\log \frac{\pi}{\pi_0} \right) = -am + b.$$

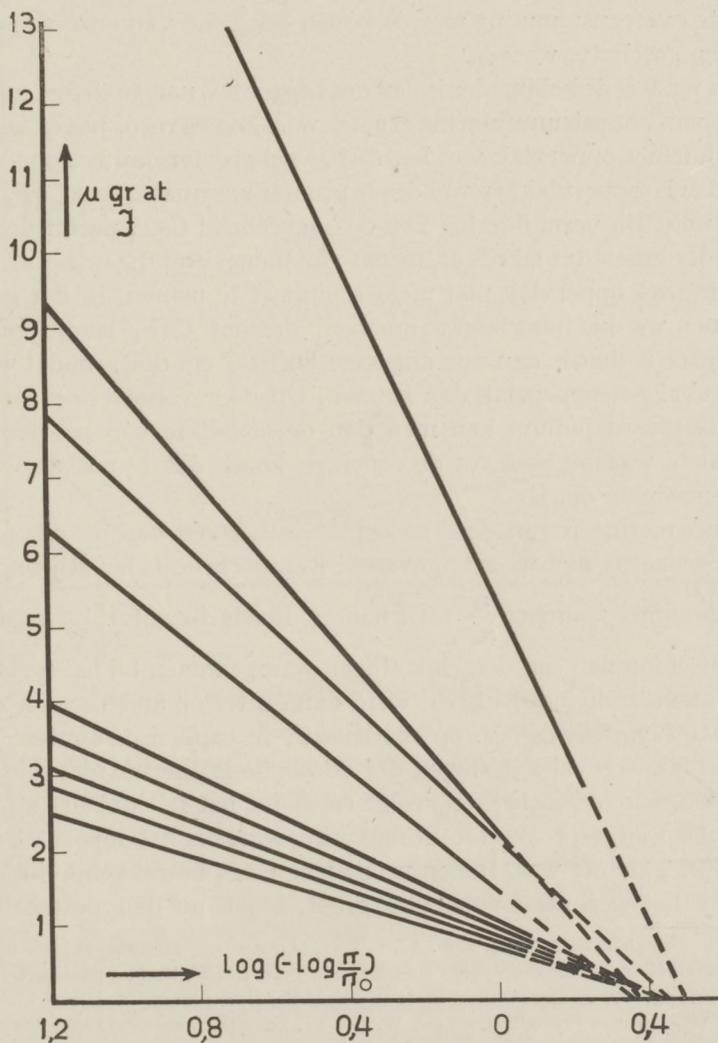


Fig 9.

De constante  $b$  moet voor alle lijnen dezelfde waarde hebben, want:

$$b = {}^{10}\log \frac{\varphi_1}{4,57 T}$$

Inderdaad ziet men uit fig. 9, dat hieraan goed is voldaan, daar alle lijnen vrijwel door hetzelfde punt van de horizontale as gaan. Uit de gemiddelde waarde van deze constante, kunnen we dus  $\varphi_1$  bepalen en vinden dan 3500 cal. per gramatoom jodium, in zeer goede overeenstemming met de boven op grond van onze voorstellingen geschatte waarde.

In fig. 9 is de helling der lijnen des te grooter, naarmate het oppervlak van het calciumfluoride grooter was. Zooals reeds boven is vermeld, is het oppervlak van het  $CaF_2$  veel grooter dan het onderliggende glasoppervlak, en wel des te grooter naarmate meer  $CaF_2$  was gebruikt. Bij vermindering van de hoeveelheid  $CaF_2$  neemt de helling der lijnen dus steeds af, totdat vanaf ongeveer 0,2 m.g.  $CaF_2$  op 75 cm<sup>2</sup> het oppervlak niet meer schijnt af te nemen. In dat geval kunnen we dus misschien aannemen, dat het  $CaF_2$  laagje geheel compact is (het is dan nog ongeveer  $80 \cdot 10^{-8}$  cm dik), zoodat we in dit geval het oppervlak dan kennen. Uit de gevonden hoeveelheid geadsorbeerd jodium kan men dan de laagdikte van het jodium bepalen, waarbij men tot de conclusie komt, dat ze nog ongeveer 30 moleculen dik is.

Onze metingen zijn door adsorptie-isothermen van de gebruikelijke gedaante niet weer te geven <sup>1)</sup>. Kenmerkend is het stijgen van de kromme, wanneer  $\frac{\pi}{\pi_0}$  tot 1 nadert. Reeds dikwijls is bij adsorptieverschijnselen een dergelijk stijgen waargenomen bij het naderen van de verzadigingsdruk; dit werd dan echter op andere verschijnselen teruggevoerd, b.v. op condensatie in capillaire ruimten <sup>2)</sup>

Dat is ons geval het stijgen der adsorptie-isotherme niet hieraan kan worden toegeschreven, volgt reeds uit het feit dat het stijgen veel meer uitgesproken tot uiting kwam, wanneer het oppervlak van het  $CaF_2$  kleiner was. Indien we de laag  $CaF_2$  betrekkelijk dik maken, is het werkzame oppervlak groot, zoodat uit de groote helling

1) In de publicatie in Versl. Kon. Ac. v. Wet. (Amsterdam) 37 (1928) 237 noemde ik deze adsorptie-isotherme die van F r e u n d l i c h. Prof. Dr. W. B i l t z (Hannover) was zoo vriendelijk mij er opmerkzaam op te maken, dat de vergelijking reeds veel ouder is dan de artikelen van Freundlich, zie ook W. B i l t z, Zeitschr. f. angew. Chemie 1928 blz. 169, noot onder aan de pagina.

2) E. H ü c k e l l.c.



van de adsorptielijnen uit fig. 9 blijkt. Zou nu de stijging der adsorptiecurve zijn toe te schrijven aan condensatie in capillaire ruimten, dan zou ze juist hier bijzonder sterk moeten zijn; ze is echter juist groot, wanneer de laag  $CaF_2$  meer compact is, dus bij kleine hoeveelheden, zooals uit fig. 10 moge blijken, waar de ad-

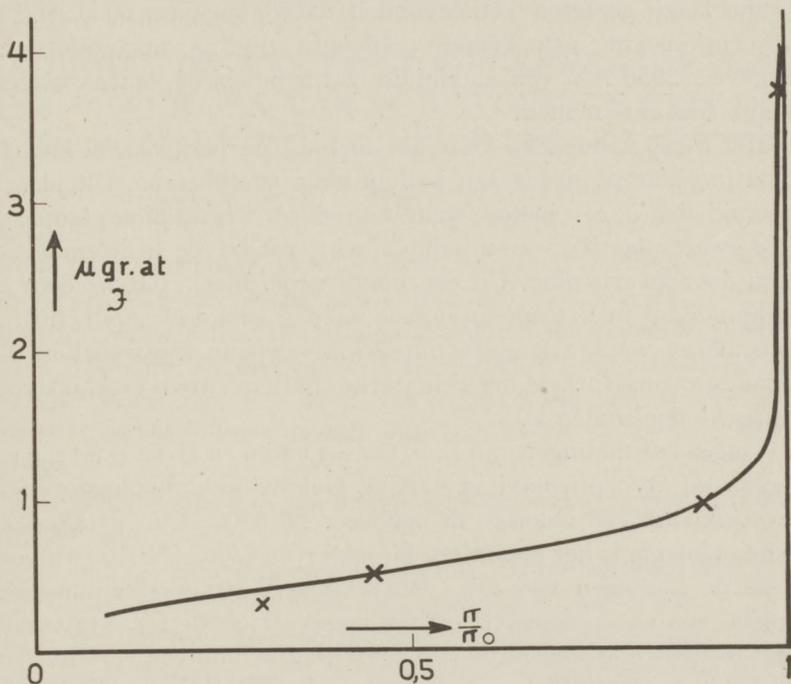


Fig. 10

sorptie-isotherme is weergegeven voor het geval, dat ongeveer, 0,1 m.g.  $CaF_2$  een glasoppervlak van  $75\text{ cm}^2$  bedekte. Dit laatste stelt bij ons dus het ideale geval voor, terwijl het *minder goed stijgen*, wanneer *meer capillaire ruimten* aanwezig zijn, moet worden toegeschreven aan het opgevuld raken van deze capillairen, waarmee een verkleining van het effectieve oppervlak gepaard gaat. Bij adsorptie aan poeders zal daarom een dergelijke stijging nooit volkomen tot zijn recht kunnen komen. In verband hiermee zij er nog op gewezen, dat de afwijkingen van de constante  $b$  (zie boven) van het gemiddelde ook het grootst zijn bij de lijnen met sterke helling, welke zooals we zagen minder ideaal voor ons doel zijn.

Zoals boven reeds werd vermeld is de kleur van de geadsorbeerde jodiumlaag bruin. Wanneer jodium sterk wordt gepolariseerd moeten we inderdaad verwachten, dat de absorptieband van het jodium naar kortere golflengten wordt verschoven, waardoor de bruine kleur ontstaat. We hebben het absorptiespectrum van het bruine laagje gemeten <sup>1)</sup> en gevonden, dat hij ongeveer 6000  $A^\circ E$  de absorptie begint; naar kortere golflengte stijgt ze, om tenslotte bij ongeveer 2950  $A^\circ E$  een maximum te vertoonen en daarna betrekkelijk snel af te nemen.

Het  $CaF_2$  hadden we voor dit doel op een planparallel kwartsplaatje gedampt en hieraan jodium laten adsorberen. Dit plaatje bevond zich in een ballon, waaraan ook ter weerszijden planparallele kwartsplaatjes waren aangebracht, zoodat de lichtbundel alleen door kwarts ging. Uit een blinde proef bleek, dat we door de jodiumdamp in het apparaat niet werden gestoord. Als lichtbron gebruikten we een laagspanningskwikboogje in kwartsballon dat door zijn constantheid der lichtsterkte buitengewoon geschikt voor optische doeleinden is.

Volgens de metingen van L. S. Ornstein en H. C. Burger <sup>2)</sup> liggen de absorptiemaxima van de violette jodiumoplossingen in zwavelkoolstof en chloroform ongeveer bij 5100  $A^\circ E$ , in alcoholische oplossing is het maximum bij ongeveer 4300  $A^\circ E$ , terwijl volgens de metingen van Ch. Wintner <sup>3)</sup> joodjoodkaliumoplossingen een absorptiemaximum bij ongeveer 3500  $A^\circ E$  vertoonen. Met toenemende polarisatie van het jodium schijnt een verschuiving van de absorptieband naar kortere golflengten gepaard te gaan, zoodat we op grond hiervan kunnen aannemen, dat de polarisatie van het jodium in de geadsorbeerde laag grooter is dan in  $KJ_3$  oplossingen. Ook in  $KJ_3$  kan men n.l. de binding van het jodium zich voorstellen als een gevolg van een polarisatie-effect <sup>4)</sup>.

Bij de experimenten werd ik krachtig geholpen door den heer J. Broos, waarvoor hem op deze plaats dank zij gebracht.

Eindhoven, 16 Mei 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

1) We betuigen ook op deze plaats onze dank aan Drs. A. v. Wijk voor de welwillendheid, waarmee hij ons heeft geholpen bij het opnemen van het absorptiespectrum.

2) Verslag K. A. v. W. Amsterdam 29 (1920) 573.

3) Z. Phys. Chem. 108 (1924) 236.

4) Over de opvatting van de binding in  $KJ_3$ . Zie A. E. v. Arkel en J. H. de Boer, Rec. d. tr. chim. d. Pays-Bas 47 (1928) 593.

# BESCHRIJVING VAN EEN TOONGENERATOR VOOR HET OPWEKKEN VAN SINUSVORMIGE ELECTRI-SCHÉ TRILLINGEN VAN HOORBARE FREQUENTIE

door Y. B. F. J. GROENEVELD

Voor het verrichten van metingen aan instrumenten voor het versterken van electriche spanningen en stroomen, en voor het omzetten van electriche in geluidsenergie of omgekeerd (versterkers, telefoons en luidsprekers, microfoons) is het noodzakelijk te beschikken over een bron van sinusvormige electriche trillingen, van frequenties gaande van b.v. 25 Hertz tot b.v. 25000 Hertz.

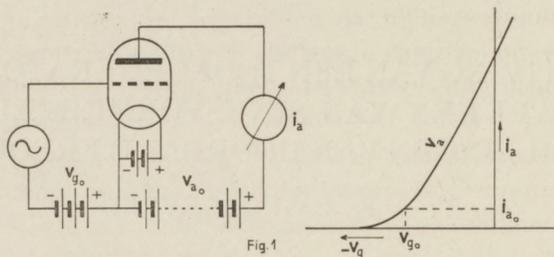
De eischen welke aan een dergelijke toongenerator gesteld mogen worden, zijn:

- 1°. dat de geleverde wisselspanning zuiver sinusvormig is;
- 2°. dat de frequentie continu gevarieerd kan worden;
- 3°. dat de generator op frequenties geijkt kan worden;
- 4°. dat de amplitude van de electriche wisselspanning welke geleverd wordt zooveel mogelijk onafhankelijk van de frequentie is.

Daar een instrument dat aan deze eischen voldoet wellicht meerdere toepassingen kan vinden, zal in het volgende beschreven worden, hoe het Laboratorium der Philips' Gloeilampenfabrieken te Eindhoven er in geslaagd is een practisch bruikbare uitvoering tot stand te brengen.

*Het principe.* Het mag bekend worden verondersteld, dat twee sinusvormige trillingen een „combinatietoön” kunnen geven, wanneer deze trillingen gesommeerd worden en toegevoerd aan een kwadrateerend apparaat, dat we de algemeene benaming van „detector” zullen geven. In het geval van electriche trillingen beteekent dit, dat het verband tusschen stroomen en spanningen niet lineair,

doch kwadratisch is. Een voor elektrische trillingen zeer bruikbare detector is een triode, waarvan anode- en roosterspanning zoo zijn ingesteld, dat de anodestroom niet-lineair met de roosterspanning toe- of afneemt.



Van een aldus gebruikte triode zijn in fig. 1 het schakelschema, en de karakteristiek:  $i_a = f(v_g)$ ,  $V_a = \text{const.}$  geteekend. Wanneer de anodespanning gelijk is aan  $V_{a_0}$ , de roosterspanning negatief en gelijk  $V_{g_0}$ , is de anodestroom  $i_{a_0}$ .

Voor deze karakteristiek is bij voldoende benadering te schrijven:

$$i_a = \beta \left( V_g + \frac{V_a}{g} \right)^2 \quad 1)$$

Hierin is  $\beta$  een constante voor de triode, afhangelende van den aard van den gloeidraad, en van de verdere constructie, terwijl  $g$  de „spanningsversterkingsfactor” voorstelt, welke gedefinieerd wordt als:

$$g = \frac{\frac{\partial i_a}{\partial V_g}}{\frac{\partial i_a}{\partial V_a}}, \quad 2)$$

en uitsluitend afhangt van de geometrische opstelling van den gloeidraad, het rooster en de anode.

Zetten we nu in serie met de negatieve roosterspanning  $V_{g_0}$  de som van twee sinusvormige spanningen  $V_{g_1} \sin \omega_1 t$  en  $V_{g_2} \sin \omega_2 t$ , dan zal bij substitutie in (1) de anodestroom  $i_a$  tengevolge van het kwadrateren blijken te bevatten:

- 1° gelijkstroom,
- 2° wisselstroomen van de hoekfrequenties  $\omega_1$  en  $\omega_2$ ,
- 3° wisselstroomen van de dubbele frequenties  $2\omega_1$  en  $2\omega_2$ ,
- 4° wisselstroomen van de frequenties  $(\omega_1 + \omega_2)$  en  $(\omega_1 - \omega_2)$ .

De amplitude van deze „combinatietonen” is evenredig met het product van de oorspronkelijk amplituden  $V_{g_1}$  en  $V_{g_2}$ .

Wanneer  $\omega_1$  en  $\omega_2$  zoo gekozen zijn, dat de frequentie  $(\omega_1 - \omega_2)/2\pi$  in het hoorbare gebied ligt, is voor onzen generator alleen de component  $V_{g_1} V_{g_2} \sin (\omega_1 - \omega_2)t$  van belang. Indien in de anodeketen van de triode een filter geschakeld wordt, dat alleen de gewenschte trillingen doorlaat, zal aan het einde van dit filter alleen een sinusvormige spanning resulteren.

We kunnen nu aantonen, dat slechts één van de beide oorspronkelijke trillingen sinusvormig behoeft te zijn om dit resultaat te bereiken. Komen b.v. bij de spanning  $V_{g_1} \sin \omega_1 t$  hogere harmonischen voor van de frequentie  $2\omega_1, 3\omega_1$  enz., zoo zal dit in de anodestroom  $i_a$  wel aanleiding geven tot optreden van wisselstroomen van de hoekfrequenties  $2\omega_1, 3\omega_1, 4\omega_1, 5\omega_1$  enz.  $(\omega_1 + \omega_2), (2\omega_1 + \omega_2), (3\omega_1 + \omega_2)$  enz.  $(2\omega_1 - \omega_2), (3\omega_1 - \omega_2)$  enz., er treedt echter slechts één component op van een frequentie die beneden de afsnijfrequentie van het filter ligt, n.l.  $V_{g_1} V_{g_2} \sin (\omega_1 - \omega_2)t$ .

Bevatte de andere spanning bovendien ook harmonischen  $2\omega_2, 3\omega_2$  enz. zoo zouden meerdere hoorbare trillingen ontstaan, n.l.  $2(\omega_1 - \omega_2), 3(\omega_1 - \omega_2)$  enz. Het is dus noodzakelijk en voldoende dat een van beide spanningen sinusvormig is.

*Practische uitvoering.* De hoogfrequente trillingen worden opgewekt door middel van oscilleerende trioden. Gelijk bekend is, zijn op deze wijze verkregen trillingen niet zuiver sinusvormig. Te dien einde wordt de trillingskring van één der triode-oscillatoren met tusschenschakeling van één of meer losgekoppelde en weinig gedempte slingerketens op den detector gekoppeld. Daar het, om de frequentie continu te kunnen varieeren, noodig zou zijn ook deze tusschenkringen, welke op de grondfrequentie van den oscillator zijn afgestemd, mede te veranderen, hetgeen technische moeilijkheden zou opleveren, laten we de frequentie van dezen oscillator onveranderd. We noemen deze in het vervolg de *vaste oscillator*, in tegenstelling met de andere, welke zooals boven is aangetoond niet sinusvormig behoeft te zijn, en welke we verder de *variabele oscillator* zullen noemen. In fig. 2 is schematisch de koppeling van de beide oscillatoren op den detector aangegeven:

De grondfrequentie  $\omega_2$  van den vasten oscillator  $O_2$  bereikt via den tusschenkring  $T$  den detector, de frequenties  $\omega_1, 2\omega_1, 3\omega_1$ , enz. van den variabelen oscillator  $O_1$  worden direct op den detector gekoppeld, in de anodeketen van  $D$  ontstaat nu een stroom welke alle

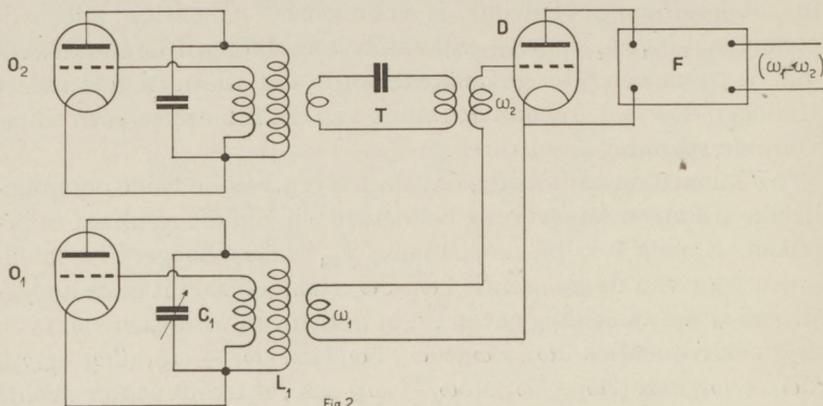


Fig. 2

bovenafgeleide componenten bevat. Het filter  $F$  laat alleen frequenties beneden een bepaalde grens door, zoodat aan de klemmen daarvan slechts de frequentie  $(\omega_1 - \omega_2)$  overblijft. De beide generatoren mogen niet direct op elkaar inwerken, aangezien anders anormale verschijnselen optreden (trillingshysterese), daarom zijn alle elementen van het systeem van elkaar afgeschermd door gearde metalen tusschenschotten van voldoende dikte.

De amplitude van de trilling met de hoekfrequentie  $(\omega_1 - \omega_2)$  is evenredig met  $V_g \cdot V_{g_2}$ . Daar  $V_{g_2}$  constant is, moet er naar gestreefd worden, dat  $V_{g_1}$  als functie van  $\omega_1$  zoo mogelijk niet verandert. Theoretisch is dit moeilijk te bereiken. Practisch is deze eisch in zooverre te benaderen, dat  $\omega_1$  en  $\omega_2$  zoo hoog gekozen worden, dat  $\omega_1$  procentueel slechts weinig gevarieerd behoeft te worden, zoodat  $V_{g_1}$  practisch constant blijft. De eigenschappen van den detector komen ons hier bovendien te hulp. Een nadere beschouwing, die hier achterwege moet blijven, leert n.l. dat voor groote amplituden van de roosterwisselspanning de detectie lineair wordt, d.w.z., dat de verandering van de gemiddelde anodestroom tengevolge van een sinusvormige rooster spanning evenredig is met de amplitude van deze spanning.

Kiezen we nu  $V_{g_1} > V_{g_2}$  dan kan worden aangetoond, dat de resulterende amplitude niet meer evenredig aan  $V_{g_1} \cdot V_{g_2}$  wordt, doch dat als limietgeval de amplitude van  $\sin(\omega_1 - \omega_2)t$  alleen evenredig is met de kleinste van de oorspronkelijke amplituden, n.l. met  $V_{g_2}$ , en dat de waarde van  $V_{g_1}$  binnen zoodanige grenzen mag

varieeren, als overeenkomt met het gebied waarbinnen de lineaire detectie optreedt.

Wanneer het filter  $F$  nu lineair is voor de frequenties die we willen doorlaten, zal dus de amplitude van de spanning aan het einde van dit filter niet veranderen met de frequentie. Het eenige waarvoor nu nog zorg gedragen moet worden, is dat eventueel achter het filter geschakelde versterkers een versterking geven welke onafhankelijk van de frequentie is.

*De frequentieschaal.* Door varieeren van den condensator van oscillator  $0_1$  is het dus mogelijk alle gewenschte waarden van  $(\omega_1 - \omega_2)$  te doorloopen. Deze condensator kan dus direct in de trillingsgetallen van den combinatietoon geijkt worden. De schaal hangt natuurlijk af van de geometrische vorm van de condensatorplaten. Daar

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} \quad 3)$$

waarin  $L_1$  de constante zelfinductie en  $C_1$  de momenteele capaciteit van de trillingskring van  $0_1$  voorstellen. Hieruit volgt dus:

$$(\omega_1 - \omega_2) = f(C_1) \quad 4)$$

Nemen we voor  $C_1$  een vaste condensator  $C_0$ , met daarop parallelgeschakeld een condensator waarbij de capaciteitsvariatie verkregen wordt door één of meer evenwijdig op een as bevestigde platen langs of tusschen één of meer evenwijdige vaste platen te draaien, dan zal de capaciteit  $C_1$  een functie zijn van de hoekverdraaiing  $\varphi$  van de as. Uit formule (4) volgt dus:

$$(\omega_1 - \omega_2) = f(\varphi) \quad 5)$$

Het meest voor de hand ligt hiervoor een exponentiële functie te kiezen, omdat dan een zoodanige schaal verkregen wordt, dat gelijke intervallen met gelijke hoekverdraaiingen overeenkomen, zoodat de schaal dus overeenkomt met een gewone notenbalk of een pianoklavier.

Is  $\Omega_0$  de laagste frequentie die de toongenerator kan opwekken, en stellen we als eisch, dat, bij draaiing over  $180^\circ$ , tien octaven doorloopen moeten worden, dan kunnen we schrijven:

$$\Omega_\varphi = \omega_1 - \omega_2 = \Omega_0 \cdot 2^{\frac{\varphi}{18}}, \quad 6)$$

waarin  $\varphi$  in graden is uitgedrukt.

Wat voor de hoekfrequentie geldt, blijft ook voor de frequentie gelden, dus:

$$n_{\varphi} = n_0 \cdot 2^{\frac{\varphi}{18}} \text{ Hertz} \quad 7)$$

Voor  $n_0 = 25$  Hertz en  $\varphi = 180^\circ$  blijkt dus:

$$n_{180^\circ} = 25 \cdot 2^{10} = 25600 \text{ Hertz.}$$

*Berekening van de oscillatorfrequentie.* Wanneer we er van uitgaan, dat de frequentie  $\Omega$  stijgt met toenemende waarden van de capaciteit, dan kunnen we schrijven:

$$\left. \begin{aligned} \Omega_0 &= \omega_2 - \frac{1}{\sqrt{LC_0}} \\ \text{en } \Omega_{\varphi} &= \omega_2 - \frac{1}{\sqrt{L(C_0 + C_{\varphi})}} \end{aligned} \right\} \quad 8)$$

Hierin is  $L$  de zelfinductie van oscillator  $O_1$ ,  $C_0$  de vaste nulcapaciteit, terwijl  $C_{\varphi}$  de capaciteit van de variabele condensator is, wanneer deze over een hoek  $\varphi$  is ingedraaid.

Om de door  $O_1$  geleverde wisselspanning niet te veel te laten veranderen met de waarde van  $C_{\varphi}$ , nemen we aan, dat  $C_{\varphi}$  maximaal 20% zal bedragen van  $C_0$ , zoodat we uit bovengescreven vergelijking door aftrekking een conditie vinden voor  $\omega_2$ .

*De plaatvorm van den variabelen condensator.*

Als voorbeeld voor de berekening van den vorm van de draai-bare plaat, denken we ons de condensator opgesteld als in fig. 3. De plaat B draait om de as P langs de vaste plaat A. De afstand tusschen de platen blijft onveranderd =  $d$  cm. Is  $\rho$  die voerstraal, die, vanuit de as P getrokken naar de randkromme van de plaat B, juist evenwijdig loopt aan de bovenrand van plaat A, dan is de capaciteitsverandering door draaiing over een hoek  $d\varphi$  gelijk aan:

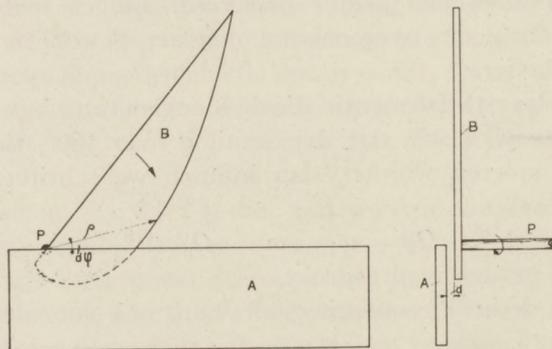


Fig 3



$$C = \frac{1}{8 \pi d} \varrho^2 d \varphi.$$

Dus:

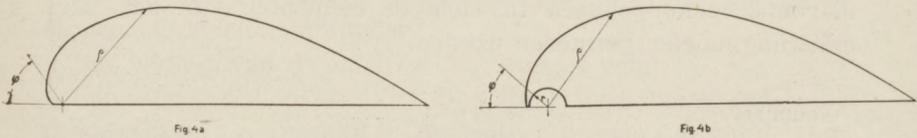
$$\frac{dC}{d\varphi} = \frac{\varrho^2}{8 \pi d} \text{ cm/rad.} \tag{9}$$

Door deze vergelijking te combineren met vergelijking (6) en (8) vinden we het volgende verband tusschen  $\varrho$  en  $\varphi$ :

$$\varrho^2 = \frac{\Omega_\varphi \cdot d \cdot 10^{14}}{L (\omega_2 - \Omega_\varphi)^3} \text{ cm}^2 \tag{10}$$

waarin dus blijkens formule (6) :  $\Omega_\varphi = \Omega_0 \cdot 2^{\frac{\varphi}{18}}$  gezet moet worden.

De vorm van deze plaat is geteekend in fig. 4a. De vorm van fig. 4b, die om constructieve redenen te prefereren is volgt eveneens uit formule (10), door  $\varrho^2$  te vervangen door  $(\varrho^2 - r^2)$



*Het hoogfrequentiefilter.*<sup>1)</sup> Zoals reeds gezegd is moet het filter *F* in fig. 2 aan de eischen voldoen, dat trillingen van de frequenties liggende tusschen 25 en 25600 Hertz onverzwakt doorkomen, terwijl hogere frequenties sterk verzwakt moeten worden. In hoeverre dit met het filter weergegeven in fig. 5 is bereikt, moge blijken uit de kromme van fig. 6, waarin is uitgezet de spanning aan de eindklemmen van het filter als functie van de frequentie, wanneer de wisselspanningsamplitude op het rooster van de triode constant gehouden wordt.

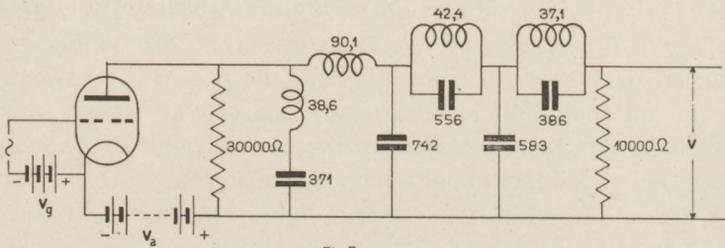


Fig. 5

1) Zie P. David. Les Filtrés Électriques.

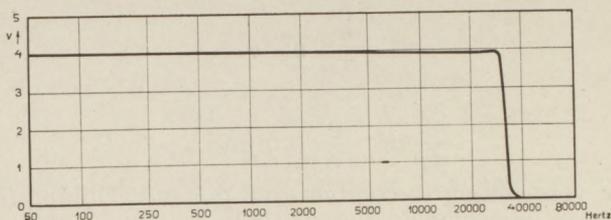


Fig 6

Bij de zelfinducties is de waarde bijgeschreven in milli-Henry's, bij de condensatoren in micro-micro-Farads. Eventueele afwijkingen van deze waarden mogen niet meer dan 1% bedragen. De spoelen mogen slechts geringe verliezen hebben, en moeten zoodanig gewikkeld worden, dat de eigencapaciteit der wikkelingen zoo klein mogelijk is.

De condensatoren zijn vaste luchtcondensatoren. Electriche en magnetische koppelingen tusschen de elementen van het filter onderling moeten vermeden worden.

#### Summary.

The paper contains a description of principles and construction of a heterodyne-generator for audible frequencies. The best used frequency for the r.f. oscillators is calculated, and a formula is given for the edge-curve of the plate of the variable condenser, so that the audio-frequencyscale is logarithmical. The paper is concluded by a short description of a low-pass filter, which is used after the detector for suppressing higher harmonics. The described generator gives sinoidal oscillations, the frequency of which can be varied continuously from 25 till 25600 p.p.s., while the output tension is maintained constant.

Eindhoven, 22 Mei 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

# ABSOLUTE INTENSITEITSMETINGEN AAN EEN NATRIUMBRANDER EN DAARUIT BEREKENDE VERBLIJFTIJD <sup>1)</sup>

door E. F. M. VAN DER HELD

Ik zou u heden ook namens Prof. Ornstein iets vertellen over onze onderzoeken verricht in het Fysisch Laboratorium te Utrecht, waarbij wij de in ons laboratorium gebruikelijke methoden toepasten op een reeds vele malen langs andere wegen onderzochte straler n.l. de natriumbrander.

Het verloop van de onderzoeking was als volgt:

Een volgens de door Dr. W. J. D. v a n D i j c k <sup>2)</sup> uitgewerkte methode geijkte z.g. absolute thermozuil wordt gebruikt om de absolute intensiteit van de groene lijn van een kwiklamp te bepalen. Hiermee wordt dan spectrografisch de gele natriumlijn van de brander vergeleken en vervolgens uit het berekend aantal atomen in de vlam het aantal quanta per atoom per secunde afgeleid. Temperatuurmetingen van de vlam maken 't vervolgens mogelijk de verblijftijd volgens de formule van Einstein uit te rekenen, aannemend, dat deze formule mag toegepast worden, d. w. z. dat de natriumbrander een temperatuurstraler is.

In de eerste plaats wil ik dan wat zeggen over de vergelijkingslichtbron. Dit is een kwartskwiklamp van het liggende type. Door niet gepubliceerde uitvoerige metingen van de heeren Z u u r en V a n D r i e l, in ons laboratorium verricht, was reeds de uitgestraalde energie van de lamp bepaald voor de groene lijn bij verschillende spanningen en stroomsterkten, eveneens met de absolute thermozuil. Deze metingen zijn door ons herhaald voor het gebied, waarin wij werkten n.l. voor 2 Amp. en tusschen 38 en 41 Volt

1) Voordracht voor de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging, 28 April 1928.

2) Handelingen van het 19<sup>de</sup> Nederlandsch Natuur- en Geneeskundig Congres alsook Zeitschrift f. phys. Chem. 127—295 (1927).

Om voor de uitgestraalde energie, in een richting loodrecht op de buis, een lineaire afhankelijkheid van de breedte van een afdek-kende spleet te hebben, werden de twee buiseinden afgedekt. Tevens werd het licht ter isolering van de groene lijn (5460,8) gezonden door drie filters, te weten:

1° Eén bakje met kopersulfaat en kininesulfaat om ultraviolet en infrarood weg te nemen,

2° één met chrysoïdine voor de absorptie van het zichtbare spectrum op geel en groen na,

3° één met didymnitraat om de gele lijn te elimineeren.

Na de bepaling van het stralingsenergieaequivalent van 1 millivolt spanning van de thermoziuil werd nagegaan, hoeveel energie van de groene lijn door de filters zelf werd weggenomen. De filters absorbeeren resp. reflecteeren al het niet groene licht en bovendien van het groene licht nog een bepaald percentage. Zet men dan een tweede stel filters achter het eerste, dan zal dit stel van het aanwezige c.q. het groene licht nog eens datzelfde percentage absorbeeren resp. reflecteeren. Bepalen wij dit laatste, dan is het tevens bekend voor het eerste en is dus de intensiteit van de groene lijn bekend. Hiermee elimineerden wij tevens de schijnbare contractie van de afstand van lichtbron en thermoziuil en de inwendige reflexies aan de zijwanden en de bodem, die de thermoziuil bereiken konden. Wij vergewisten ons van de gelijkheid van de filterstellen door beurtelings het eerste en het tweede stel weg te nemen en het andere op zijn plaats te laten staan. Wij maten zoo bij extrapolatie op een bol met één cm straal:

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

De opstelling voor de natriumbrander is in hoofdzaak zooals in figuur 1 aangegeven. De noodige lucht, door een roteerende olie-pomp van G a e d e geleverd, wordt eerst voor het opvangen van de onvermijdelijke pompstooten door twee flesschen (I en II) gevoerd. Om te voorkómen, dat de oplossing in de brander door verdamping van concentratie verandert, wordt de lucht in flesch I vochtig gemaakt door een laag water, die door de instroomende lucht sterk opgespat wordt. Bovendien is op flesch I een ventiel V aangebracht voor de bijregeling van de druk. Na de tweede flesch volgt een rotameter om zorg te dragen voor de reproduceerbaarheid van de proef. Daarna wordt de lucht langs twee wegen naar de brander geleid:

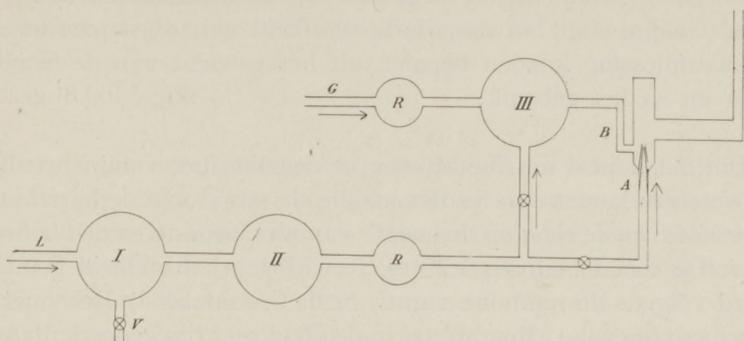


Fig. 1.

1° direct naar de vloeistofverstuiver (zie figuur 2 bij A) en  
 2° door een regelkraan naar flesch III, waar een innige ver-  
 menging plaats heeft met het eveneens door een rotameter gecon-  
 troleerde lichtgas. Dit mengsel  
 wordt vervolgens in de ruimte bo-  
 ven de sproeier (C) geleid. Door  
 deze voormenging wordt een rus-  
 tiger branden van de vlam be-  
 reikt, daar de onregelmatigheid  
 van de luchttoevoer, onvermijde-  
 lijk bij een verstuiver, nu door  
 de voormenging weinig invloed  
 meer kan hebben op de mengver-  
 houding lucht-gas. Na de sproei-  
 ruimte krijgt het mengsel nog ge-  
 legenheid 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 kozen wij na-  
 triumcarbonaat. Om na te gaan,  
 of de concentratie noemenswaard  
 veranderde, titreerden wij de vloeis-  
 stof met zoutzuur en als indicator methylo-  
 ranje zowel vóór als na  
 de proef. Er bleek daarbij, dat de concentratievermeerdering niet

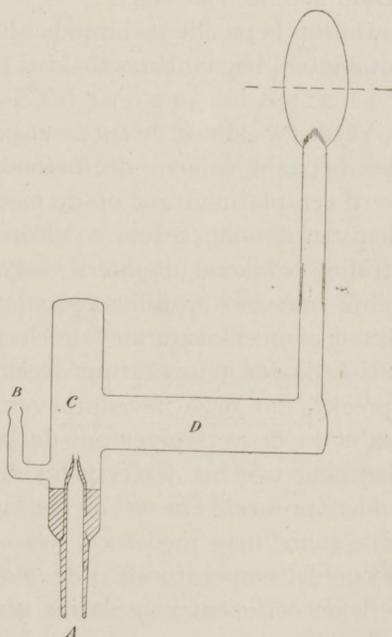


Fig. 2.

groot genoeg was om een merkbare fout in de uitkomst te geven, zoodat wij zonder bezwaar de hoeveelheid verstoven natriumcarbonaatoplossing konden bepalen uit het gewicht van de brander vóór en na het gebruik.

Om het aantal natriumatomen in de vlam per volumeneenheid te weten te komen was verder noodig de straal van de horizontale *doorsnede van de vlam* op de hoogte van waarneming en de *vlamsnelheid*. De straal bedroeg 1,7 cm, terwijl de vlamsnelheid gemeten werd volgens de methode van C. N. da C. Andrade<sup>1)</sup>. Deze meting geschiedt als volgt: Men brengt in de vlam zeer fijn gepoederde kool en wel zóó fijn, dat de kooldeeltjes volkomen de snelheid van de vlam aannemen, en bekijkt dan de vlam in een roteerende spiegel. De snelheid van de vlam bedraagt dan  $4\pi a n t g \alpha$ , wanneer  $a$  de afstand van de vlam tot de spiegel,  $n$  het aantal omwentelingen en  $\alpha$  de hoek met de horizontale, waaronder men de banen van de lichtende kooldeeltjes ziet.

Bij een bepaalde gedurende alle proeven aangehouden stand der rotameters bepaalden wij aldus de vlamsnelheid op **418** cm/sec.

Verder werd nog de *temperatuur* van de vlam bij genoemde standen bepaald volgens de methode van H. Schmidt<sup>2)</sup>. Hierbij werd een platinadraad op de meetplaats horizontaal door het midden van de vlam geleid en electricisch bijverwarmd, totdat de uitstraling berekend uit cijfers van Geiss<sup>3)</sup> in verband met de tegelijk met een optische pyrometer gemeten temperatuur van de draad overeenkwam met de electricisch toegevoerde energie. De aldus bepaalde temperatuur bleek  $1970^\circ$  abs. te bedragen. Vanzelf spreekt, dat deze nevenproeven gedaan werden met natriumvrij water in de verstuiver om de koeling van de vlam door de verdamping van het water gelijk te doen zijn aan de waarde bij de andere proeven. Hoewel de metingen van Geiss slechts tot  $1648^\circ$  abs. gaan, mag men toch wel onderstellen, dat de formule voor hoogere temperaturen nog doorgaat, waar bekend is, dat de reflexiecoëfficiënt van platina geen zeer sterke temperatuur afhan-

1) Annalen der Physik (4) 37, 380 (1912).

2) Dissertatie Berlijn 1909 en Annalen der Physik (4) 29, 1027 (1909).

3) Physica 5, 203. Volgens de formule  $\Sigma = \gamma T \varphi \epsilon T_{\text{watt/cm}^2}^4$ , waarin  $\gamma = 6,22 \cdot 10^{-4}$   $\epsilon = 5,75 \cdot 10^{-12}$  en  $\varphi = 0,767$  zijn.

kelijkheid vertoont, zoodat men maximaal samen met de onnauwkeurigheid in de pyrometrische metingen de fout op 20° mag stellen.

Voor de fotografische intensiteitsvergelijking werd het licht gebruikt afkomstig van een door afdekken uit de vlam gesneden balk breed 1,08 cm en hoog 1,14 cm. Door middel van een vlakke verstelbare verzilverde spiegel kon beurtelings het licht van de kwiklamp, de natriumbrander en een standaardlamp, alle vanaf gelijke afstanden, op een fotografische trapverzwakker geworpen worden. De intensiteitsverhoudingen werden dan gemeten door spectrographisch vergelijken met de intensiteiten van de corresponderende kleuren van een volgens de methode van *Jornstein* relatief geijkte nitalamp (de vorengenoemde standaardlamp).

Om te kunnen nagaan, of wij de verdunning van onze oplossing ver genoeg voortgezet hadden om van absorptie in de vlam af te zijn, werd de bekende formule van *Ladenburg* en *Reiche*<sup>1)</sup> omgerekend op quanta per atoom per secunde. Men krijgt dan een kromme, die voor afnemende concentraties tot een maximum nadert.

Er werden vijf waarnemingen gedaan, waardoor de kromme voldoende vast lag. Bovendien werd voor de laatste twee punten (met geringste concentratie) de intensiteitsverhouding tusschen de D-lijnen bepaald en hiervoor 1 : 2,05 gevonden, waaruit ten overvloede bleek, dat bij deze concentraties van absorptie van licht in de vlam kan worden afgezien.

De vijf waarnemingen bestonden uit drie absolute en twee vergelijkende waarnemingen. Deze laatste bestonden in het fotografisch vergelijken van lichtintensiteiten van de natriumbrander bij twee verschillende concentraties, het opzoeken van het aantal quanta voor de sterkste concentratie uit de kromme en afleiden uit de meting van het aantal voor de zwakste concentratie. Uit de aard der zaak waren deze metingen minder nauwkeurig en dienden meer ter contrôle. Zij zijn in de figuur met een o aangegeven:

---

1) *Annalen der Physik* (4) 2, 181 (1913).

	$N$	$\varrho$	$V$	$C$	$R. B.$	$Verzw.$	$q$
abs. met.	$4,16 \times 10^{14}$	$1,33 \times 10^{24}$	0,199*	$\frac{1}{1,17}$	0,066	—	10,2
	$2,09 \times 10^{12}$	$6,65 \times 10^{21}$	0,106*	$\frac{1}{331}$	0,0084	—	137
	$7,21 \times 10^{10}$	$2,29 \times 10^{20}$	1,15	$\frac{1}{10480}$	0,0098	0,0048	243
	$4,10 \times 10^{14}$	$1,30 \times 10^{24}$	—	$\frac{1}{1,17}$	—	—	—
	$1,24 \times 10^{12}$	$3,94 \times 10^{21}$	0,052*	$\frac{1}{331}$	—	—	174
	$2,40 \times 10^{12}$	$7,31 \times 10^{21}$	—	$\frac{1}{331}$	—	—	—
	$2,15 \times 10^{11}$	$6,84 \times 10^{20}$	1,26	$\frac{1}{3144}$	—	0,109	228

$N$  = aantal atomen per  $\text{cm}^3$ ;  $\varrho = \frac{4\pi N e^2}{m}$ ;  $V$  = verhouding van de intensiteit van het natriumlicht tot het kwiklicht resp. het sterker natriumlicht;  $C$  = normaliteit van de vloeistof;  $R. B.$  = relatieve breedte van de spleet voor het kwiklicht;  $Verzw.$  = phot. verzwakking van het kwiklicht of het natriumlicht;  $q$  = quanta per seconde per atoom; \* tijdvariatie (Schwarzschild's p voor Ilford platen = 0,885).

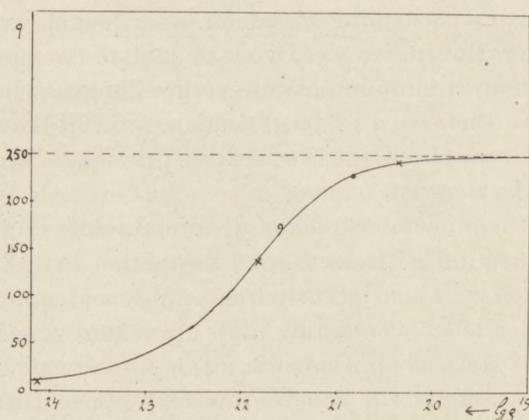


Fig. 3.

De definitieve waarnemingen werden beide zonder tijdvariatie met verzwakking van het vergelijkende licht door middel van pho-



tografische verzwakkers gedaan, zoodoende waren wij af van onnauwkeurigheden in de bepaling van Schwarzschild's  $p$ . Uit de figuur volgt, dat bij extreme verdunning het aantal quanta per atoom per seconde moet naderen tot 250.

Past men nu de formule van Einstein toe n.l.:

$$\tau = \frac{g_2 p_1 + g_2 p_2}{g_1 s \times q} e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}},$$

waarin  $\tau$  de verblijftijd,  $g_2 p_1$  enz. de statistische gewichten van de verschillende toestanden, terwijl de  $e$ -macht de Boltzmann-verdeeling aangeeft voor de absolute temperatuur  $T$  en het energieverschil  $E_2 - E_1$ , dan vindt men:

$$\tau = \frac{3}{250} e^{-\frac{2,1}{8,6 \times 10^{-5} \times 1970}} = 5 \times 10^{-8} \text{ secunde.}$$

een waarde, die driemaal hooger ligt, dan de door Minkowski<sup>1)</sup> gevondene (magnetorotatie) n.l.  $1,6 \times 10^{-8}$  en even boven de waarde door Kerschbaum<sup>2)</sup> gevonden ( $4 \times 10^{-8}$ ). Verdere onderzoeken zullen gedaan worden met andere metalen in de vlam en bij andere vlamtemperaturen.

1) Zeitschrift für Physik 36—839 (1926).

2) Annalen der Physik (4) 79—465 (1926).

## TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

- Sir Oliver Lodge, *Der Äther und die Wirklichkeit*. Übersetzt von Dr. Walter Rump, 89 blz. — Friedr. Vieweg und Sohn Akt. Ges. Braunschweig. 1928. Prijs R.M. 4, geb. R.M. 5.25.
- Sir J. J. Thomson, *Beyond the Electron*, 43 blz. — Cambridge University Press. Fetter Lane. London 1928. Prijs 2/6 het.
- N. H. Kolkmeijer, J. M. Bijvoet en A. Karssen, *Voordrachten over Röntgen-Analyse van Kristallen*, 170 blz., 21 fig. Centens Uitgevers Mij. Amsterdam, 1928. Prijs f 2.60.
- D. M. Smith, *Visual Lines for Spectrum Analysis*, 34 blz. — Adam Hilger Ltd. London 1928. Prijs 5 sh. net.
- J. H. Jeans, *Astronomy and Cosmogony*, 420 blz., 63 fig., 16 platen. — Cambridge University Press London. 1928. Prijs 31/6 net.

---

## STRIKVRAGEN

*Vraag XXXV.* Bij de bekende interferentieproef van Young laat men door een eerste nauwe spleet licht vallen op twee evenwijdige nauwe spleten achter welke men de interferentiefiguur op een scherm opvangt. Indien de lichtbron niet in, of onmiddellijk voor de eerste spleet staat, zullen de rechte stralen, die door de eerste spleet en onderscheidenlijk de twee volgende spleten gaan, van verschillende, en dus incohaerente deelen der lichtbron moeten uitgaan. Vanwaar niettemin de interferentie?

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*

**Het antwoord op vraag XXXII:** „In een boot op een meer drijvende ziet men boven het meer een regenboog staan. Zal men dien regenboog in het meer gespiegeld zien, indien het water op de plaatsen, waar dit eventueel noodig mocht zijn, rimpelvrij en spiegelglad is?” luidt als volgt:

Van het spiegelbeeld der druppels, die naar ons oog een gekleurden gebroken straal zenden, zal stellig niet zulk een gekleurde straal naar ons oog kunnen komen. Maar dat neemt niet weg, dat andere druppels wel via het spiegelende wateroppervlak ons gekleurde stralen zullen kunnen toezenden. Hoewel de regenboog dus niet een voorwerp is, dat gewoon gespiegeld kan worden, zullen wij toch wel in het meer een gespiegelden regenboog kunnen zien.

Dat is niet het eenige. Wij weten dat het deel van den regenboog beneden den horizon zichtbaar wordt, indien wij in een schuitje van een luchtballon ons bevinden. Doordat er zonnestrallen door het meer omhoog gekeerd worden, zullen wij den „gespiegelden” regenboog, die beneden den horizon staat, tot een vollen cirkel gecompliceerd kunnen zien door een boog die veel hoger staat dan de gewone regenboog, en hem in den horizon ontmoet.

## VERSLAGEN

**Vergadering der Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging** op Zaterdag 19 Mei 1928 om 15 uur Nat. Lab. te Amsterdam.

Behalve de leden zijn aanwezig vele genoodigden, waaronder de vertegenwoordigers van het Genootschap van Leeraren aan Nederlandsche Gymnasia (Dr. W. F. de Groot), van de Algemeene Vereeniging van Leeraren bij het Middelbaar Onderwijs (Dr. A. Houdijk) en van de Vereeniging van Leeraren bij het Christelijk Middelbaar Onderwijs. (Drs. J. van Andel).

Om 3 uur opent de Voorzitter (prof. Coster) de vergadering, heet de aanwezigen welkom en spreekt zijn dank uit aan de commissie Fokker c.s. voor het door haar uitgebrachte rapport over:

„Het onderwijs in de Natuurkunde aan Gymnasia, Hoogere Burgerscholen en Lycea”.

Deze vergadering van onze vereeniging zal gewijd zijn aan de bespreking van dit rapport. Het is niet de bedoeling om het werk van de commissie voort te zetten, maar meer om de stemming der leden te peilen, misverstanden uit den weg te ruimen en dan vooral om te komen tot maatregelen, die de vereeniging zal trachten te verwezenlijken. Daartoe zal de vergadering aan het Bestuur opdracht moeten geven om door middelen, die het bestuur goeddunkt (adressen, audientie, enz.), te ijveren voor bepaalde goed omschreven punten. Voordat deze bepaalde punten aan de orde komen stelt de Voorzitter voor, eerst algemeene beschouwingen te houden en daarna enkele voornaamste punten als bijv. het practisch werken, de stofverdeling, het mechanica-onderwijs te behandelen. Met het oog op den beschikbaren tijd stelt hij voor deze inleidende besprekingen te doen eindigen om 16.30, zoodat dan nog tijd overblijft om de maatregelen, die het bestuur zich voorstelt te nemen, te behandelen.

Prof. Ornstein zou gaarne nu reeds weten over welke punten straks na 16.30 de beslissing van de leden wordt verlangd.

De Voorzitter deelt mede, dat de vergadering zal worden gevraagd het bestuur te machtigen tot actie voor:

- 1e Verplicht practisch werken, geleidelijk in te voeren in 10 à 15 jaar.
- 2e Aan de Gymnasia in de 5e klasse  $\alpha$ 's en  $\beta$ 's te splitsen.
- 3e Op de H.B.S. de mechanica als onderdeel van de physica bij deze in te lijven.
- 4e Door de daardoor verkregen meerdere uren het natuurkunde-onderwijs in lagere klassen te laten beginnen.
- 5e Invoering van concentrische leergangen op H.B.S. en Gymnasia.

De algemeene beschouwingen worden nu geopend:

Prof. O r n s t e i n brengt hulde aan de commissie voor het door haar verrichte werk. Hij heeft bij de bestudeering van het rapport den indruk gekregen, dat het bedoeld is als iets bereikbaars, als een compromis. Hij hoopt, dat het bestuur wil afwijken van het advies van de commissie en met een maximaal-programma voor den dag zal komen. Daarin dient met groote klem er naar te worden gestreefd, aan de natuurkunde een veel meer centrale plaats in ons onderwijs te geven. Spreker zou van af de eerste klasse de natuurkunde in het programma willen zien geplaatst en laten aansluiten bij de natuurkunde op de lagere school.

Spreker betreurt, dat door de commissie geen contact met de docenten bij het Hooger Onderwijs is gezocht. Dan zou zeker het punt van de opleiding van den leeraar niet achterwege zijn gebleven, want spreker is er van overtuigd, dat er niet veel zal veranderen, wanneer de leeraren, die de physica doceeren, niet werkelijk physici zijn. (applaus).

Ook het eindexamen staat volgens spreker in het teeken van het compromis. De opgaven van het schriftelijk eindexamen voor natuurkunde aan de H.B.S. zijn niet altijd juist. Dit moet z.i. daaraan worden toegeschreven, dat deze schriftelijke taken niet worden gesteld door daarvoor verantwoordelijke personen.

Met buitengewoon veel genoegen heeft spreker gehoord, dat de mechanica niet langer een terrein voor den mathematicus zal blijven en hij acht het zeer juist, dat het bestuur wil uitgaan boven de voorstellen van de commissie.

Ten slotte meent spreker, dat het rapport geen rekening houdt met modern georganiseerd onderwijs. Het bestuur dient er bij de autoriteiten op aan te dringen, dat een grootere plooibaarheid in de behandelingswijze mogelijk wordt.

Drs. K e e s i n g sluit zich aan bij de hulde aan de commissie maar vindt het een lapsus, dat in het rapport geheel ontbreekt het onderwijs op kweek-scholen, litterair-oeconomische afdeling H.B.S. en Meisjes-H.B.S. Ook pleit spreker voor het herstel van laboratoriumuren.

Dr. S p i j k e r b o e r betreurt het, het rapport zoo kort voor de vergadering te hebben ontvangen. Daarom slechts één enkele opmerking. Heeft de commissie niet vergeten, dat de doelstellingen voor Gymnasia en H.B.S. verschillend zijn? Op de H.B.S. moet aan de exacte vakken een groote vormende waarde worden toegekend. Voor het onderwijs in lagere klassen gevoelt spreker niets. Dat is „Spielerei”.

Drs. H o b m a bespreekt ook het onderwijs in de lagere klassen. Wat op de lagere school geleerd wordt van natuurkunde is z.i. in het algemeen niet veel waard. Spreker zoekt de oorzaak hiervan in de opleiding van de onderwijzers en in de wijze waarop hen het examen in natuurkennis wordt afgenomen. Daarom dienen ook aan de kweekscholen academische krachten voor de natuurkundige opleiding der onderwijzers te zorgen.

Prof. F o k k e r, als voorzitter van de commissie, dankt voor de hulde, gemengd met verwijten, aan de commissie gebracht. De commissie stelt het wijzen op tekortkomingen zeer op prijs. De commissie is van de gedachte uitgegaan, dat het opstellen van vrome wenschen niet veel geeft en heeft

daarom onderscheiden, wat h.i. dadelijk kan verwezenlijkt worden en wat in de toekomst op verwezenlijking wacht. Haar rapport is dan ook meer een advies en geen strijdprogramma. De commissie heeft wel overwogen, in hoeverre de opleiding van de natuurkundeleeraren in haar rapport diende te worden opgenomen, maar het is haar gebleken, dat dit probleem zooveel zijden heeft en zoo nauw verband houdt met de algemeene opleiding van den leeraar, dat zij gemeend heeft, dat het buiten haar gestelde taak lag, zich hierover uit te spreken. Of de opleiding van den leeraar bij de docenten aan de Universiteit zooveel belangstelling vindt, valt nog te betwijfelen, gezien de houding van sommige faculteiten ten opzichte van de paedagogiek als bijvak bij het doctoraal examen. (Prof. O r n s t e i n : dat is een heel andere kwestie!)

De commissie heeft zich niet speciaal uitgesproken over het Dalton-onderwijs of andere moderne stroomingen. Wel stelt zij het practisch werken op den voorgrond en dat zal toch zeker iedere voorstander van modern onderwijs ook doen.

Aan Drs. K e e s i n g antwoordt spreker: Vita brevis; volledigheid zou het tijdig verschijnen van het rapport in gevaar hebben gebracht.

De opmerking van Dr. S p i j k e r b o e r wordt door spreker beantwoord door er op te wijzen, dat het doel, zooals dat op pag. 9 van het rapport is omschreven, zoowel voor Gymnasia als voor H.B. Scholen geldt. De vorm waarin het wordt nagestreefd is verschillend.

De V o o r z i t t e r besluit nu de algemeene inleiding. Ja, het rapport heeft wel het karakter van een compromis. Maar nu kan juist de Natuurkundige Vereeniging zelf met eischen voor den dag komen.

De V o o r z i t t e r stelt nu aan de orde algemeene bespreking van het stofprobleem.

Prof. K o h n s t a m m wil hierover zeer in het algemeen iets zeggen. Er moet zooveel mogelijk vrijheid gelaten worden. Men moet geen encyclopaedische kennis nastreven. Het is van veel meer belang dat de leerlingen enkele dingen goed weten. En dit bereiken zij doór te leeren kennen de proefondervindelijke methode. Dit is z.i. ook zeer juist uitgedrukt in de doelstelling op pag. 9. De nadruk dient daarbij te vallen op het eerste deel. Spreker zou hierbij ook het eindexamen willen bespreken. Niet alleen zou spreker wenschen, dat de verslagen van het practisch werken konden worden ingeleverd, maar ook dat in verband daarmede, bij gebleken voorkeur van den candidaat voor een bepaald onderdeel, het examen daaraan kon worden vastgeknoopt.

Prof. Z e r n i k e meent, dat in de doelstelling op pag. 9 vele doelstellingen door elkaar liggen.

Prof. F o k k e r stelt Prof. Z e r n i k e gerust omtrent het doel. Als men goed let op het eerste deel van de doelstelling op pag. 9 dan staat er toch: „de v o o r n a m s t e natuurkundige verschijnselen”. Dat sluit het gevaar voor al te encyclopaedische kennis toch wel buiten. Voordat nu de commissie tot de opsomming van de te behandelen stof kwam, heeft zij een lijst toegezonden aan alle collega's en met de 132 ingekomen antwoorden rekening gehouden. Afwijkende opinie's kwamen weinig voor.

Drs. Medemblik vraagt nog hoeveel er uit de keuzekolom zou zijn te behandelen.

De Secretaris (Dr. van Lohuizen) antwoordt, dat uit de ingekomen antwoorden als gemiddelde is gekomen 44%, dus nog minder dan de helft.

De Voorzitter stelt nu aan de orde: Het Practisch Werken.

Prof. Ornstein acht het zeer gewenscht spoedig practisch werken in te voeren. De op pag. 59 gegeven proevenlijst dient te worden ingeperkt. Spreker vergelijkt het met het practisch werken van de medici in Utrecht. Vooral veel *eenvoudige* proeven. Spreker stelt voor een commissie te benoemen om een instrumentarium voor practisch werken te ontwerpen.

De Voorzitter wil dat voorstel van Prof. Ornstein later behandelen. Nu moeten wij voort. Op het verslag van die commissie zouden we niet kunnen wachten.

Prof. Elias vraagt of het de bedoeling is dat de uren voor practisch werken zijn begrepen in de 13 uur die het bestuur voorstelt.

De Voorzitter beantwoordt deze vraag bevestigend.

Drs. Brugom vraagt inlichtingen over het practisch werken, hoe men handelt bij groote klassen.

Drs. Reindersma beantwoordt eerst Prof. Ornstein en geeft toe, dat deze wel een beetje gelijk heeft. In de lijst staan proeven van verschillende soort bij elkaar. In de proevenlijst zijn de meeste proeven voor „gelijk op” practisch werken, d.w.z. alle leerlingen doen tegelijk dezelfde proeven. Maar er staan ook proeven op, die op de facultatieve practica gedaan worden. Haalt men deze even uit elkaar, dan zijn er onder de proeven voor het „gelijk op” werken niet veel bij die te moeilijk zijn. Spreker vertelt van 16-jarige ervaring op het Nederlandsch Lyceum in den Haag en licht met een voorbeeld toe, hoe daar bijv. bij een proef met een kopervoltmeter nauwkeurige uitkomsten worden verkregen (1 à 2%). Dat in het algemeen bij dit practisch werken onder leiding van Drs. Corveren spreker zulke goede resultaten worden verkregen, schrijft spreker hieraan toe, dat de leerlingen in de 3e klasse systematisch leeren wegen en meten met behoorlijke nauwkeurigheid. Het idee van Prof. Ornstein om een commissie in het leven te roepen voor het ontwerpen van een *eenvoudig* instrumentarium juicht spreker toe. De algemeene doorvoering van het practisch werken stuit op het oogenblik op twee dingen: 1° de kosten (dan moeten de subsidies verhoogd worden), 2° de leeraren (omdat, zooals Prof. Ornstein reeds had opgemerkt, lang niet alle natuurkunde-leeraren physici zijn).

Als antwoord aan Drs. Brugom betreffende het practisch werken met groote klassen verwijst spreker naar Dr. Nathans, die in Utrecht op het Gymnasium het practisch werken heeft ingevoerd.

Dr. Nathans rectificeert dit, doordat hij in Utrecht in de gelukkige omstandigheid is, dat hij de groote klassen voor het practisch werken mag splitsen.

Dr. Minnaert juicht het zeer toe, dat de commissie zoo verstandig is vrijheid te laten bij het invoeren van het practisch werken. Verschillende

methodes kunnen goede resultaten hebben, mits men maar vast houdt aan één stelregel: „Het practisch werken moet verband houden met de les”. Anders verbreekt men de concentratie.

De Voorzitter zegt, dat het de bedoeling is het practisch werken te laten aansluiten bij de les.

Prof. Ornstein deelt mede, dat de kosten niet zoo hoog zijn. Het practicum voor medici, biologen en chemici in Utrecht heeft maar f 10.000 gekost. (algemeene hilariteit). In antwoord op hetgeen Drs. Reindersma heeft gezegd meent spreker, dat vele proeven in de proevenlijst genoemd voor het begrip van den leerling te moeilijk zijn, juist bijv. die kopervoltmeter.

De Voorzitter stelt aan de orde: de Mechanica.

Dr. Minnaert betreurt het, dat de commissie maar voorstelt een deel der mechanica-uren bij de natuurkunde te voegen. Spreker had liever gezien, dat de mechanica geheel bij de natuurkunde werd ondergebracht en experimenteel werd behandeld. De rationeele mechanica dient te vervallen.

De Voorzitter wijst er op, dat het voorstel van het Bestuur boven dat van de commissie uitgaat en geheel met sprekers wensch overeenstemt.

Daarna komt aan de orde: Stofverdeeling in 2 rondes.

De Voorzitter wijst er op, dat er zoowel paedagogische als praktische gronden zijn voor deze verdeeling. De eerste ronde, die een algemeen orienteerend karakter zal dragen, geeft een afgerond geheel voor de  $\alpha$ 's op het Gymnasium en voor hen die de H.B.S. na de 3e klasse verlaten. Daarom is het ook gewenscht, dat in de lagere klassen natuurkunde wordt gegeven. Daarom zal het bestuur er ook op aandringen, dat deze mogelijkheid gegeven wordt.

Drs. Hobma wijst er op dat voor de Lycea die mogelijkheid al bestaat en schrijft op het bord het schema van het Christelijk Lyceum te Zeist.

	Gymnasium	H.B.S.
I	1	1
II	1	1
III	2	3 waarvan 3 gewoon 0 practisch.
IV	1	4 „ 2 „ 2 „
V $\alpha$ 1	$\beta$ 2	5 „ 3 „ 2 (fac.) „
VI	$\beta$ 3	

Op het Amsterdamsch Lyceum (afdeeling Gymnasium) is, naar Dr. van der Harst mededeelt, de verdeeling:

- II 2 uur practisch
- III 0
- IV 2 uur  $\alpha$  en  $\beta$
- V 1 uur  $\alpha$  4 uur  $\beta$
- VI 0 uur  $\alpha$  4 uur  $\beta$ .

Dr. Spijkerboer heeft bezwaar tegen de natuurkunde in de lagere klassen. Dan hebben de leerlingen nog geen voldoende mathematische kennis. Nu men de mechanica ook al wil afschaffen, vreest spreker sterk voor „Spielerei”.

Drs. R e i n d e r s m a antwoordt dat blijkens zijn eigen ervaring op het Ned. Lyceum het natuurkunde-onderwijs in de lagere klassen volstrekt geen „Spielerei” is. Als men zich verbeeldt, dat natuurkunde alleen maar kan worden onderwezen als men wiskundige formules gebruikt, dan is dat onjuist. Is er bijv. een duidelijker bewijs voor deze bewering dan de brief, die P é r i e r aan P a s c a l schrijft over de proef aangaande den barometerdruk op de Puy de Dôme. Daar komt geen formule in voor en toch is het een zuiver stuk natuurkunde.

D e V o o r z i t t e r wijst Dr. S p i j k e r b o e r er nog op, dat we bij het voorstel tot overbrenging van de mechanica bij de natuurkunde geheel in overeenstemming zijn met het buitenland.

Daar het nu 16.30 is, stelt de V o o r z i t t e r voor, over te gaan tot het nemen van besluiten, waaraan het Bestuur de machtiging kan ontleenen om verder actie te voeren. Aan de orde is:

Voorstel I. Het practisch werken voor Natuurkunde op H.B.S. en Gymnasia worde verplicht gesteld, in te voeren in afzienbaren tijd (10 à 15 jaar).

Drs. B r u i g o m wijst er op, dat voor het invoeren van het practisch werken subsidieverhoging noodig is.

Prof. Z e r n i k e stelt de vraag, of het practisch werken in alle klassen of alleen in de hoogste zal worden doorgevoerd.

Prof. K o h n s t a m m wenscht opgenomen te zien, dat het practisch werken bij het eindexamen in rekening zal worden gebracht. Door aan de hand van de ingeleverde verslagen der proeven het examen te beginnen, zou hier juist een vruchtbaar terrein zijn om dieper door te dringen tot wat de leerling weet.

Drs. J a n e t t meent, dat de proeven zoo eenvoudig zijn, dat hierin moeilijk stof zou zijn te vinden.

Dr. N a t h a n s zou ook gaarne zien, dat het practisch werk als grondslag werd aangenomen en dat van daaruit naar andere terreinen der physica zou worden gegaan bij het examen.

Voorstel I wordt aangenomen met algemeene stemmen (1 blanco).

Voorstel II. Het natuurkunde-onderwijs in de 5e klassen van het Gymnasium worde aan de  $\alpha$ 's en  $\beta$ 's afzonderlijk gegeven.

Prof. F o k k e r geeft nog enkele inlichtingen in verband met een onderhoud van de commissie met Dr. V i n k e s t e i j n.

Voorstel II wordt aangenomen met 1 stem tegen en 10 blanco.

Aan de orde is nu:

Voorstel III. Op de H.B.S. worde de mechanica geheel bij de natuurkunde ondergebracht.

D e V o o r z i t t e r wijst er nadrukkelijk op, dat het bestuursvoorstel verder gaat dan hetgeen de commissie heeft voorgesteld. Het voorstel van de commissie is ontstaan als compromis met de commissie Beth c.s. Het Bestuur is echter van meening, dat gestreefd moet worden naar algeheele



onderbrenging van de mechanica onder de natuurkunde. Nergens in het buitenland heeft men het als afzonderlijk vak.

Drs. v a n A n d e l heeft dit voorstel met verwondering gehoord. Er is toch samenspreking geweest tusschen de commissie F o k k e r en de commissie B e t h, waarvan spreker deel uitmaakt. De commissie wilde de mechanica als afzonderlijk vak laten bestaan. Nu wordt als argument aangevoerd, dat men dat in het buitenland in het geheel niet kent, maar dat is geen reëel argument. De mechanica is in aanzien gedaald. De bedoeling van de commissie B e t h was, dit vak weer tot zijn vroegere beteekenis terug te brengen. Het is een vak, waar merg in zit. Spreker vreest, dat bij inlijving van de mechanica bij de physica er veel minder aan gedaan zou worden en de meerdere uren aan electriciteit en atoomphysica zouden worden besteed. Spreker beveelt aan, dat het bestuur contact zoekt met de commissie B e t h.

Prof. F o k k e r wijst er op, dat er gezocht is naar een oplossing, die beide partijen bevredigen kon. Het rapport is een advies, geen strijdprogramma. De oplossing ziet de commissie in de verkrijging van 2 uur met behoud van de rationeele mechanica in de 5e klasse. Het is wel vreemd dat het gevoel voor de noodzaak, mechanica natuurkundig experimenteel te grondvesten, in het onderwijs zoo verloren is gegaan. Wat heeft 's-Gravesande in de 18de eeuw al niet gedaan om de beginselen der mechanica experimenteel voor te dragen!

De Voorzitter meent, dat de Natuurkundige Vereeniging heeft te strijden voor verbetering van het natuurkunde-onderwijs en daarom doet hij het voorstel niet alleen op wetenschappelijke gronden (mechanica is van den oorsprong af de grondslag voor de natuurkunde) maar ook op paedagogische gronden (het experiment past beter aan bij den leeftijd der leerlingen dan het abstracte). Daarom is het bestuur gekomen met het verstaande voorstel: de mechanica geheel bij de natuurkunde onder te brengen.

Dr. S p i j k e r b o e r vreest voor vermindering van den wiskundigen grondslag der physica.

Dr. M i n n a e r t antwoordt hierop, dat als men vraagt, wat van meer belang is, de natuurkundige inhoud of de wiskundige formuleering, dan zal men wellicht zeggen, dat de leerlingen het best de wiskundige formuleering kunnen reproduceeren. Dat leeren ze uit hun hoofd. Maar vraagt men, wat hen later is bijgebleven, dan blijkt dat juist de natuurkundige inhoud te zijn. Spreker vergelijkt de mechanica met de optica, hoe bij beide moet zijn een harmonische verbinding van inductie en deductie. Spreker wenscht dus het verstaande voorstel te steunen.

Prof. F o k k e r verklaart dat de commissie buiten de stemming wenscht te blijven.

Voorstel III wordt aangenomen met 5 stemmen tegen, 6 blanco, (waaronder die van de aanwezige leden der commissie).

De voorstellen IV en V blijken moeilijk van elkaar te scheiden te zijn. Het invoeren van een onderwijs in twee ronden hangt volgens velen samen met het verkrijgen van meerdere uren in de lagere klassen.

Drs. J a n e t t vraagt hoe men practisch meer uren in de lagere klassen kan krijgen.

Dr. S p i j k e r b o e r antwoordt, dat dat wel gaat; er zijn vakken als aardrijkskunde en geschiedenis, die graag een uur in de hoogere klassen zouden willen hebben.

D e S e c r e t a r i s licht, op een desbetreffende vraag, toe hoe hij 14 jaar lang de stof voor de 1e ronde heeft gegeven, met 2 uur in de 2e klasse en 3 uur in de 3e klasse.

Dr. N a t h a n s heeft praktische bezwaren tegen de twee concentrische leergangen op een Gymnasium.

Mej. Dr. R e u d l e r meent, dat de meesten wel gevoelen voor 2 rondes.

Na nog eenige gedachtenwisseling wordt ten slotte in stemming gebracht: Voorstel IV. Het natuurkunde-onderwijs aan Gymnasia en Hoogere Burgerscholen worde gegeven in twee concentrische rondes. Dit kan alleen ten volle tot zijn recht komen als in het geheel minstens 4 cursusjaren ter beschikking staan.

Dit voorstel wordt aangenomen met 3 stemmen tegen en 2 blanco.

Hierna wordt nog afzonderlijk gestemd over:

Voorstel V. Het aantal lessen voor natuurkunde aan een H.B.S. worde over de lagere klassen uitgebreid.

Dit voorstel wordt aangenomen met 2 stemmen tegen en 3 blanco.

Hierop sluit de V o o r z i t t e r om 17.45 de vergadering.

De Secretaris  
T. v a n L o h u i z e n.

## MEDEDEELINGEN

**Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging.** Maandag 11 Juli l.l. heeft het Bestuur van deze Vereeniging, vertegenwoordigd door zijn Voorzitter (Prof. Dr. D. Coster) en zijn Secretaris (Dr. T. van Lohuizen) aan den Minister van Onderwijs, Kunsten en Wetenschappen in een audientie aangeboden het navolgende adres:

Aan Zijne Excellentie, den Minister van Onderwijs, Kunsten en Wetenschappen

te

's-Gravenhage.

*De Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging*, welke onder haar leden zeer vele docenten bij het middelbaar en alle docenten bij het hooger onderwijs telt, neemt bij deze de vrijheid het volgende onder de aandacht van Uwe Excellentie te brengen:

In de laatste jaren is herhaaldelijk de opmerking gemaakt, dat de resultaten van ons middelbaar onderwijs niet altijd zijn, zooals men zou mogen wenschen. Ongetwijfeld is een der voornaamste oorzaken van het minder goed functioneeren van het onderwijs gelegen in de overgroote klassen en in het overgroot aantal lesuren der leeraren. Hierop nogmaals te wijzen zou evenwel overbodig mogen heeten; aan de andere kant ligt het minder op de weg van onze vereeniging te beoordeelen in hoeverre de staat van 's Rijks schatkist gebiedt de huidige toestand te bestendigen. Wij hebben daarom veeleer ons afgevraagd door het nemen van welke andere maatregelen men van het middelbaar onderwijs betere resultaten zou mogen verwachten.

Noodzakelijkerwijze heeft men zijn aandacht dan te vestigen op de leerstof en de leermethode. De aard van onze vereeniging brengt met zich mee, dat we ons hier in hoofdzaak tot het onderwijs in de natuurkunde bepalen.

Wat nu de *leerstof* betreft: Er is, en ten deele terecht, aan het middelbaar onderwijs verweten, dat het van de leerlingen weleens te veel encyclopaedische kennis eischt. Dit bezwaar kan men ontgaan door meerdere *centralisatie* der leerstof. Men heeft zich dan in de eerste plaats af te vragen, welke vakken in het centrum van de belangstelling van de leerlingen hebben te staan. Voorzoverre de leerlingen der middelbare scholen opgeleid worden voor een latere studie in natuurwetenschappelijke richting, (dit zijn dus een groot deel leerlingen van de H. B. S., exclusief de literair-economische afdeling en de leerlingen van de B-afdeeling der gymnasia) zal de natuurkunde, natuurwetenschap bij uitnemendheid, een voorname — en naar ons voor-

komt een meer centrale plaats dan tegenwoordig — moeten innemen. O.a. zal het noodig zijn het natuurkunde-onderwijs reeds in de lagere klassen aan te vangen en het zoo mogelijk te doen aansluiten bij het natuurkunde-onderwijs op de lagere school.

Binnen de grenzen van de natuurkunde zelf valt op te merken, dat een degelijke verwerking der stof, zóó dat de hoofdzaken tot haar recht komen en blijven, met zich mede brengt, dat men de leerstof op andere wijze te verdeelen heeft. Het komt ons voor, dat zowel op de H. B. S. als op het Gymnasium, afd. B, de stof in twee trappen of ronden behandeld dient te worden, waarbij in de eerste leergang een globaal overzicht der natuurkundige verschijnselen verkregen wordt, en in de tweede leergang, die zich over de hoogste twee klassen heeft uit te strekken, dieper op de stof wordt ingegaan, waarbij deze leerstof gegroepeerd wordt om centrale hoofdzaken, en behandeld vanuit enkele essentiële gezichtspunten, zooals in het rapport van de door onze vereeniging ingestelde studiec commissie, dat als bijlage hiernevens gaat, is uiteengezet in blz. 12 en blz. 46 en volgende. De verdeling in twee ronden heeft bovendien het volgende praktische voordeel:

- 1e Wat de H. B. S. betreft: wgens de omzetting van vele H. B. S. met 3-jarige cursus in H. B. S. met 5-jarige cursus, zijn er een tamelijk groot aantal leerlingen, die slechts de eerste drie klassen van de 5-jarige H. B. S. volgen, om daarna naar het middelbare technisch land- en tuinbouw- of handelonderwijs over te gaan. Deze leerlingen zouden indien de eerste ronde in de 3e klasse afgesloten werd, wat de natuurkunde betreft, een afgesloten geheel gehad hebben.
- 2e Wat de gymnasia betreft, zouden in de eerste leergang de A- en B-leerlingen te zamen het natuurkunde-onderwijs kunnen volgen, in de tweede leergang zou met de B-leerlingen afzonderlijk dieper op de leerstof kunnen worden ingegaan. De bovenbedoelde centralisatie van de leerstof brengt wellicht mee, de A-leerlingen van de tweede leergang geheel vrij te stellen, waartegen te minder bezwaar zou bestaan indien zooals verderop besproken wordt, het natuurkunde-onderwijs op de gymnasia met 2 uren in de tweede klasse zou worden uitgebreid.

Wat nu de *leermethode* betreft, heeft men o. i. meer rekening te houden met één der hoofdeischen van alle modern onderwijs: de zelfwerkzaamheid. Deze eisch beteekent voor het natuurkunde-onderwijs, dat de leerlingen gelegenheid moeten krijgen zelf eenige eenvoudige proeven te doen. Dit praktisch werken der leerlingen heeft bij de mondelinge les aan te sluiten en moet daarmee één geheel vormen. In het bijzonder is dit praktisch werken gewenscht voor de leerlingen, voor wie natuurkunde hoofdvak is, dat zijn dus de leerlingen der H. B. S. exclusief de literair-economische afdeling en de leerlingen der gymnasia, afdeling B. Onze vereeniging ziet zeer wel in, dat het verplicht stellen van het praktisch werken in de natuurkunde voor de leerlingen der middelbare scholen voor de meeste onderwijsinrichtingen een zoodanige verandering meebrengt, dat zij — hoe wenschelijk op zich zelf ook — niet in éénmaal is door te voeren. Vandaar dat wij in overweging geven het verplicht praktisch werken, geleidelijk in de eerstvolgende 10 à 15 jaar in te voeren. Van de beschikbare subsidie voor leermiddelen zal afhangen,

welke vlucht dit practisch werk zou moeten nemen. Bij het eindexamen zou met dit practisch werken rekening gehouden kunnen worden in dier voege, dat ook naar aanleiding van eenige door de leerlingen verrichte proeven examenvragen worden gesteld. Het is de bedoeling van onze vereeniging, dat het practisch werken geheel bij de gewone natuurkundelessen wordt ondergebracht. Over de vraag, hoeveel tijd gemiddeld aan het practisch werk besteed kan worden, zal althans aanvankelijk de beslissing aan de betrokken leeraar of directeur gelaten moeten worden. Bij het instellen van het practisch werken zullen de lesuren in de natuurkunde uitgebreid dienen te worden. Voor de H. B. S. kan dit naar onze vereeniging meent zonder eenige essentieele verandering, zooals uit het volgende blijkt. Voor het gymnasium zal in 1 of 2 meer natuurkunde-lesuren bij voorkeur in de 2e klasse voorzien moeten worden.

Buitendien heeft onze vereeniging hier een wensch uit te spreken, die alleen de H. B. S. geldt. Deze wensch bestaat ook los van elke andere hervorming van het natuurkunde-onderwijs; met het kostenvraagstuk heeft hij niets te maken. Op de H. B. S. wordt de mechanica als afzonderlijk vak gedoceerd. Het komt onze vereeniging voor, dat de mechanica ook op de H. B. S. behoort te zijn, wat zij overal en ten alle tijde geweest is, nl. een onderdeel van de natuurkunde en tevens één harer grondslagen. Wij geven dus in overweging, zoowel het vak als de daarvoor uitgetrokken uren bij de natuurkunde onder te brengen.

Ter toelichting diene nog het volgende: De historische ontwikkeling heeft er in ons land toe geleid, dat de mechanica op de H. B. S. meer als ratio. neele mechanica veelal door de wiskundeleeraar gedoceerd wordt. Wetenschappelijk is dit o. i. minder wenschelijk, immers de mechanica heeft zooals andere deelen der natuurkunde ook een sterk proefondervindelijk karakter. In het onderwijs behooren, zooals bij alle natuurwetenschappelijk onderwijs, deductie en inductie elkaar af te wisselen. Brengt men te veel de axiomatische, abstracte zijde naar voren, dan begaat men teven de paedagogische fout, dat men niet aansluiting zoekt, bij datgene, wat de leerlingen het naaste ligt, nl. de ervaring.

De natuurkundige vereeniging zou hier dus de volgende concrete wenschen willen formuleeren:

- 1e. Voor de leerlingen der H. B. S. en der Gymnasia afdeeling B het practisch werken in de natuurkunde verplicht te stellen, evenwel in dier voege, dat het geleidelijk in de loop van 10 à 15 jaar dient ingevoerd te worden.
- 2e. Aan de gymnasia in de 5e klasse voor de natuurkundelessen de B-afdeeling geheel van de A-afdeeling te scheiden.
- 3e. Op de H. B. S. de mechanica als onderdeel van de natuurkunde bij deze onder te brengen.
- 4e. Wat de H. B. S. betreft: dank zij de meerdere uren, door de in het vorige punt genoemde maatregelen verkregen, het natuurkunde onderwijs in lagere klassen te laten aanvangen.  
Wat de gymnasia betreft: de natuurkunde-lesuren met 1 of 2 uren in de tweede klasse te vermeerderen.

5c. Zoowel op de H. B. S. als op de gymnasia wat betreft de natuurkunde de stof in twee ronden te doen behandelen, zooals dit in het rapport van de studiec commissie onzer vereeniging, dat als bijlage hierbij gevoegd is, wordt uiteengezet.

Het bestuur der natuurkundige vereeniging, verklaart zich gaarne bereid de in dit adres naar voren gebrachte denkbeelden desgewenscht nader toe te lichten c.q. te preciseeren.

Met de meeste hoogachting verblijven wij van Uw Excellentie  
de dienstw. dn.

(w.g.) D. Coster, *Voorzitter.*

(w.g.) T. van Lohuizen, *Secretaris.*

## BOEKBESPREKING

*H. A. Kramers* en *Helge Holst*, **De bouw der atomen**. VIII + 201 blz., 37 fig. — D. B. Centen's Uitgevers-Maatschappij, Amsterdam. 1927. Prijs geb. f 4.90.

Bij de beoordeeling van dit boekje moet men zich geheel plaatsen op het standpunt, door de schrijvers in hunne voorrede aangegeven. Doet men dit, dan kan van het werkje gezegd worden: een samenvattend overzicht over den huidige stand van onze kennis van den atoombouw zóó vlot geschreven en prettig leesbaar, dat men het gaarne in één adem zou doorlezen. Toch verdient dit boekje ten volle eene nauwkeuriger bestudeering en kan zoodoende voor studenten in de wis- en natuurkundige vakken aanleiding zijn om zich, na deze doorwrochte inleiding, in de meer uitvoerige werken over dit onderwerp te verdiepen.

Doch ook den docenten, die zich een beeld willen vormen van de moderne ontwikkeling der atoomtheorie, zij de lectuur van het boekje warm aanbevelen. De stof is op zoodanige wijze behandeld, dat de leeraar wellicht aanknooppingspunten voor zijn onderwijs zal vinden.

Misschien dat deze of gene de drie eerste hoofdstukken (atomen en moleculen; de lichtgolven en het spectrum; ionen en electronen) als inleiding ietwat lang vindt; deze hoofdstukken vormen met het volgende gedeelte van het boek een goed historisch geheel, zoodat menigeen ze slechts noode zal willen missen.

De volgende hoofdstukken dragen tot opschriften: het atoom als planetenstelsel; de theorie van *Bohr* voor het waterstofspectrum; verschillende toepassingen der atoomtheorie van *Bohr*; de bouw van het atoom en de chemische eigenschappen der stoffen; lichtdeeltjes en materiegolven. In dit laatste hoofdstuk wordt beknopt het allernieuwste geboden, n.l. de lichtquanta van *Einstein*, de materiegolven van *De Broglie* en de golftheorie van *Schrödinger*; deze laatste in verband met de quantummechanica.

Het lijdt geen twijfel of menigeen zal, na grondige kennismaking met deze voortreffelijke inleiding, aangespoord worden om zich een dieper inzicht te verschaffen door de studie van uitvoeriger werken en oorspronkelijke verhandelingen. Dat zal voor dieper inzicht zeker noodig zijn, daar de mathematische behandeling in dit boekje geheel op den achtergrond is gedrongen. Slechts in een kort aanhangsel worden eenige eenvoudige berekeningen en afleidingen gegeven.

Men moet Prof. *Kramers* dankbaar zijn, dat hij de Nederlandsche

wetenschappelijke literatuur met dit fraaie boekje heeft willen verrijken. Aan den uitgever komt zeker een woord van lof toe voor de waarlijk keurige verzorging van deze uitgave.

V. S. F. B.

*A. S. Eddington, Sterren en Atomen*, vertaald door J. H. Beucker Andrae. — Van Stockum en Zn., Den Haag, 1928.

Een kostelijk boek! In 150 bladzijden, die men leest als een roman, heeft Eddington een overzicht gegeven van eenige der voornaamste uitkomsten der moderne astrophysica; en doordat hij zelf op de meeste dier gebieden baanbrekend werk heeft verricht, heeft hij een uiteenzetting kunnen geven die de grondgedachten geheel zuiver laat uitkomen, en die bevrijd is van alle bijwerk, van alle wiskundige hulpmiddelen: „populair” in den besten zin van het woord! Daardoor wordt het boek niet alleen van hooge waarde voor den leek, maar het geeft ook den vakman een bijzonder genot, omdat het overal zoo duidelijk doet zien wat nu eigenlijk de hoofdzaak is.

Een eerste hoofdstuk is gewijd aan de temperaturen en aan de ionisatie in het binnenste der sterren; een ander aan den oorsprong der straling van de sterren; een derde aan verschillende onderwerpen (pulseerende sterren, chromosfeer, spectraalreeksen, interstellair calcium enz.). Men ziet dat de titel van het boek terecht gekozen was: voor al deze onderwerpen is de atoom- en electronentheorie de onontbeerlijke basis waarop de sterrekunde steunt; en omgekeerd hebben de sterren ons daarbij ook allerlei over de atomen geleerd.

Een van de machtigste hulpmiddelen die Eddington gebruikt in de uiteenzetting van zijn onderwerp, dat zijn . . . de grapjes! Soms zijn het alleen maar geestigheidjes van den auteur, die speelsch door zijn onderwerp dartelt en zijn blijden geest laat schitteren. Meestal echter brengen ze het schijnbaar onbegrijpelijke ineens op het plan der alledaagsche dingen, wat haast den indruk maakt van een parodie, maar toch tevens de wetenschappelijke begrippen tot werkelijkheden maakt, even reëel als onze gewone huiselijke omgeving. Deze laatste grapjes zijn verreweg de mooiste en de waardevolste! Bijzonder aardig zijn de opmerkingen over de algemeene methode der wetenschap, die op allerlei plaatsen voorkomen, en die ons zoo dicht bij de persoonlijkheid van Eddington brengen.

De vertaling is verzorgd en helder. Zeven fraaie platen verluchten het boek.

M. M.

*Ernst Cohen, Physikalisch-Chemische Metamorphose*, 135 blz., 58 fig. — Akademisch Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig 1927.

Dit boekje bestaat uit 21 colleges, welke de schrijver in 1925—1926 aan de Cornell University in Ithaca, N. Y. in de Engelsche taal heeft gehouden, in welke taal ze bovendien dan ook zijn verschenen. Toch is deze Duitsche uitgave eigenlijk als de oorspronkelijke te beschouwen, daar de schrijver na ieder college het behandelde in het Duitsch opschreef, waarna het manuscript weer in het Engelsch werd vertaald. In de eerste tien colleges wordt voornamelijk verteld van de onderzoekingen, in het Utrechtsche laboratorium verricht, over het voorkomen van verschillende modificaties, zoowel van elementen als verbindingen. Een chemisch zuivere stof bleek bij dit



onderzoek dikwijls nog een mengsel te zijn van verschillende modificaties en er zijn aanwijzingen, dat dit verschijnsel zeer algemeen is. De meeste fysisch-chemische constanten zijn volgens den schrijver gemeten aan ongedefinieerde mengsels van modificaties van één stof, stoffen dus die misschien wel chemisch zuiver, maar zeker niet fysisch zuiver waren. Op zeer duidelijke wijze schetst schrijver het verloop der experimenteële onderzoekingen, waarbij vele teekeningen ter verduidelijking zijn toegevoegd. De bekende onderzoekingen over het witte en grauwe tin zijn o.a. opgenomen, verder experimenteel werk over cadmiumjodide, zilverjodide, ammoniumnitraat enz.

Het tweede deel handelt over enkele piëzochemische problemen en zal misschien den physikus iets minder interesseeren. Evenals het eerste deel echter, laat dit zich ook heel prettig lezen. Voornamelijk wordt behandeld de invloed van de druk op de oplosbaarheid, maar ook wordt b.v. de invloed van de druk op de diffusiesnelheid besproken. Ook in dit tweede deel is alles besproken aan de hand van voorbeelden uit de onderzoekingen uit het laboratorium van den schrijver. Met buitengewone nauwkeurigheid geschieden de metingen, dikwijls langs elektrische weg. De uitvoering van het boekje is keurig.

D. B.

*N. H. Kolkmeijer, J. M. Bijvoet en A. Karssen, Voordrachten over Röntgenanalyse van kristallen.* 170 blz., 21 fig. — D. B. Centen's Uitgevers-Maatschappij Amsterdam, 1928. Prijs f 2.60.

De verschijning van dit boekje kan met vreugde worden begroet. Het vereenigt een vijftal belangwekkende voordrachten, welke door de schrijvers in het afgelopen jaar zijn gehouden, en die nagenoeg het geheele gebied der röntgenanalyse van kristallen omvatten (oorspronkelijk zijn deze voordrachten in het „Chemisch Weekblad” gepubliceerd). De veelzijdigheid van het behandelde blijkt wel uit de volgende samenvatting der inhoud. Besproken worden: de vervaardiging en berekening van röntgenogrammen (hoofdstukken I en VI); een aantal uitkomsten van het röntgenonderzoek voor kristal-, molecuul- en atoombouw, en de toepassing van een dergelijk onderzoek in de analytische chemie en metallografie (hoofdstuk II); röntgenstralen en organische chemie (hoofdstuk III); de moeilijkheden welke zich voordoen bij de quantitative bepaling van het verstrooiende vermogen der atomen (o. a. ten gevolge van primaire en secundaire extinctie) (hoofdstuk IV); de Fourieranalyse van kristalstructuren (hoofdstuk V).

Het werkje kan zoowel chemici als physici, die zich op de hoogte willen stellen van het op het gebied der röntgenkristalanalyse bereikte, ter lezing zeer worden aanbevolen. In het bijzonder echter zullen m. i. diegenen er met profijt in lezen, die zich reeds meer of minder vertrouwd voelen met de kristallografische grondbegrippen en de werkmethode, die aan dit gebied van onderzoek ten grondslag liggen. Tengevolge toch van het feit, dat de tekst oorspronkelijk voor verschillende voordrachten heeft dienst gedaan, is bij het behandelde een beknoptheid betracht, die aan de duidelijkheid der uiteenzetting wel eens afbreuk doet. Zoo zou in het gedeelte, dat over de berekening van röntgenogrammen handelt, een meer algemeen gehouden be-

schouwing van het probleem aan het goed begrip van het geheel misschien wel ten goede gekomen zijn. In het bijzonder is hier de draaikristal-methode zeer spaarzaam besproken.

In het hoofdstuk over organische verbindingen is een zeer ruime plaats toegekend aan het onderzoek van stoffen met lange ketens; het is jammer, dat niets is medegedeeld over het verband tusschen de symmetrie van het kristal en die der kristalmoleculen. Dit laatste toch is van groot belang bij het röntgenografisch onderzoek van organische verbindingen.

Het boekje heeft een zeer sprekende omslagteekening en ziet er goed verzorgd uit.

W. G. B.

*Fv. Fr. Martens, Physikalisch-technische Elektrizitätslehre*, 808 blz., 642 fig. — 2e druk. Friedr. Vieweg und Sohn. Braunschweig 1927. Prijs R. M. 42, geb. R. M. 48.

De 1e druk verscheen onder den titel „Physikalische Grundlagen der Elektrotechnik”; zooals deze titelverandering uitdrukt is bij de tweede druk het zwaartepunt verlegd van de technische beheersching der elektrische en magnetische verschijnselen, naar een juist inzicht en grondige behandeling van deze verschijnselen voor zichzelf.

De hoofdstukken Elektromagnetische Schwingungen en Elektromagnetische Strahlung (blz. 401—620) verschenen tevens afzonderlijk onder den titel „Hochfrequenztechnik” en werden reeds vroeger besproken.

In het geheele boek is consequent doorgevoerd het gebruik van praktische eenheden, n.l. Volt, Ampère, Ohm, en dus voor de eenheid van kracht 1 Joule/cm. Hoe uit de fundamenteele eenheden gram, cm en seconde zonder de omweg over de gebruikelijke onpractische eenheden (e. s. e. en e. m. e.) deze eenheden zijn af te leiden, laat de schrijver zien op blz. 758.

Nemen we b.v. de weerstand van een draad. Deze vergelijken we met de inductieve weerstand van een ringspoel, waarvan de zelfinductie in het praktische stelsel wordt weergegeven door  $L = \mu w^2 F/l$ .

$w$  = aantal windingen

$F$  = oppervlak

$l$  = lengte

Voor het luchtledige moeten we schrijven  $L = \mu_0 w^2 F/l$  en we definiëren de ohm zóó dat:

$$\mu_0 = 0,4\pi \cdot 10^{-8} \frac{\Omega \text{ sec.}}{\text{cm.}}$$

Hierdoor wordt  $L$  uitgedrukt in  $\Omega \text{ sec}$ , en de inductieve weerstand  $\omega L$  in  $\Omega$ .

Wat gewoonlijk de permeabiliteit  $\mu$  genoemd wordt, is hier  $\frac{\mu}{\mu_0}$ , het permeabiliteitsgetal en we onderscheiden Lee:induktion  $\mu_0 H$  (permeabiliteit  $\mu_0$ )

$$\text{dimensie } \frac{\text{Volts sec}}{\text{cm}^2} = \frac{\text{flux}}{\text{cm}^2}$$

Stoffinduktion  $\mu H$  zelfde dimensies (permeabiliteit  $\mu$ ) en magn. Stofffeldstärke =  $\frac{\mu}{\mu_0} H$ , uitgedrukt evenals  $H$  in  $\frac{\text{Ampère}}{\text{cm}}$ . Overeenkomstige betrek-

kingen gelden in het elektrostatische veld en ons insziens is deze schrijfwijze der vergelijkingen alleszins aanbevelenswaard.

Dat de schrijver een zeer ruim begrip heeft van wat tot de Elektrizitätslehre behoort, volgt wel hieruit, dat men b.v. naast de behandeling van elektrische meetinstrumenten of ankerwikkelingen van gelijkstroommachines ook drie hoofdstukken gewijd vindt aan de moderne atoomtheoriën. Wat ons reeds bij het doorlezen van „Hochfrequenztechnik” trof, n.l. dat de schrijver zich overal moeite heeft gegeven om de kortste en elegantste afleidingen te geven, wordt ook hier volop bewaarheid. Als een klein voorbeeld kan b.v. dienen de wijze waarop op blz. 15 de cirkelvorm voor de tusschen twee parallelle dunne cylinders van tegenovergestelde polariteit verloopende krachtlijnen wordt aangetoond.

Ten slotte mag niet onvermeld blijven, dat zich achterin een uitgebreide tabel bevindt, waaruit de betrekkingen tusschen eenheden van verschillende stelsels onmiddellijk en zonder kans op vergissingen zijn af te leiden. Ook vindt een uitvoerige tabel van veel voorkomende natuurkundige grootheden een plaats. Naast de andere goede eigenschappen maakt dit het boek zeer aantrekkelijk.

K. P.

*J. Ponsinet. Principes de l'Electrochimie.* 215 blz., 35 fig. — Armand Collin, Paris, 1927. Prijs: frs. 9, geb. frs. 10.25.

Dit werkje, deel uitmakende van de reeks „Armand Collin”, geeft een beknopte inleiding tot de electrochemie. In het algemeen is het duidelijk geschreven; op enkele plaatsen gaat beknoptheid wel eens in oppervlakkigheid over, zoo op bladz. 93 waar de physiologische werking voor de cyaniden zonder meer wordt toegeschreven aan de aanwezigheid van cyaanionen, of op bladz. 98, waar de ionisatie der zouten in oplossing verklaard wordt door een „verzwakking van de binding, die de ionen in het molecuul bijeenhoudt. Bij de bespreking van de formule voor de electrostatische kracht van concentratiecellen wordt nog de afleiding van N e r n s t gegeven. Enkele zinnen zijn onbegrijpelijk, vermoedelijk door het insluipen van schrijffouten. Zoo bladz. 126 waar geconstateerd wordt, dat de contactpotentiaal tusschen zilvernitraatoplossingen van verschillende concentraties daalt door toevoeging van ammoniumchloride (waarschijnlijk is bedoeld ammoniumnitraat) en op bladz. 141, waar verteld wordt, dat het oplosbaarheidsproduct van zilvernitraat is 10—16. Hier is blijkbaar bedoeld zilverjodide. Wat betreft de afwijkingen, die de sterke electrolyten vertoonen, wordt alleen een hypothese van L e w i s genoemd: een verklaring wordt verder niet gegeven, de theorieën van G o s h en D e b y e komen niet ter sprake. Het werkje besluit met de bespreking van een aantal practische toepassingen der electrochemie. Een alphabetische inhoudsopgave ontbreekt.

v. A.

*M. Planck, Einführung in die theoretische Optik.* Hirzel, Leipzig, 1927. VII en 184 blz., 24 fig. Prijs R. M. 6.—, geb. R. M. 7.50.

In zeer compacten vorm worden in dit boek de hoofdzaken gegeven van de theorie van de isotrope media en van de kristaloptica, waarbij van de verge-

lijkingen van Maxwell wordt uitgegaan; voor de afleiding van deze vergelijkingen, zoowel als voor andere niet-optische grondslagen wordt verwezen naar de drie bandjes van denzelfden schrijver, die tezamen met deze band een Einführung in die theoretische Physik vormen. Met weglating van alle details worden de belangrijkste vergelijkingen van dit klassieke deel der optica afgeleid en gediscussieerd.

Daarna vindt de electronentheorie van de dispersie een plaats. De schrijver gaat dan de noodzakelijkheid na om tot kwanteuse beschouwingen over te gaan, en vermeldt ten slotte op eenige bladzijden de golfmechanica.

Als eerste kennismaking met de theoretische optica is het boekje o. i. wel wat moeilijk te verteren. Wie echter tegen een korte behandelingswijze niet opziet, of reeds door Drude of Schuster is voorbereid, vindt hier de kern der theorie ook in haar nieuwste gedaanten mooi en bondig afgeleid.

v. H.

*Theodor Wulf*, **Elektrostatische Versuche mit Anwendung des Universal-elektroskops**. Berlin S. W. 68; Ferd. Dümmlers Verlag, 1928; VIII + 85 blz.; 35 afb. + 1 tafel. Gecart. R. M. 2,85.

Voor de lezers van het Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht is Th. Wulf geen onbekende. In genoemd tijdschrift heeft Wulf meerdere belangrijke bijdragen geleverd voor hen, die de physica aan de hand van experimenten doceeren.

Ook de in dit boekje beschreven universaalelectroscop is een instrument dat de experimenteele physica ten goede komt.

Het eerste hoofdstuk bevat eene uitvoerige beschrijving van het instrument, waarvan het geheim schuilt in het aluminiumblaadje van den electroscop. Het onderste uiteinde van het blaadje hangt niet vrij naar beneden, doch is aan een gebogen, elastische kwartsdraad bevestigd, waardoor de instelling van het blaadje zeer snel en accuraat plaats heeft.

Het kwartsdraadje maakt ook dat het blaadje op de plaats der grootste uitwijking nagenoeg steeds verticaal loopt, hetgeen bij projectie op eene schaalverdeeling juiste aflezing voor een groot auditorium mogelijk maakt. Door eene aan eene zijde aangebrachte influentieschijf kan de gevoeligheid in wijde grenzen worden veranderd. Voor het gebruik van het instrument worden uitvoerige voorschriften gegeven; men krijgt den indruk dat de naam „universaal"-instrument ten volle is verdiend.

Het grootste gedeelte van het boekje wordt ingenomen door de beschrijving der proeven, waarvan vele natuurlijk ook te nemen zijn zonder het beschreven instrument. Daarom is het boekje van Wulf voor den docent, die zijne lessen met experimenten wil toelichten, zeer aan te bevelen; hij vindt er experimenten te kust en te keur.

Behalve de proeven over de grondwetten der electrostatica, over de inductie en de condensatie, zijn het vooral de daarop volgende gedeelten, die het meest interessante materiaal leveren. Zoo is er een aantal proeven over den overgang van de electrostatica tot de electrodynamicica; vervolgens proeven over de radioactiviteit en over ionen en electronen in gassen.

Waar langzamerhand vele dingen, als verouderd, uit ons middelbaar na-

tuurkunde-onderwijs zullen moeten verdwijnen om plaats te maken voor de meer moderne ontwikkeling onzer kennis, daar zal ook de docent, die b.v. iets van den atoombouw wil bespreken, zich interesseeren voor handige en niet te kostbare experimenten op dit gebied. Zeer fraai is de door Wulf beschreven proef der telling van het aantal  $\alpha$ -deeltjes (praeparaat: een stuk van een gloeikousje) met Geigerse „Spitzenkammer” (tel-spits, uit messingcilinder met grammfoonnaald); Wulf's electroscoop is voor deze proef gevoelig genoeg.

Kortom dit boekje zij allen docenten ten zeerste aanbevolen; ieder zal er wat van zijne gading in vinden om bij zijn onderwijs te demonstreeren. De figuren (meest schematisch) zijn zeer duidelijk; het geheel is typographisch keurig verzorgd.

V. S. F. B.

*J. W. Boerman, Drs. M. Hellingman en K. M. Knip. Nieuw leerboek der Physica*, voornamelijk ten dienste van Kweekscholen en Cursussen voor de hoofdacte. Deel II. Warmte bij J. B. Wolters, 1927.

Bij het lezen van dit boek hebben wij ons telkens afgevraagd, wat toch wel voor a.s. onderwijzers en hoofdonderwijzers van belang is, in verband met de taak, die op hun rust. De betrekkelijk vele wiskundige formuleeringen, zoals die op pag. 30 omtrent de verhouding van de slingerlijnen van een slinger bij  $70^{\circ}\text{C}$ . en bij  $20^{\circ}\text{C}$ . en die op pag. 35 omtrent de oppervlakte uitzetting en die op pag. 40 omtrent den invloed op het s.g. lijken mij in dat opzicht zeker overbodig.

Juist geschikt voor a.s. onderwijzers lijkt mij de behandeling van het koken op pag. 108.

De a.s. onderwijzer dient geoeftend te worden in het waarnemen van de verschijnselen en in het zoo juist mogelijk mededeelen van die waarnemingen in eenvoudig gekozen woorden en zinnen. Wiskundige formuleering is voor a.s. onderwijzers niet zoo noodzakelijk.

E. E. M.

*Dr. Everh. Bouwman. Beknopt leerboek der Natuurkunde*, 8ste druk, bij J. B. Wolters, 1927.

Dit leerboek voldoet aan den eisch, dat de tekst in den aanvang eenvoudig en duidelijk is. Bij de behandeling van Hoofdst. III over de samenstelling der stof, zou het aanbeveling verdienen, om het grootte verschil tusschen de experimenteele- en de theoretische physica beter te belichten. Eenige aanwijzingen omtrent de schatting van de grootte van een molecule zijn wel gewenscht. De capillaire verschijnselen zouden bij zulk een beknopte behandeling beter achterwege kunnen blijven. In elk geval moet er met meer nadruk op gewezen worden, dat de verklaring van deze verschijnselen op hypothesen berust.

Ernstig bezwaar dient men te maken tegen de behandeling van den electrischen stroom voorafgaande aan die van de electrostatica. Wanneer de schrijver op pag. 265 zegt: „Men onderstelt, dat er door den draad een onsamerdrukbaar vloeistof stroomt van K (koper) naar Z (zink); deze vloeistof noemt men electriciteit, den stroom een electrischen stroom”, dan vrees ik, dat door deze verkeerde hypothese voorstellingen worden gewekt, die later bezwaar-

lijk veranderd kunnen worden. En bovendien, waarom gaat die stroom van K naar Z en niet omgekeerd? Ernstiger nog is mijn bezwaar tegen de wijze, waarop het begrip „druk” of „spanning” van de electriciteit hier wordt ingevoerd, inplaats van de potentiaal. Wanneer de schrijver geen bezwaren gevoelt, om reeds in de 3e klasse de grootheden arbeid en arbeidsvermogen in te voeren, dan zal het toch zeker in een hogere klasse geen bezwaar kunnen zijn, om het potentiaal-begrip op juiste wijze te definieeren. Tegen de uitdrukking op pag. 266: „De kracht van deze pomp heet de electromotorische kracht van het element” heb ik bezwaar, zeer zeker op een school, waar voorbereidend hooger onderwijs gegeven wordt.

Ook de afleiding van de wet van Ohm blijft beneden het wetenschappelijke peil, waarop het onderwijs in de vijfde klasse van een Gymnasium behoort te staan.

Met de electrolyse wordt een begin gemaakt (pag. 286) zonder dat vooraf het bestaan van positieve- en negatieve electriciteit is aangetoond. Wat moeten de leerlingen nu met positieve- en negatieve ionen beginnen? Eerst op pag. 339 worden de electronen ingevoerd!

Voor de A-leerlingen van een gymnasium is dit boek nog vrij uitgebreid; op de mechanica, op de warmte, op het gebied van het geluid en van het licht kan nog wel besnoeid worden, terwijl de verschijnselen op het gebied van electriciteit en van magnetisme in een andere volgorde en op meer wetenschappelijke wijze behandeld dienen te worden.

E. E. M.

*Dr. Everh. Bouwman. Leerboek der Natuurkunde, 2e deel, 8ste druk bij J. B. Wolters — 1927.*

De veranderingen, die in dezen druk zijn aangebracht hebben weinig invloed op de bruikbaarheid van dit boek. Op het licht en op enkele deelen van de electriciteit zou wellicht een kortere behandeling aangewezen zijn, om onderwerpen als electromagnetische golven en Röntgenstralen wat meer tot hun recht te laten komen.

E. E. M.

*Dr. Everh. Bouwman. Natuurkundige Vraagstukken, 11e druk bij J. B. Wolters — 1927.*

Dit vraagstukkenboek bevat een verzameling, die zeer geschikt is voor het onderwijs. Men vindt er eenvoudige vraagstukken bij, onmiddellijk als toepassing van de theorie en wat meer samengestelde vraagstukken, die van de leerlingen meer inspanning eischen.

Ook de volgorde is in het algemeen goed gekozen, zoodat dit boek voor ons middelbaar onderwijs wel geschikt is.

E. E. M.

## OVER DE THEORIE VAN BEREK

door C. LAKEMAN en J. TH. GROOSMULLER

Naar aanleiding van een publicatie in dit tijdschrift <sup>1)</sup>, waarin de beschouwingen van Berek <sup>2)</sup> experimenteel getoetst werden, kregen we van Prof. F o k k e r het verzoek een korte uiteenzetting te geven van deze theorie.

Daar het ons voorkomt, dat de verhandelingen van Berek groot nut hebben bij de practische microscopie, willen we hierbij gaarne aan dit verzoek voldoen.

Daar ons onderzoek in aansluiting met Berek ook moest dienen om na te gaan in hoeverre de beschouwingwijze van A b b e <sup>3)</sup> bruikbaar is, willen we beginnen met de kenmerkende verschillen tusschen beide opvattingen in 't kort aan te geven.

A b b e maakt een *scherpe scheiding* tusschen *coherentie* en *incoherentie*.

Trillingen die van *één lichtpunt* afkomstig zijn, zijn volgens A b b e steeds *coherent*, trillingen van *verschillende lichtpunten* steeds *incoherent*.

Hieruit volgt dus, dat verschillende soorten berekeningen uitgevoerd moeten worden.

Beschouwen we twee trillingen, voorgesteld door  $\varphi_1 = A_1 \cos(\omega t - \delta_1)$  resp.  $\varphi_2 = A_2 \cos(\omega t - \delta_2)$  en onderstellen we deze coherent, dan is een resultante  $\varphi = A \cos(\omega t - \delta)$  te berekenen volgens:

$$A_1 \cos(\omega t - \delta_1) + A_2 \cos(\omega t - \delta_2) = A \cos(\omega t - \delta).$$

Hieruit blijkt dus, dat we *amplituden samenstellen*.

Uit deze betrekkingen leidt men gemakkelijk af:

$$A \cos \delta = A_1 \cos \delta_1 + A_2 \cos \delta_2 \quad \& \quad A \sin \delta = A_1 \sin \delta_1 + A_2 \sin \delta_2.$$

1) Physica. Jaargang 8, blz. 199.

2) Zeitschrift f. Physik. Bd. 36, blz. 675; Bd. 36, blz. 824; Bd. 37, blz. 387; Bd. 40, blz. 420.

3) Zie b.v. Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe (1910).

Door te quadrateeren en op te tellen komt er:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos (\delta_1 - \delta_2). \quad (1)$$

Waren beide trillingen incoherent, dan kan men slechts *intensiteiten samenstellen* en de resulterende intensiteit hangt samen met:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2. \quad (2)$$

Volgens B e r e k daarentegen is het verschil tusschen coherent en incoherent slechts een *gradueel* verschil.

Men zou dit bijv. in bovenstaande formules tot uiting kunnen brengen door in beide gevallen te schrijven:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2k A_1 A_2 \cos (\delta_1 - \delta_2). \quad (3)$$

waarin  $k$  de coherentie of incoherentie bepaalt ( $k = 1$  bij coherentie,  $k = 0$  bij incoherentie).

De vraag is nu echter of  $1 > k > 0$  praktische beteekenis heeft.

B e r e k gaat, om dit aan te toonen, uit van de meer moderne opvattingen over lichttrillingen. Hij voert in het begrip coherentielengte, waaronder te verstaan is de lengte van een groep trillingen van bepaalde vorm (bepaalde amplitude en fase <sup>1)</sup>).

Een trilling wordt ook hiervoorgesteld door:

$$\varphi = A \cos (\omega t - \delta)$$

evenwel met de beperking, dat  $A$  en  $\delta$  slechts constant zijn gedurende een tijd  $\tau$ , die volgens  $\Gamma = c\tau$  in verband staat met de coherentielengte  $\Gamma$ .

Na zoo'n tijd  $\tau$  veranderen  $A$  en  $\delta$  op willekeurige wijze <sup>2)</sup>.

Beschouwen we twee trillingen, dan zal men bij ongepolariseerd licht feitelijk alleen met  $\delta$  te maken hebben.

Maken we een graf. voorstelling van de twee waarden  $\delta$  dan zien we, dat gedurende de tijden  $\tau_1, \tau_2$  enz. de fazen steeds constant zijn dus interferentie optreedt hoewel we ondersteld hebben dat de veranderingen der  $\delta$ 's *onafhankelijk* van elkaar zijn. (Volgens A b b e dus incoherentie).

We zullen echter bij iederen tijd een andere resultante krijgen, en daar we onderstellen, dat  $\tau$  zeer klein is, nemen we dus een *gemiddelde* waar.

Op de tijden  $\tau_1$  resp.  $\tau_2$  enz. kunnen we (1) afleiden en daarna het gemiddelde berekenen.

1) B e r e k laat de demping in hoofdzaak buiten beschouwing, hij toont wel aan, dat de resultaten hierdoor niet sterk zullen veranderen (tenminste bij niet te sterke demping).

2) We denken hierbij aan een trillingscomponent; voor de trilling zelf zal  $A$  gemiddeld constant blijven.



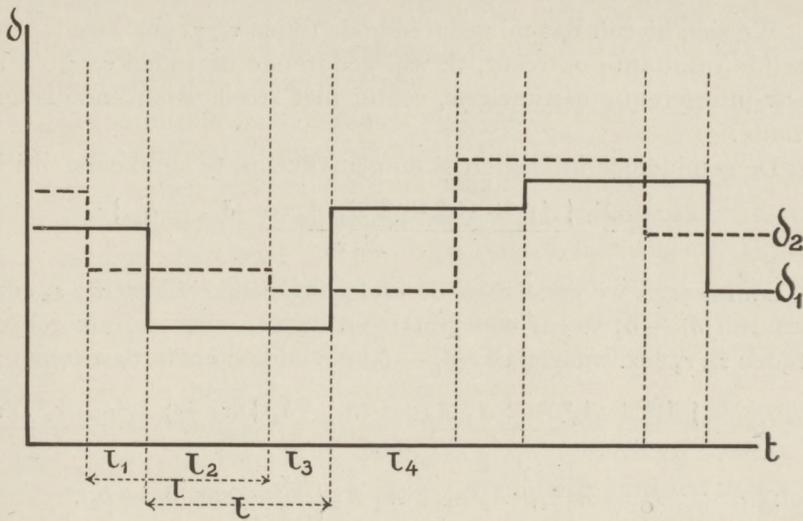


Fig. 1.

Het is gemakkelijk in te zien, dat  $\cos(\delta_1 - \delta_2)$  gemiddeld *nul* is, zoodat we een formule krijgen overeen komend met (2).

Wanneer daarentegen de veranderingen der  $\delta$ 's *afhankelijk* van elkaar zijn, wat het geval is wanneer beide trillingen van één lichtpunt afkomstig zijn (volgens A b b e dus coherentie), dan zal  $\delta$  voorgesteld kunnen worden door fig. 2.

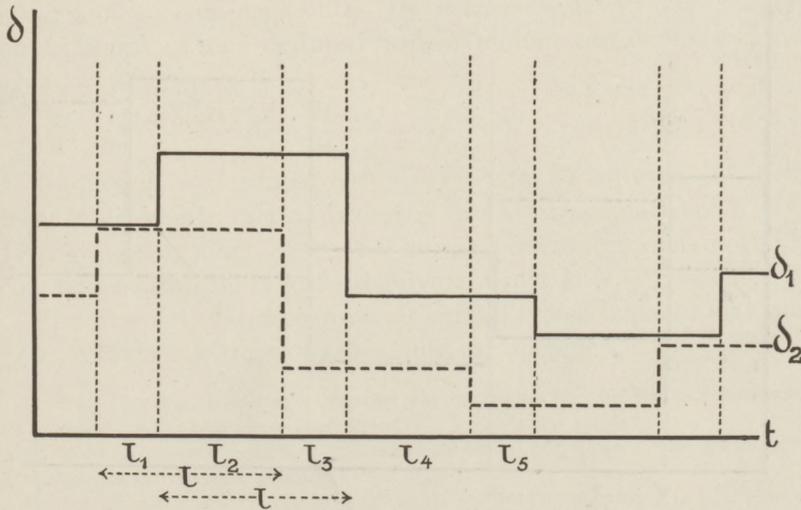


Fig. 2.

We zien hieruit dat nu gedurende de tijden  $\tau_2, \tau_4$  enz. steeds eenzelfde resultante optreedt, terwijl gedurende de tijden  $\tau_1, \tau_3$  en  $\tau_5$  ook interferentie aanwezig is, echter met steeds wisselende resultante.

De gemiddelde intensiteit is nu gemakkelijk te berekenen uit:

$$H = \frac{\sum_n \{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos (\delta_{1n} - \delta_{2n})\} \tau_n}{\sum_n \tau_n}$$

Sommeeren we eerst over de onderling gelijke tijden  $\tau_2, \tau_4$  enz. waarbij  $\delta_1 - \delta_2$  steeds constant is en daarna over de ook gelijke tijden  $\tau_1, \tau_3$  enz. waarbij  $\cos (\delta_1 - \delta_2)$  gemiddeld *nul* is, dan komt er:

$$H = \frac{\{A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos (\delta_1 - \delta_2)\} n \tau_2 + \{A_1^2 + A_2^2\} n \tau_1}{n (\tau_1 + \tau_2)}$$

of: 
$$H = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \cos (\delta_1 - \delta_2).$$

deze formule is dus dezelfde als (3) wanneer  $k = \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} = \frac{\tau_2}{\tau}$ .

Dat we ook in dit geval  $k = 0$  kunnen krijgen, volgt dadelijk uit fig. 3 waarin  $\tau_2 = \tau_4 = \dots = 0$ .

De gevallen, die A b b e beschouwt, zijn dus slechts grensgevallen.

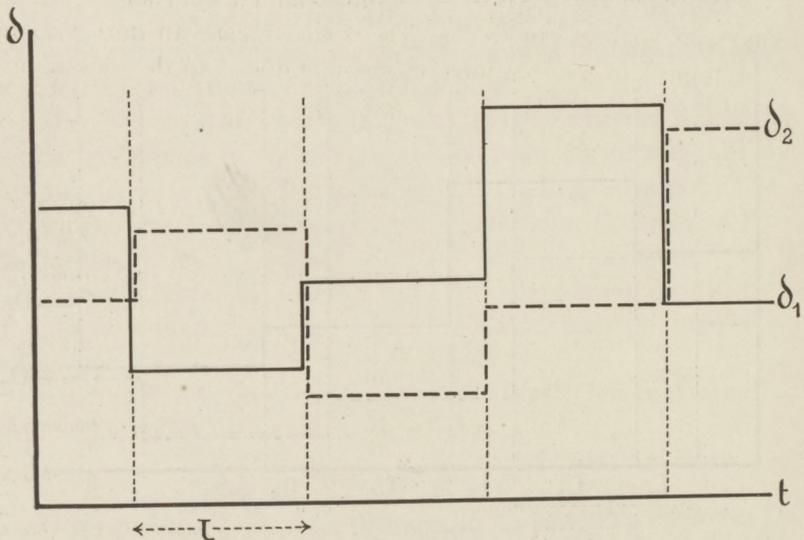


Fig. 3.

Men kan hier de opmerking maken, dat men bij kleine wegverschillen, zooals dat bij de berekeningen van  $A b b e$  het geval is, wel steeds  $k = 1$  zal mogen nemen.

Dit is natuurlijk juist, wanneer men vooraf zeker weet, dat alle trillingen van één lichtpunt afkomstig zijn.

Wanneer men evenwel gebruik maakt van uitgebreide lichtbronnen, zal men de moeilijkheid hebben, dat de intensiteit in een bepaald punt berekend moet worden gedeeltelijk volgens (1), gedeeltelijk volgens (2). Men zal dit kunnen combineeren tot een formule, die den vorm (3) heeft, waarbij  $k$  zeker niet de waarde 1 of 0 heeft, maar waarbij men volgens  $B e r e k$ , juist moeilijk kan aangeven, wat de theoretische beteekenis van  $k$  is.

Men kan dit ontgaan door een ander begrip, de *consonantiegraad*, in te voeren. De beteekenis van deze grootheid, die equivalent is met de *coherentiegraad*  $k$ , kan als volgt duidelijk gemaakt worden.

Wanneer men uitgaat van een groot aantal lichtpunten (of een lichtvlak) dan kan men de coherentie alleen beoordeelen, naar de meerdere of mindere *zichtbaarheid* der interferentie, iets wat dus ook samenhangt met  $k$ .

Beschouwen we dan in een of ander vlak op grooten afstand van de lichtpunten gelegen een niet te groot gebied <sup>1)</sup> dan zal in 't algemeen de intensiteit in verschillende punten van dit vlak verschillend zijn. Men zal maxima en minima kunnen waarnemen, die een maat zijn voor de coherentie. De *zichtbaarheid* van deze maxima en minima kan men definieeren door middel van de consonantiegraad:

$$K = \frac{H_{\max.} - H_{\min.}}{H_{\max.} + H_{\min.}} \text{ 2)}$$

Wanneer  $K = 0$  is moet  $H_{\max.} = H_{\min.}$  wat er opwijst, dat zichtbare interferentie niet aanwezig is (dit is equivalent met  $k = 0$ ). Is  $K = 1$ , dan moet  $H_{\min.} = 0$  zijn, zoodat de grootst mogelijke coherentie aanwezig is (dit is equivalent met  $k = 1$ )<sup>3)</sup>.

Hieruit volgt, dat de consonantiegraad in een bepaald vlak aangeeft wat voor wijze van afbeelding zal optreden.

1) Deze beperking is noodig om er zeker van te zijn, dat bij ongestoorde lichtbeweging de intensiteit in het vlak overal even groot is.

2) Dit begrip wordt reeds bij onderzoekingen van *Michelson* over de schijnbare diameter van lichtbronnen gebruikt (*Phil. Mag.* 1892).

3) Dit blijkt b.v. ook uit (3);  $A^2$  kan slechts *nul* worden, wanneer  $k = 1$  is, voor bepaalde waarden van  $\delta_1 - \delta_2$ .

Bij microscopische afbeelding kan men, wanneer  $K = 1$  is, de theorie van A b b e gebruiken, terwijl  $K = 0$  aangeeft, dat de afbeelding overeenkomt met die van zelflichtende voorwerpen<sup>1)</sup>.

Tenslotte wordt door B e r e k nog een stelling bewezen, die voor praktische berekeningen van groot gemak is; met een eenvoudig voorbeeld willen we dit toelichten en zoo deze stelling plausibel maken.

Het is bekend, dat men bij alle mogelijke lichtproeven nooit uitgaat van een lichtbron, die *direct* voor de verlichting dient. Men neemt altijd een of andere opening (spleet of cirkelvormige opening), die men met een lichtbron verlicht en die dan verder als „lichtbron” te beschouwen is.

Dat dit geoorloofd is volgt dadelijk uit de consonantiegraad, immers steeds wordt de opening zoo homogeen mogelijk verlicht. In het vlak van deze opening is dan geen interferentie zichtbaar, zoodat  $K = 0$  wordt en men deze opening dus als lichtbron mag opvatten.

De strenge formulering, die als volgt luidt, is hiermee o. i. voldoende toe gelicht.

*Voor de helderheidsverdeeling, die ergens door interferentie ontstaat, zijn, wanneer de wegverschillen klein zijn ten opzichte van de coherentielengte, de ware coherentieverhoudingen van de lichtbron zonder belang; het is voldoende om een gebied, waar nog geen interferentie zichtbaar is, als lichtbron op te vatten.*

Daar het slechts de bedoeling is een eenvoudige uiteenzetting te geven van de beschouwingen van B e r e k, hebben we zoo min mogelijk berekeningen gegeven; we hopen dat het bovenstaande kan dienen om de theorie van B e r e k te verduidelijken.

Amsterdam, Aug. 1928.

Nat. Lab. Pl. Muidergracht 6.

#### Zusammenfassung.

Es wird eine kurze Betrachtung gegeben über die theoretischen Arbeiten B e r e k's, damit unsere, in dieser Zeitschrift erschienene, Verhandlung leichter verständlich wird.

1) De in onze vorige publicatie gegeven berekening van de consonantiegraad geeft geen goed beeld van de beschouwingen van B e r e k; men moet (en dit is door B e r e k gedaan) feitelijk bewijzen, dat men hier voor één lichtpunt  $k = 1$  mag stellen.

## OVER MICROSCOPISCHE AFBEELDING

door C. LAKEMAN en J. TH. GROOSMULLER.

In het volgende geven we de voorloopige uitkomsten van een experimenteel onderzoek gedaan met het doel een oordeel te krijgen over afbeeldingsverschijnselen bij microscopische voorwerpen.

Volgens theoretische beschouwingen van B e r e k <sup>1)</sup> zal men niet altijd afbeeldingen krijgen overeenkomende met de theorie van A b b e.

Kenmerkend voor de wijze van afbeelding is de door B e r e k ingevoerde *consonantiegraad* welke gegeven wordt door de formule:

$$K = \frac{H_{\max.} - H_{\min.}}{H_{\max.} + H_{\min.}}. \quad (1)$$

Hierin is  $K$  de consonantiegraad en  $H$  de intensiteit in een punt van de intrepupil van het optische stelsel, dat van het beschouwde voorwerp een beeld maakt.

Door B e r e k is bewezen, dat, wanneer  $K = 1$  is, men een afbeelding krijgt in overeenstemming met de theorie van A b b e, terwijl bij  $K = 0$  de afbeelding overeenstemt met de afbeelding, die men zou krijgen, wanneer het voorwerp zelflichtend ware.

Teneinde deze beschouwingen te kunnen toetsen hebben wij als voorwerp genomen een paar spleten met afstand  $s$  terwijl de spleetbreedten klein waren ten opzichte van  $s$ . Dit geval is gemakkelijk na te gaan, daar zoowel B e r e k (IV) als A b b e <sup>2)</sup> het uitvoerig behandelen.

Omdat veel van de beschouwingen van B e r e k voor ons doel overbodig is, willen we een korte uiteenzetting geven van de berekening van  $K$  bij de opstelling volgens figuur 1.

[Het deel van  $L$  tusschen  $x_1$  en  $x_2$  is de horizontale projectie van de lichtbron;  $V$  is de hor. proj. van het spletenpaar,  $I$  is de hor. proj. van de intrepupil en  $P$  een willekeurig punt hiervan].

1) M. B e r e k. Zeitschr. f. Phys. Bd. 36, bld. 675; Bd. 36, bld. 824; Bd. 37, bld. 387; Bd. 40, bld. 420 (in het volgende aangegeven met I, II, III, IV).

2) E. A b b e. Die Lehre v. d. Bildenstehung im Mikroskop (Lummer & Reiche).

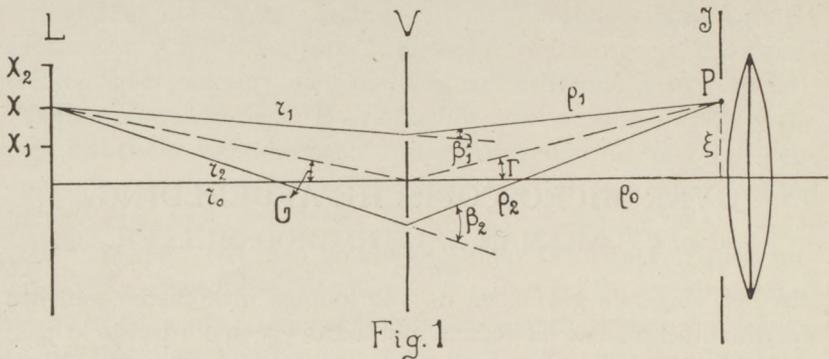


Fig. 1

Wanneer uit  $x$  een lichttrilling vertrekt, voorgesteld door  $A_0 \sin 2\pi t/T$ , dan is de trilling in  $P$ , langs beide wegen, gegeven door:

$$\mu_1 = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1 + \varrho_1}{\lambda} \right) \quad \mu_2 = A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2 + \varrho_2}{\lambda} \right).$$

Hierbij is ondersteld, dat de spleten onderling even wijd zijn en zeer nauw, terwijl de hoeken  $\beta_1$  en  $\beta_2$  zoo klein zijn, dat hun invloed (bij benadering afhankelijk van  $\cos \beta$ ) te verwaarloozen is.

In  $P$  hebben we dan (als de hoek tusschen  $\varrho_1$  en  $\varrho_2$  klein is) steeds:

$$\mu = 2A \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1 + r_2 + \varrho_1 + \varrho_2}{2\lambda} \right) \cos 2\pi \frac{r_2 + \varrho_2 - r_1 - \varrho_1}{2\lambda}. \quad (2)$$

Onderstellen we dat  $x$  en  $\xi$  zeer klein zijn ten opzichte van  $r_0$  en  $\varrho_0$ , dan kan men bewijzen:

$$r_2 - r_1 = \frac{x s}{r_0}; \quad \varrho_2 - \varrho_1 = \frac{\xi s}{\varrho_0}.$$

Blijkbaar is de amplitudo nu:

$$2A \cos \frac{\pi s}{r_0 \lambda} (x + \xi).$$

De intensiteit is dus evenredig met:

$$\cos^2 \frac{\pi s}{r_0 \lambda} (x + \xi).$$

Nu is  $x/r_0$  voor te stellen door den hoek  $G$  en  $\xi/\varrho_0$  door den hoek  $\Gamma$  (zie fig. 1).

Voor de totale intensiteit komend van  $L$  vindt men:

$$H_P \propto \int_{G_1}^{G_2} \left\{ 1 - \cos \frac{2\pi s}{\lambda} (G + \Gamma) \right\} dG. \quad 1) \quad (3)$$

1) Daar  $\frac{x}{r_0} = G$ , is dus  $dx \propto dG$ .

Hieruit volgt:

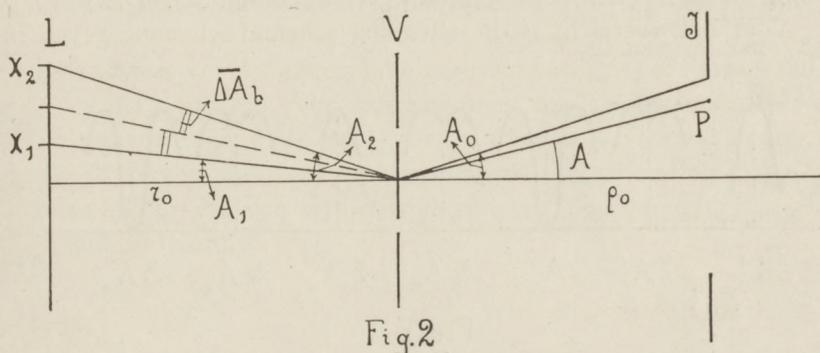
$$H_P \propto G_2 - G_1 - \frac{\lambda}{\pi s} \cos \frac{\pi s}{\lambda} (G_1 + G_2 + 2I) \cdot \sin \frac{\pi s}{\lambda} (G_2 - G_1). \quad (4)$$

Stellen we nu  $s = \sigma \lambda / A_0$  waarin  $A_0$  de halve opening van de intrepupil bepaalt en noemen we om in overeenstemming met B e r e k (IV) te zijn:

$G_2$  en  $G_1$  resp.  $A_2$  en  $A_1$  terwijl  $I$  gelijk  $A$  gesteld wordt, dan komt er:

$$H_P \propto (A_2 - A_1) - \frac{A_0}{\pi \sigma} \cdot \cos \pi \sigma \frac{A_1 + A_2 + 2A}{A_0} \sin \pi \sigma \frac{A_2 - A_1}{A_0}. \quad (5)$$

De beteekenis van deze grootheden vindt men nog in figuur 2. 1)



Uit een aantal proeven bleek, dat, wanneer  $s$  te groot was, het verschil tusschen de verschillende wijzen van afbeelding zeer gering was, daarom werd  $s$  zeer klein genomen of liever, daar  $\sigma$  hier de voornaamste rol speelt, werd  $A_0$  klein gemaakt, (nauwe spleet voor het kijkerobjectief).

Van de verschillende kwalitatieve proeven zullen we hier slechts de resultaten vermelden voor  $\sigma = 1/2$  (dus  $s = \lambda / 2A_0$ ).

Dit geval is uitvoerig behandeld door A b b e <sup>2)</sup> voor het geval  $\Delta A_b = 0$  is (fig. 2). Van dit onderzoek hebben we het volgende noodig:

a) De afbeelding wanneer de spleten zelf lichtend zijn (A b b e l.c. bld. 51, fig. 32).

1) In de figuur ontbreekt  $A_b = \frac{A_1 + A_2}{2}$

2) E. A b b e l.c. § 21; De notatie is daar anders,  $s$  is voorgesteld door  $\Delta$ ,  $A_0$  door  $a'$  terwijl  $A_b$  (zie fig. 2) daar  $u$  heet.

b) De afbeelding van niet zelflichtende spleten voor alle mogelijke waarden van  $A_b (= u)$ .

Wanneer  $A_b = 0$  (centrale verlichting) krijgt men een afbeelding als in fig. 34 (A b b e l.c.).

Hetzelfde krijgt men ook, wanneer:

$$A_b = \pm \frac{k\lambda}{s} = \pm 2k A_0 \text{ (A b b e l.c. bld. 56; } k = 0, 1, 2, \text{ enz.)}.$$

Is  $A_b = (2k + 1) A_0$  dan komt er een afbeelding als in fig. 36 (A b b e l.c. bld. 57).

Wanneer  $A_b = \frac{2k + 1}{2} \cdot A_0$  is, dan krijgt men een zelfde afbeelding als bij zelf lichtende spleten (A b b e l.c. fig. 32).

Voor het overzicht is dit alles nog schematisch aangegeven in fig. 3.

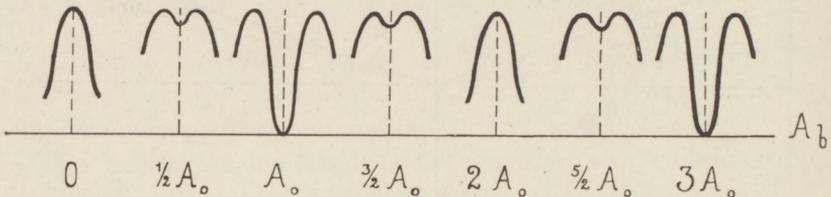


Fig.3

Dit verschijnsel kan men zichtbaar maken door als lichtbron een smalle lichtspleet te nemen, die men loodrecht op de centratieas verschuift (deze lichtspleet mag als zelflichtend beschouwd worden, B e r e k IV bld. 435).

Dat hier de theorie van A b b e toegepast mag worden kan men volgens B e r e k aantonen door te bewijzen dat  $K = 1$  is.

Volgens (5) hebben we als we  $A_b = \frac{A_1 + A_2}{2}$ ,  $\overline{\Delta A_b} = \frac{A_2 - A_1}{2}$  stellen (fig. 2) en  $\sigma = 1/2$  substitueeren:

$$H_P \sim 2 \overline{\Delta A_b} - \frac{2 A_0}{\pi} \cos \pi \frac{A_b + A_0}{A_0} \sin \pi \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0}. \quad (5')$$

Nu moeten nog de max.- en de min.-waarden voor  $H_P$  gevonden worden, die alleen afhangen van  $A$ . Wanneer  $A$  varieert van  $-A_0$  tot  $+A_0$ , dan verandert  $\pi \frac{A_b + A_0}{A_0}$  van  $\pi \frac{A_b - A_0}{A_0}$  tot  $\pi \frac{A_b + A_0}{A_0}$ , dus over  $2\pi$ . De extremen voor  $\cos \pi \frac{A_b + A_0}{A_0}$  zijn dus  $+1$  en  $-1$ .



Hieruit volgt:

$$\left. \begin{aligned} H_{\max.} &= 2 \overline{\Delta A_b} + \frac{2 A_0}{\pi} \sin \pi \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0} \\ H_{\min.} &= 2 \overline{\Delta A_b} - \frac{2 A_0}{\pi} \sin \pi \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

dus:

$$K = \left| \frac{\sin \pi \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0}}{\pi \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0}} \right|. \quad (7)$$

Wanneer nu  $\overline{\Delta A_b}$  zeer klein is ten opzichte van  $A_0$  dan wordt  $K = 1$ .

Stellen we  $K$  voor alle mogelijke waarden van  $\overline{\Delta A_b}$  of liever van  $p = \overline{\Delta A_b}/A_0$  grafisch voor dan ziet men, dat slechts voor zeer kleine waarden van  $p$ , ( $p \ll 1$ ), de theorie van A b b e zal gelden (zie fig. 3), terwijl men voor andere waarden een afbeelding krijgt, die meer lijkt op die van zelflichtende spleten (de figuren bij  $1/2 A_0$ ,  $3/2 A_0$  enz. in figuur 3).

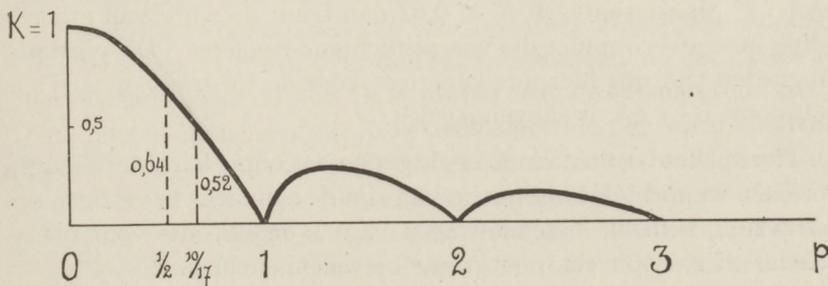


Fig. 4

In hoeverre het experiment hiermee kwalitatief overeenstemt bleek uit de proef, gedaan met een opstelling als in fig. 1.

$s$  was  $\frac{1}{3}$  mm.;  $r_0 = 4$  m.;  $q_0 = 5$  m. Voor het kijkerobjectief was een spleet ( $I$ ) van  $8\frac{1}{2}$  mm. wijde <sup>1)</sup>. De verlichtingspleet kon in breedte

1) Uit  $s = \frac{1}{3}$  mm.,  $A_0 = \frac{4^{1/4}}{5000}$  en  $\lambda = 6.10^{-4}$  mm. (de proef werd gedaan met rood licht door voor het spletenpaar een glaasje te plaatsen dat rood en geel licht doorliet) vindt men  $\sigma = 0,47$  dus ten naastebij  $\sigma = \frac{1}{2}$ .

gevarieerd worden terwijl ook een verschuiving  $\perp$  de concentratieas mogelijk was.

Was deze spleet nauw (b.v. 1 mm.) dan traden bij verschuiving de verschijnselen volgens figuur 3 op met een periode van 6,65 mm. (gemiddeld uit 4 bepalingen).

Dit is dus een verandering van  $A_b$  van  $\frac{6.65}{4.000}$ . Volgens fig. 3 moet deze periode  $2A_0$  zijn dus  $\frac{8.5}{5.000}$  dus:

$$A_b = 0,00166 ; 2A_0 = 0,00170.$$

De overeenstemming is meer dan voldoende (afwijking  $\pm 2,4\%$ ).

Bij wijder wordende verlichtingsspleet werd het verschijnsel steeds minder duidelijk en ten slotte verdween het secundaire minimum niet meer.

Was de verlichtingsspleet 4 mm. dan was de verdwijning van dit minimum nog juist even waar te nemen.

Dit punt geeft dus de grens aan tusschen de twee uitersten  $K = 1$  en  $K = 0$ .

Daar bij  $\Delta A_b = 2/4000$ ,  $p = 10/17 = 0,6$  is kan men  $K$  berekenen (7); men vindt  $K = 0,52$ .

Hieruit volgt, dat in ons geval bij  $K > 0,52$  men een afbeelding krijgt overeenkomend (kwalitatief tenminste) met de theorie van *Abbe*; is daarentegen  $K < 0,52$  dan komt de wijze van afbeelding meer overeen met die van zelflichtende spleten. De omstandigheden zijn dus hier iets gunstiger voor de theorie van *Abbe* als door *Berek* is aangenomen <sup>1)</sup>.

Hoewel het bovenstaande slechts een voorloopig karakter draagt, meenen we toch, dat het nuttig kan zijn de aandacht te vestigen op de weinig bekende beschouwingen van *Berek*, die voor praktische microscopie een zeer groote beteekenis hebben.

Bovendien was een experimenteele bevestiging van deze beschouwingen zoover ons bekend niet gegeven.

We hopen op deze kwestie nog uitvoeriger terug te komen.

#### Zusammenfassung.

Es wird eine experimentelle Untersuchung beschrieben, welche es ermöglicht nachzuweisen in wie weit die Abbesche Lehre von den Abbildungserscheinungen zutrifft.

Es stellt sich heraus, dass der, von Berek eingeführte, „Konsonanzgrad“ eine fundamentelle Rolle spielt.

1) *M. Berek* IV bld. 440.

## VLOEIBARE STERREN

(SAMENVATTEND OVERZICHT VAN DE THEORIE VAN JEANS)

door H. GROOT

Op grond van de verklaring, die Kirchhoff gaf van de lijnen van Fraunhofer, meende men eertijds, dat Zon en sterren bestonden uit een centrale, vloeibare, zeer heete kern omgeven door een koelere, gasvormige atmosfeer.

Nadat eenerzijds de energieverdeeling over het spectrum uitsluitel had gegeven over de effectieve temperatuur der sterren en anderzijds het gedrag van gassen boven hun kritische temperatuur bekend geworden was, werd dit beeld verlaten voor dat van de geheel gasvormige ster, waarop alle moderne onderzoekingen naar den inwendigen bouw der sterren berusten.

Natuurlijk is het daarbij van fundamenteel belang, welke onderstelling gemaakt wordt over de toestandsvergelijking der gassen in het inwendige van de ster. Daar zowel druk als temperatuur waarden moeten aannemen, die in het laboratorium ten eenen male onbekend zijn, is het niet gemakkelijk uit te maken welke keus het best aan de bestaande toestanden aangepast zal zijn. Terwijl de klassieke opvattingen in het algemeen zouden doen overhellen tot een vergelijking van het type van Van der Waals<sup>1)</sup>, werd toch meestal de wet der ideale gassen toegepast, zij het ook tot voor korten tijd met het voorbehoud, dat de aldus gevonden resultaten wellicht illusoir zouden zijn in het inwendige van een ster. Vooral onder invloed van het baanbrekend werk van Eddington heeft in de laatste jaren echter de opvatting veld gewonnen, dat dit voorbehoud overbodig is, en de ideale gaswetten den toestand goed weergeven. Tengevolge van de hooge temperatuur heerscht in het binnenste der sterren n.l. zoo sterke ionisatie, dat de atomen geheel afgebroken zijn tot kernen en vrije

---

1) Véronnet gebruikt bijv.  $p(V-b) = RT$ .

electronen. Hun afmetingen zijn daardoor zoo zeer gereduceerd, dat er zelfs bij drukkingen van millioenen atmosferen, waarbij complete moleculen zoo dicht gepakt zouden zijn, dat zij niet de minste bewegingsvrijheid overhielden, nu geen reden bestaat afwijkingen van de wet der ideale gassen te verwachten. Hoogst ongedwongen worden hierdoor o.a. de dichtheden van 50.000 en meer verklaard, die op grond van directe waarnemingsresultaten aan sommige dwergsterren moesten worden toegekend, maar voor de klassieke opvattingen onbegrijpelijk leken.

Nadere onderzoekingen van Jeans maken echter aannemelijk, dat bij sommige, zoo niet bij alle, sterren aanmerkelijke afwijkingen van de gaswetten moeten optreden. Zoo dit inderdaad het geval mocht zijn, zullen hieruit belangrijke wijzigingen in onze voorstellingen voortvloeien.

De argumenten, die Jeans aanvoert zijn, globaal genomen, de volgende:

- I. Bij behoud van de ideale gaswet in het binnenste van een ster moeten abnormaal hoge atoomgewichten aangenomen worden om de waargenomen opaciteit te verantwoorden.
- II. Bij redelijke voorstellingen over de energieproductie blijkt bij het vasthouden aan de gaswetten de ster onstabiel te zijn.
- III. De splitsing van een ster in een dubbelster is bij zuiver gasvormige sterren onmogelijk.

In het volgende zal een korte bespreking dezer drie argumenten gegeven worden.

## I

Zal een in rust verkeerende, bolvormige gasmassa — ster — in evenwicht zijn, dan moeten twee van elkaar onafhankelijke voorwaarden vervuld zijn, te weten:

- 1°. een dynamische, welke uitdrukt, dat de sterrematerie, tegen de werking der naar het centrum gerichte zwaartekracht in, zwevend wordt gehouden door het ter plaatse heerschende drukverval;
- 2°. een thermodynamische, welke eischt, dat de energie, welke door eenig volume-element uitgestraald wordt, juist gedekt moet worden door de energieproductie in dat element.

Deze voorwaarden kunnen als volgt in vergelijking gebracht worden:

$$\frac{d}{dr} (\dot{p}_g + \dot{p}_r) = -\frac{fM_r}{r^2}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r^2 H) = \rho G, \quad (2)$$

waarin:  $\dot{p}_g$  = gasdruk,  $\dot{p}_r$  = stralingsdruk,  $f$  = gravitatieconstante,  $M_r$  = de massa van de ster besloten binnen een bol met straal  $r$  om het centrum beschreven,  $\rho$  = de dichtheid,  $H$  = de energiestroom per oppervlakte eenheid,  $G$  = energieproductie per volume eenheid.

Verder is

$$\dot{p}_r = 1/3 aT^4, \quad (3)$$

terwijl volgens de ideale gaswet

$$\dot{p}_g = \frac{R}{\mu m} \rho T, \quad (4)$$

waarin  $\mu$  = het gemiddeld moleculair gewicht en  $R/m$  = de gasconstante ( $8.26 \times 10^7$ ) voor een gas met moleculairgewicht = 1 voorstelt.

Door strenge redeneering is af te leiden, dat tot op grootheden van de tweede orde

$$H = -\frac{4aT^3c}{3k\dot{p}} \frac{dT}{dr}, \quad (5)$$

waarin  $k$  de opaciteitsconstante voorstelt. De beteekenis van  $k$  is deze: wanneer straling van een intensiteit  $I_0$  op een laag materie van de dikte  $x$  en de dichtheid  $\rho$  valt, treedt zij uit met een intensiteit

$$I = I_0 e^{-k\rho x}. \quad (6)$$

Door  $k$  wordt dus aangegeven, welke belemmerende werking de sterrematerie op de uitstraling der ontwikkelde energie heeft en zoo uitgedrukt, zien wij onmiddellijk in verband met (2) in, dat de inwendige bouw van een ster in hooge mate van  $k$  zal afhangen. Op grond van onderzoekingen over absorptie van X-stralen, heeft **K r a m e r s** een formule voor  $k$  opgesteld. Vullen wij, rekening houdend met een paar later gevonden correcties, de getalwaarde der daarin optredende constanten in, dan krijgen wij:

$$k = 4.46 \times 10^{25} \left( \frac{N^2}{A} \right) \frac{\rho}{\mu T^{3.5}}. \quad (7)$$

Hierin is  $N$  het atoomnummer,  $A$  het atoomgewicht. Als wij de verhouding van den gasdruk tot den stralingsdruk voorstellen door  $\lambda$  kan met behulp der gegeven relaties een belangrijke betrekking worden afgeleid, welke luidt:

$$\frac{N^2}{A} = \frac{18.3 T_c^3}{\lambda_c (\lambda_c + 1) G} \quad (8)$$

De index  $c$  duidt aan, dat de waarde van de betrokken grootheid in het centrum van de ster bedoeld wordt, terwijl  $G$  de gemiddelde energieproductie voorstelt, welke afgeleid kan worden uit directe gegevens over de bolometrische helderheid. Voor  $\lambda_c$  en  $T_c$  kunnen zonder principieele moeilijkheden formules worden opgesteld, waardoor het mogelijk is hun waarde voor een gegeven ster te berekenen. Op deze wijze kon J e a n s onderstaande tabel samenstellen, die ons eindelijk tot de kern van de kwestie voert.

TABEL I

Ster	Massa ( $\odot = 1$ )	Bolom. Helderh.	$G$	$\lambda_c$	$T_c \times 10^6$	$N^2/A$
$V$ Puppis	19.2	11000	1100	0.67	160	190
$\alpha$ Herculis	7.6	1250	300	1.20	100	210
Sirius $A$	2.45	38	29	3.53	80	350
Zon	1.00	1.00	1.90	12.2	58	450
60 Kruger $A$	0.25	0.01	0.06	150	42	100
60 Kruger $B$	0.20	0.003	0.02	230	65	130
Betelgeuze	40?	6.000	300?	0.42	10	320
Capella $A$	4.18	105	48	2.08	19	250
$\alpha$ Centauri $B$	0.97	0.46	0.90	12.9	45	750

Wij zien er uit, dat de waarde van  $N^2/A$  in de buurt van 250 ligt. Bedenken wij nu, dat  $N$  ongeveer het dubbele van  $A$  bedraagt, dan beteekent deze waarde, dat in het inwendige van een ster atoomgewichten van 1000 voorkomen! Toegegeven wordt, dat de waarden van kolom 7 allesbehalve betrouwbaar zijn. Twee foutenbronnen zijn: onze onzekerheid in vele gevallen omtrent de bolometrische correctie en onze onkunde betreffende de waarde van  $\mu$ . Wat de laatste betreft kan opgemerkt worden, dat de tabel berekend is voor de waarde  $\mu = 2.5$ , hetgeen zoo goed als zeker te klein is, zoodat de werkelijke waarden van  $N^2/A$ , die ongeveer evenredig zijn met  $\mu^{3.5}$ , vermoedelijk nog hooger moeten zijn. De invloed van de eerste fout is moeilijk te taxeeeren, echter lijkt het onwaarschijnlijk, dat deze systematisch alle waarden van  $N^2/A$  eenige malen te groot zou maken. De conclusie, dat op grond van de aangegeven theorie  $A$  zeer groote waarden moet hebben in het inwendige der sterren, lijkt ons dan ook goed gefundeerd.

Ofschoon het bestaan van atomen met een grooter atoomgewicht dan wij op aarde kennen niet a priori uitgesloten behoeft te worden, verdient het alle aandacht, dat ook een andere opvatting mogelijk is. Combinatie der formules (5) en (7) leidt tot

$$H = - \frac{ac\mu T^{6.5}}{3.34 \times 10^{25} \rho^2 (N^2/A)} \frac{dT}{dr}, \quad (9)$$

De waarde van  $H$  is ontleend aan directe waarnemingen; aan  $\rho$  en  $\mu$  valt niet te tornen; maar kan  $T$  niet lager zijn? Een kleine verandering in  $T$  heeft, door den exponent 7.5, waarmee de temperatuur in (9) optreedt, een belangrijken invloed op  $A$ .

Neem aan, dat de temperatuur  $Q$ -keer lager is dan wij op grond van de ideale gaswetten moeten aannemen. Dan zal ook de ionisatiegraad minder zijn en er zullen naast de geheel ontmantelde kernen en de vrije electronen bijv. ook een aantal atomen, die hun  $K$ -ringen nog bezitten, voorkomen. De gasdruk der kernen en electronen is  $Q$ -maal geringer geworden, de stralingsdruk zelfs  $Q^4$ -maal, zoodat de druk niet langer instaat lijkt het gewicht der ster te dragen. Vergeten wij echter niet, dat de atomen met  $K$ -ringen bij den heerschenden druk geenszins als voluumloos beschouwd mogen worden. Voor hen zullen afwijkingen der gaswetten optreden en wel in dien zin, dat zij een grooteren druk uitoefenen, dan volgens de formule (4) berekend wordt. Deze grootere druk kan het te kort weer compenseeren, zoodat de ster ook bij lager temperatuur in evenwicht kan zijn.

Het heeft dus zin na te gaan, hoe groot de factor  $Q$  zou moeten zijn, om de waarde van  $N^2/A$  tot aannemelijke grootte (zeg bijv. 37; dus iets hooger dan voor Uranium) te reduceeren. Voor sterrematerie, waarin een aantal atomen met  $K$ -ringen voorkomen,  $\mu$  op 2.6 stellend, (voor geheel geïoniseerd Uranium is  $\mu = 2.56$ ) komt er:  $Q = 0.69$  voor de Zon, 0.71 voor Sirius, 0.64 voor  $\alpha$  Centauri, 0.74 voor Capella  $A$ , dusgemiddeld iets als  $Q = 0.70$ . De stralingsdruk daalt dan op ongeveer een kwart van de oude waarde en is, uitgezonderd voor de meest massieve sterren, van nagenoeg geen beteekenis meer. De vrije electronen en de kernen blijven de wet van Boyle—Gay Lussac gehoorzamen, zoodat zij maar 70% van de oorspronkelijken druk uitoefenen. Het te kort kan alleen aangevuld worden door de atomen met  $K$ -ringen. Bij een atoomnummer van 95 moeten zij daartoe een gasdruk -uitoefenen, die ruim 40 maal grooter is dan volgens de wet van

Boyle—Gay Lussac het geval zou zijn. Dit vereischt dan echter een zoo dichte pakking, dat aanzienlijke afwijkingen van de gaswetten optreden en de toestand eerder als vloeibaar dan als gasvormig kan worden beschreven.

## II

Wanneer een ster niet in rust verkeert, moeten de evenwichtsvoorwaarden (1) en (2) vervangen worden door het volgend tweetal: <sup>1)</sup>

$$\frac{d^2r}{dt^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{dr} (p_g + p_r) - \frac{fM_r}{r^2}, \quad (10)$$

$$\rho C_v \frac{dT}{dr} - (p_g + 4p_r) \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \rho G - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 H). \quad (11)$$

Deze vergelijkingen zijn te samengesteld om zich gemakkelijk tot een algemeene discussie te leenen. Jeans past ze daarom toe op een vereenvoudigd sterremodel, waarbij aangenomen wordt, dat de ster gelijkmatig door de geheele massa uitzet of inkrimpt, terwijl daarbij de temperatuur eveneens door de geheele ster gelijkmatig toe- of afneemt, zoodat veranderingen in eenig element karakteristiek voor de geheele ster zijn. Mogelijkheid van afwijkingen van de gaswet wordt gegeven door den gasdruk evenredig met  $T^{1+s}$  te stellen, (voor ideaalgas  $s = 0$ ), de opaciteitsconstante wordt evenredig met  $p/T^{3+n}$  aangenomen ( $n = 1/2$  voor wet van Kramers), terwijl eindelijk de energieproductie voorgesteld wordt door de formule

$$G = G_0 \rho^a T^\beta. \quad (12)$$

Met deze vereenvoudigende onderstellingen kunnen de evenwichtsvoorwaarden (10) en (11) in de gedaante

$$3a + \beta - n < \left(\frac{7}{3} + a\right) \left(3 - \frac{1}{(\gamma - 1)(1 + \xi)}\right) \frac{\lambda}{\lambda + 4}, \quad (13)$$

$$3a + \beta - n > -\left(\frac{7}{3} + a\right) \cdot \frac{9s\lambda}{\lambda + 4 - 3s}, \quad (14)$$

worden gebracht. Hierin is  $\xi$  een grootheid, die tegelijk met  $s$  tot nul nadert, terwijl  $\gamma$  de verhouding  $C_p/C_v$  voorstelt, die weinig van de waarde  $5/3$  zal afwijken.

Voor het geval de gaswetten geldig zijn, ( $s = 0$  en  $\xi = 0$ ) krijgen wij de eenvoudige betrekkingen

1) Zie Jeans, M. N. LXXXV, p. 917 en H. Vogt, A. N. 232, No. 5545.



$$3\alpha + \beta - n < \frac{7 + 3\alpha}{2} \cdot \frac{\lambda}{(\lambda + 4)}, \quad (15)$$

$$3\alpha + \beta - n > 0. \quad (16)$$

Door J e a n s werd oorspronkelijk, tengevolge van een fout in de afleiding van (12), in plaats van (15) een andere betrekking gevonden, die op geen manier te verzoenen was met (16), waaruit dus zonder meer scheen te volgen, dat de gaswetten niet geldig kunnen zijn. Uit de hierboven gegeven, door V o g t verbeterde, formules blijkt deze conclusie in haar algemeenheid ongeldig. Toch kunnen wij niet meegaan met V o g t, waar deze meent dat door (15) en (16) alle grond aan de theorie der vloeibare sterren wordt onttrokken <sup>1)</sup>. Beschouwingen, waarop wij hier om niet te uitvoerig te worden niet kunnen ingaan, maken aannemelijk, dat  $\alpha$  en  $\beta$  klein moeten zijn, zoodat in 1<sup>ste</sup> benadering  $3\alpha$  verwaarloosd mag worden tegenover 7. Met behulp van de door E d d i n g t o n gegeven tabellen voor het verband tusschen massa en stralingsdruk bij gasvormige sterren hebben wij tabel II samengesteld, waaruit duidelijk blijkt, dat de speling voor de waarde van  $3\alpha + \beta - n$  voor groote massa's zeer gering wordt.

TABEL II

Massa (☉ = 1)	$\lambda$	$\frac{7\lambda}{3(\lambda + 4)}$
0.5	65	2.1
1.0	16	1.9
10	1.2	0.5
90	0.25	0.1

(Berekend voor  $\mu = 2.2$ )

Alleen reeds op grond hiervan kan men, zonder verder in bijzonderheden te treden, constateeren, dat voor groote massa's in elk geval de waarschijnlijkheid op afwijkingen van de gaswetten zeer groot is.

Verder voortgezette analyse brengt aan het licht, dat de energieproductie, ofschoon in wezen onbekend, in elk geval een zuiver atomistisch proces moet zijn en als zoodanig alleen voor de struc-

1) Een artikel, waarin deze meening door ons werd verdedigd en dat in *Physica* zou verschijnen, werd door ons ingetrokken, toen bij het verschijnen van het jongste werk van J e a n s, *Astronomy and Cosmogony*, bleek, dat deze hierin op nagenoeg analoge wijze de argumentatie van V o g t had bestreden.

tuur van het atoom, niet door temperatuur of dichtheid beheerscht wordt, behalve dan in zoover, dat de structuur samenhangt met den graad van ionisatie en deze weer door temperatuur en dichtheid bepaald wordt. In eerste benadering mogen zoowel  $\alpha$  als  $\beta$  gelijk nul gesteld worden, terwijl een tweede benadering doet vermoeden, dat  $3\alpha + \beta$  zeer klein en *negatief* moet zijn. In dit geval komen wij dus in conflict met (16), zoodat ook reeds bij kleinere massa's afwijkingen van de wetten der ideale gassen moeten optreden.

In deze lijn doorgaande heeft *J e a n s* in het kortelings verschenen werk *Astronomy and Cosmogony* nog nagegaan, welke waarde men aan  $s$  moet toekennen, wanneer  $\alpha$  en  $\beta$  verwaarloosd mogen worden. Hij vindt dan voor matig zware sterren de minimum waarde  $s = 1/45$ . Dit beteekent een totale drukvermeerdering van 10%, die echter geheel op rekening van atomen met *K*- of *L*-ringen komt, hetgeen weer alleen mogelijk is, wanneer deze zoo dicht gepakt zijn, dat men met meer recht van een heel of half vloeibaren toestand dan van een gasvormigen kan spreken.

### III

Het derde argument van *J e a n s* berust op de opvatting, dat sterren van het  $\beta$  Lyrae-type, jonge, betrekkelijk kortgeleden door scheuring gevormde dubbelsterren zijn.

De scheuring zou het eind zijn van de vervorming, die een ster ondergaat ten gevolge van de met de uitstraling gepaard gaande contractie.

Door *Poincaré*, *Liapounoff*, *Darwin* en *J e a n s* zijn de evenwichtsfiguren onderzocht, die *vloeistof*massa's aannemen, wanneer men hun rotatiemoment steeds meer vergroot. Is het rotatiemoment nul, dan heeft de massa den bolvorm. Voor kleine waarden van het rotatiemoment wordt een reeks van afgeplatte ellipsoiden doorlopen, die bij grootere waarden ten slotte overgaan in den beroemden peervorm van *Poincaré*. *J e a n s* kon bewijzen, dat deze vorm niet stabiel is, zooals *Poincaré* en *Darwin* meenden, en dat verwacht moet worden, dat bij verdere vergrooting van het rotatiemoment de massa na een „kataclismische” periode uiteen zal vallen in twee brokstukken.

Bij een *gasmassa*, waarbinnen de gaswetten geldig zijn, verloopt het laatste deel van het proces anders. De peervorm kan niet ont-

staan en de reeks der afgeplatte sferoiden eindigt met een sferoïde, die een scherpen rand aan den aequator vertoont, zoodat de gedaante lijkt op die van een dubbelbolle lens. Bij verdergaande vergrooting van het rotatiemoment trekt dit oppervlak zich binnen de vloeïstofmassa terug en vormt een kritisch oppervlak, in zoo ver, dat de buiten het oppervlak gekomen materie het verband met de hoofdmassa verliest. Het uitstroomen der materie heeft plaats aan den scherpen rand en gaat geleidelijk verder, naarmate het oppervlak verder terugtrekt. Het zal duidelijk zijn, dat onder deze omstandigheden geen sprake van de vorming van een dubbelster door splitsing kan zijn.

Hier rijst de vraag hoe een werkelijke ster zich zal gedragen. En *J e a n s* meent als antwoord te mogen geven: een werkelijke ster bestaat uit een bijna vloeibare kern, omgeven door een gasvormige atmosfeer. Voor de mogelijkheid van een splitsing hebben wij alleen met de eerste te maken: scheurt de kern in twee stukken, dan verdeelt de atmosfeer zich wel over deze beide en is in elk geval niet in staat de stukken bijeen te houden.

Is er nu kans, dat de kern den peervorm van *P o i n c a r é* aan zal nemen? Wellicht zou men, steunend op hetgeen boven gezegd is over het verband tusschen den evenwichtsvorm en de grootte van het rotatiemoment, geneigd zijn dit te ontkennen, daar het rotatiemoment, afgezien van een langzaam *afnemen* door uitstraling, constant moet blijven. De gedaante wordt echter niet door het rotatiemoment alleen bepaald, maar door de grootte

$$h = \frac{50\mathfrak{B}^2}{2fM} \left( \frac{4\pi\rho}{3M} \right)^{\frac{1}{3}},$$

waarin  $\mathfrak{B}$  het rotatiemoment voorstelt,  $f$  de gravitatieconstante,  $M$  de massa en  $\rho$  de dichtheid. Toename van de dichtheid zal dus blijkbaar hetzelfde effect hebben als vergrooting van het rotatiemoment. Bij een echte, onsamendrukbare vloeïstofmassa is dit onmogelijk, maar bij het stermodel van *J e a n s* zal de dichtheid toenemen, telkens als weer een nieuwe electronenring verbroken wordt. Terwijl door de samentrekking de temperatuur van de ster geleidelijk hooger wordt, zal n.l. telkens bij een bepaalde temperatuur een nieuwe ionisatie plaats hebben. Het abrupte van dit proces zal, wanneer eenmaal de peervorm bereikt is, er toe mede werken, dat de instabiele vorm niet lang kan blijven bestaan, maar weldra overgaat in dien van een dubbelster.

Zijn er, afgezien van de theoretische mogelijkheid, ook waargenomen bijzonderheden te noemen, waaruit zou kunnen blijken, dat de  $\beta$  Lyrae-sterren werkelijk door splitsing gevormd zijn? Tabel III geeft het antwoord.

TABEL III

Ster	Excentr.	Periode	$R_1$	$R_2$	$R_1 + R_2$
$\beta$ Lyrae	0.018	12.92	0.68	0.27	0.95
H. D. 1337	0	3.52	0.59	0.39	0.98
<i>TX</i> Cassiopeiae	—	2.93	0.57	0.30	0.87
<i>u</i> Herculis	0.05	2.05	0.31	0.37	0.68
R Z. Centauri	0	1.88	0.49	0.24	0.73
<i>WZ</i> Cygni	0	0.58	0.46	0.38	0.84
<i>SW</i> Lacertae	—	0.32	0.42	0.46	0.88
<i>RR</i> Centauri	0	0.30	0.50	0.50	1.00

( $R_1$  en  $R_2$  zijn uitgedrukt in de straal van de relatieve baan. Als  $R_1 + R_2 = 1$  is, raken de sterren elkaar aan).

Er blijkt uit, dat deze sterren de volgende eigenaardigheden vertoonen:

- 1°. zeer kleine onderlinge afstand der componenten. (Bij  $\beta$ -Lyrae, H.D. 1337 en *RR*. Centauri raken de componenten elkaar nage-noeg aan).
- 2°. zeer kleine excentriciteit,
- 3°. korte periode.

Als vierde punt kan hier nog aan toegevoegd worden, dat de lichtwisseling zuiver periodiek is, hetgeen geïnterpreteerd moet worden als kenteeken van de absolute gelijkheid van omloopstijd en rotatietijd. Een en ander is in volmaakte overeenstemming met hetgeen wij theoretisch moesten verwachten.

Mogen wij op grond van dit al *J e a n s* dus bijvallen in zijn dubbele conclusie, dat 1° de  $\beta$ -Lyrae sterren ontstaan zijn door splitsing en 2° de mogelijkheid der splitsing weer wijst op een semi-vloeibare toestand van de kern?

Waar wij reeds langs twee geheel verschillende wegen tot de laatste conclusie werden gedreven, en het ook niet gemakkelijk is, in te zien welke andere opvatting van de  $\beta$ -Lyrae sterren mogelijk zou zijn, meenen wij van wel, ofschoon gereedelijk toegestemd wordt, dat het laatste argument niet het sterkste van de drie is.

Bussum, Juli '28.

## BOEKBESPREKING

*J. H. Jeans, Astronomy and Cosmogony*, 1928, 420 blz., 16 platen en 62 fig.  
Cambridge University Press, Prijs f 18.90.

Bovenstaand werk, dat juist tien jaar na het verschijnen van *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics* van denzelfden schrijver uitkomt, vormt er een waardige voortzetting van. Vergelijking der beide werken geeft een interessanten kijk op de ontwikkeling, die de cosmogonie in het laatste decennium heeft doorgemaakt ten gevolge van de bijna kataclismische evolutie der inzichten in de structuur der materie gedurende dit tijdperk. Het oudere werk houdt zich voornamelijk met het dynamisch evenwicht van roteerende vloeistof- en gasmassa's bezig en vormt een vervolg op het geniale werk door Poincaré, Liapounoff en Darwin op dit gebied verricht. Het energie probleem komt er slechts ter loops in ter sprake, ofschoon dan reeds dadelijk de meening wordt uitgesproken, dat de stralings-energie voor de biljoenen jaren, waarmede de cosmogonie moet rekenen, alleen ten koste van vernietiging der massa in voldoende hoeveelheid geleverd kan worden. Over de inwendige structuur der sterren, over het thermodynamisch evenwicht, over de rol van den stralingsdruk, over de interpretatie der spectra en zoovele andere vragen, die in het nieuwe werk juist in het centrum van het onderzoek staan, vindt men er nog niets. Een der kernpunten van het voorliggend werk vormt wel de nieuwe, geheel afwijkende verklaring van het Russell-diagram. Om hiertoe te geraken moest *J e a n s* breken met de tot dusver gangbare opvatting der geheel gasvormige sterren en door verschillende convergeerende argumenten aannemelijk maken, dat de inwendige toestand der sterren veeleer als vloeibaar dan als gasvormig moet worden beschreven. Een groot deel van het werk houdt zich hiermede bezig en met het nagaan van de wijzigingen, die de overige gangbare opvattingen hierdoor moeten ondergaan. Met name blijken de effecten van den stralingsdruk van veel minder belang te worden dan uit de theorie der gasvormige sterren scheen te volgen, zoodat een aantal uitkomsten van hem en Eddington, waarin juist de stralingsdruk een groote rol speelde, geheel moeten vervallen. Hierbij is o.m. de betrekking tusschen massa en helderheid, waarvan *J e a n s* zegt: „Any apparent succes achieved either by E d d i n g t o n's mass-luminosity law, or my mass-luminosity-temperature relation, must have been fortuitous; indeed we should have obtained far more accurate results by disregarding the pressure of radiation entirely”. (!)

De nieuwe opvattingen worden verder toegepast en getoetst aan verkla-

ringen van de evolutie van dubbelsterren en veranderlijke sterren. Een studie over nevelvlekken en sterrehoopen ontbreekt evenmin als interessante beschouwingen over het Melkwegstelsel als geheel, en overal vindt men nieuwe, vaak verrassend stoutmoedige zienswijzen.

Ofschoon natuurlijk veel van den inhoud van het boek reeds in de tijdschriften verschenen was, is het toch meer dan een samenvatting hiervan, daar ook menig nog niet gepubliceerd onderzoek erin is opgenomen.

De stijl van het boek, is, zooals wij dat van *J e a n s* gewend zijn, levendig en boeiend. Bijna altijd wordt de beteekenis van een ingewikkeld betoog of van een wat gecompliceerde formule gevolgd of vooraf gegaan door een uiteenzetting van de kern der kwestie, in zoo eenvoudige bewoordingen, dat zelfs een leek kan begrijpen, waar het omgaat. Hiermede wil overigens niet gezegd zijn, dat het boek gemakkelijk leesbaar is; integendeel, het eischt op menige plaats veel van het wiskundig en physisch inzicht van den lezer, maar nergens meer dan strikt noodzakelijk is en dan de fundamenteele moeilijkheid van het betreffend onderwerp vereischt.

De wiskunde is er hulpmiddel in, — en welk hulpmiddel! — maar nergens wordt iets „bewezen” door een opeenstapeling van mathematische symbolen, zonder dat wij er ook tevens een verhelderd inzicht door krijgen, in overeenstemming met het programma, dat *J e a n s* in het voorwoord stelt: *I have tried to depict the present situation in the simplest language consistent with scientific accuracy, avoiding technicalities where possible, and otherwise explaining them.*”

Ook in een ander opzicht is het boek bewonderenswaardig. Ofschoon *J e a n s* door zijn radicaal andere zienswijze vele gangbare opvattingen moet afbreken om zelf te kunnen bouwen, geschiedt dit steeds in overeenstemming met zijn woorden: „*I have, however, tried to explain and discuss all reasonable hypotheses at present in the field . . . and hope I have been fair and courteous to those whose views I cannot accept.*”

Wat de uitgave betreft kunnen wij kort zijn, de University Press mag trots zijn op deze uitmuntende prestatie, waardoor zij „a mass of muddled manuscript”, zooals *J e a n s* het noemt, tot een meesterstuk van typografie heeft getransformeerd.

H. Gr.

*Ernst von Angerer, Technische Kunstgriffe bei physikalische Untersuchungen.*

Sammlung Vieweg. Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. Heft 71. 2e druk. 114 blz. 23 afb. Fried. Vieweg und Sohn. A. G. Braunschweig 1928. Prijs R. M. 6.—.

Het is begrijpelijk, dat zoo korten tijd na het verschijnen van den eersten druk van dit werkje (1924) nu reeds een tweede oplaag noodig is geworden. Dit boekje toch is zoo'n goede gids en raadsman voor hen, die zelf practisch de Natuurkunde beoefenen. Want al heeft men veel ervaringen opgedaan op het practicum, toch weet men bij het opbouwen van een toestel voor een of ander natuurkundig onderzoek, dat daarbij zooveel problemen voor den dag komen, die op te lossen zijn, dat men dan graag goeden raad aanneemt van een, die veel ervaring heeft op dit practisch gebied. En zulk een raadsman blijkt de schrijver van dit werkje te zijn. In kort bestek is daarin samen

gebracht een rijk materiaal aan recepten, kunstgrepen en wat al zoo meer noodig is om tot goede practische resultaten te komen. Waarover niet uitvoerig kon worden uitgewijd door gebrek aan plaatsruimte, is de oorspronkelijke litteratuur aangegeven. Deze litteratuuropgaven zijn bijgewerkt tot einde 1927.

Na een uitvoerige inleiding met veel recepten over soldeeren en kitten wordt een tweede hoofdstuk gewijd aan de bewerking van glas. Het verzilveren van glas vormt een afzonderlijk derde hoofdstuk. Zeer uitvoerig wordt nu de vacuümtechniek behandeld, wat in den tegenwoordigen tijd wel bijzonder op prijs zal worden gesteld. — Het vijfde hoofdstuk behandelt het maken van dunne metaalblaadjes en draden. Aan de bereiding van isolatoren en hooge weerstanden wordt een afzonderlijk hoofdstuk besteed. Dan komen de thermoelementen, waarbij het opmerkelijk is, dat bij alle uitvoerigheid waarmede allerlei thermoelementen zijn aangehaald, dat van M o l l in 't geheel niet genoemd wordt. Na een hoofdstuk over fotografie komt nog een laatste, waarin allerlei bij elkaar is gebracht. Daar vindt men naast raadgeving hoe men van kleine motoren het toerental kan regelen, recepten voor het maken van groote kristallen zonder fouten en nog veel meer.

Het is niet mogelijk om in kort bestek den rijken inhoud van dit werkje geheel weer te geven. Alleen zij nog vermeld, dat men behalve een register ook vindt een adreslijst van firma's, waar het in dit boekje genoemde materiaal verkrijgbaar is. Natuurlijk is deze lijst zeer eenzijdig (opéén na zijn het allemaal, zooals vanzelf spreekt, Duitsche firma's) en zal men in de practijk nog wel vele andere adressen kennen.

De uitvoering van dit werkje is keurig. De figuren zijn eenvoudig, maar duidelijk.

Ik kan dit werkje niet alleen aan den practischen physicus, maar ook aan de collega's, die alleen of met hun amanuensis voor de les toestellen in elkaar zetten, warm aanbevelen. Zij zullen er veel profijt van kunnen trekken.

T. v. L.

**Proceedings of the Optical Convention 1926.** Part I. 492 blz.

**Proceedings of the Optical Convention 1926.** Part II. blz. 493—1051. Published by the Optical Convention, 1 Lowther Gardens, Exhibition Road, London, S. W. 7. 1926. Prijs £ 3 net.

**Catalogue of Optical and General Scientific Instruments.** The Optical Convention. 1926. 319 blz. — The Optical Convention London. 1926. Prijs 6 sh. net.

Aan deze derde Optische Conventie zijn in 1905 en 1912 soortgelijke conventies voorafgegaan. Voorzitter der Conventie was Sir F r a n k D y s o n, Astronomer Royal. Voorzitter van het Uitvoerend Comité F. T w y m a n, terwijl Mr. T. S m i t h, voorzitter van de Optical Society, zich bijzonder verdienstelijk maakte voor de uitgave van de beide mooie deelen der Proceedings. De algemeene bedoeling der Conventie is de opheffing en bevordering van de optische industrie van Groot-Brittanie.

Het is onmogelijk om den inhoud dezer twee deelen in bijzonderheden weer te geven. Wij moeten er ons toe beperken mee te deelen, dat Sir

Frank Dyson een inleidende voordracht hield, terwijl Prof. F. A. Lindemann een kort resumé geeft over de electromagnetische en de quantumtheorie. De onderwerpen, die in de gepubliceerde voordrachten worden behandeld, kunnen gerangschikt worden onder de volgende rubrieken:

1. Optische theorie en geschiedenis der optica.
2. Optisch glas en de vervaardiging van optische elementen.
3. Astronomie, microscopie, spectroscopie, interferometrie.
4. Photographie.
5. Ophthalmologie en de vervaardiging van brillen.
6. Cinematografie en projectie.
7. Kleur, photometrie en verlichting.
8. Landmeten, met inbegrip van landmeten uit de lucht.
9. Optische apparaten in de verschillende Diensten.

Ieder, die zich met practische optica bezig houdt, zal deze keurig uitgegeven en geïllustreerde deelen met voordeel consulteren en er wel altijd iets nieuws in vinden.

De catalogus heeft betrekking op een tentoonstelling, die gedurende de week der Conventie gehouden werd en waar uitsluitend instrumenten van Britsche firma's zijn ingezonden.

P. Z.

*Dr. C. H. Sluiter*, **Electronen en Atomen**. Handleiding ter aanvulling van het Middelbaar en Voorbereidend Hooger Onderwijs in Natuur- en Scheikunde. 51 blz. 14 fig. P. Noordhoff. Groningen 1928. Prijs f 1.40.

In de laatste jaren wint de meening meer en meer veld, dat de atoomphysica niet meer mag blijven buiten de leerstof, die op Gymnasia en H. B. S. en daarmee gelijkwaardige inrichtingen van onderwijs behandeld dient te worden. Het is daarom een verheugend verschijnsel, dat er een boekje verschenen is, dat krachtens zijn titel bedoeld te zijn een Handleiding. De vraag, die nu aanstonds rijst, is: voor wie? Voor de leeraren of ook voor de leerlingen? Volgens den schrijver: die in zijn voorwoord spreekt van „dit buiten het programma liggende schoolboekje”, is het antwoord op deze vraag niet wijfelachtig: ook voor de leerlingen! En dan komt voor den referent de vraag, of dit werkje als leerboek geschikt is? Zelf overtuigd voorstander van de moderniseering van ons natuurkunde-onderwijs, zal men hem dus niet het verwijt doen van conservatisme, als hij niet voluit kan onderschrijven, dat het als leerboek in alle opzichten geschikt is.

Noemt schrijver in zijn voorwoord als voornaamste oorzaak van het zoo laat in de leerboeken verschijnen van de quantatheorie „het tweeslachtige „van het onderwerp, dat zoowel zuiver physisch als typisch chemisch is ge„tint, en dus in geen der beide soorten van leerboeken geheel op zijn plaats”, dan kan referent het slechts ten deele daarmee eens zijn. Veeleer is z.i. de oorzaak te zoeken in het feit, dat veel van deze materie voor de meeste leerlingen veel te zware kost is.

Daarmede is gezinszins bedoeld, dat in dit werkje geen gedeelten, ja zelfs



hoofdstukken voorkomen, die zeker geschikt zijn om met de leerlingen der hoogste klasse te worden behandeld. Maar dan had referent liever gezien, dat die gedeelten juist wat uitvoeriger werden behandeld en andere deelen geheel weggelaten. Want of zoo hier en daar maar eens even iets wordt aangetipt, dat geeft voor den leerling eerder schade, door het aankweken van oppervlakkigheid. Om met een voorbeeld te verduidelijken:

Veel van wat in hoofdstuk VI wordt behandeld kan gerust achterwege blijven. De plaatsruimte, die hierdoor wordt gewonnen, had beter besteed kunnen worden om de radioactiviteit en de isotopie eens wat solieder te geven. Want die zijn toch wel erg stiefmoederlijk bedeed.

Als referent deze opmerkingen maakt, ligt het in zijn bedoeling voor een eventueelen tweeden druk aanwijzingen tot verbetering te geven.

Wat nu den inhoud betreft: Na een korte inleiding over de theorie der stralingsquanta, wordt in het volgend hoofdstuk de bouw van het atoom besproken. Hierbij sluit zich aan de behandeling van het periodiek systeem en de verklaring van de chemische affiniteit. Dan wordt een hoofdstuk gewijd aan het verband tusschen de spectra. In hoofdstuk VI dat de titel draagt: „Andere toepassingen der theorie van Bohr” vinden we bijeengebracht: Atoomvolume, proeven van Frank en Hertz, Zeeman-effect, aswenteling der electronen en het atoom als planetenstelsel. Hier zijn zelfs de namen van Heisenberg en Schrödinger niet vergeten.

Hoofdstuk VII behandelt in vogelvlucht: Radioactiviteit, Kernstructuur, Isotopie en het experiment van Rutherford om stikstofkernen met  $\alpha$ -stralen te bombardeeren. (De drukfout in de rekensom op blz. 47 zal iedere lezer wel gecorrigeerd hebben).

Als résumé volgt in 18 artikelen een overzicht der resultaten, terwijl op een uitvouwbaar blad een tabel is aangebracht, waarop de in den tekst gebruikte symbolen worden toegelicht. Aan de uitvoering is door den uitgever veel zorg besteed. Alleen fig. 8 is niet fraai.

T. v. L.

*E. Marx, Handbuch der Radiologie.* Zweite Auflage. IV. Band. 3. Teil. Glühelektroden und Flammenleitung. XVI + 724 bldz., 51 fig. — Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Leipzig. 1927. Prijs R.M. 48, geb. R.M. 50.

Dit deel bestaat uit drie stukken, 1°. „Glühelektroden” van Richardson, vertaald en bewerkt door Karolus, 2°. „Technische Anwendungen der Glühelektroden” van Rukop, 3°. „Flammenleitung” van Marx.

In het eerste stuk wordt de litteratuur over de thermionen en de hiermede samenhangende verschijnselen tot ongeveer 1920 over het algemeen vrij uitvoerig weergegeven. Echter laat de duidelijkheid hier en daar wel eens wat te wenschen over, terwijl de vele drukfouten en de weinig consequente notatie der formules de lectuur niet altijd vergemakkelijken. Sommige beschouwingen hadden ook nog wel wat meer in extenso kunnen worden weergegeven, b.v. die, waarbij eene uitdrukking voor de electronenemissie wordt verkregen met behulp van de quantentheorie (bldz. 32 v.v.) en die van Laue over het thermodynamisch evenwicht van electronen (bldz. 41 v.). v.

In een „Nachtrag" van Rupp worden de nieuwere onderzoekingen behandeld. Het is jammer, dat deze bespreking niet in enkele onderdeelen wat uitvoeriger is. Met name had over de onderzoekingen van Raschevsky en Dushman meer gezegd kunnen worden, terwijl ook de beschouwingen van Epstein over den invloed der ruimtelading (Verh. d. D. Phys. Ges. 1919) naast die van Gans niet achterwege hadden mogen blijven.

Het tweede stuk behandelt de eigenschappen van geëvacueerde buizen met twee of meer electroden, waarbij van uitzending van thermoëlectronen wordt gebruik gemaakt. Achtereenvolgens worden versterking, generatie en detectie in verschillende schakelingen met trioden besproken. Vervolgens komen buizen met meer dan drie electroden, secundaire straling, buizen met vallende karakteristiek, ionisatiemanometer enz. ter sprake. Over het algemeen had de mathematische behandeling der verschillende problemen aanmerkelijk dieper kunnen gaan, terwijl onjuistheden als b.v. op bladz. 347, waar in de uitdrukking voor de wisselstroomenergie in de anodeketen, die met behulp van eene constant onderstelde waarde der „steilheid" is afgeleid, achteraf deze grootte als eene functie van anode- en roosterspanning is ingevoerd, niet hadden mogen voorkomen. Ook had de mathematische behandeling zich moeten uitstrekken tot niet-lineaire karakteristieken en de uit deze niet-lineairiteit voortvloeiende eigenschappen der triode, zelfs litteratuuropgaven hierover ontbreken. Voorts had aan het electriche veld eener triode en de electronenbeweging meer aandacht besteed kunnen worden. De algeheele behandeling der stof kan, althans voor een handboek, niet geheel bevredigend genoemd worden.

Het derde stuk wordt gevormd door eene monografie over geleiding in vlammen, waarbij de schrijver zich geheel stelt op het standpunt van de theorie der thermische dissociatie van Megh Ned Saha, terwijl aangenomen wordt, dat de dissociatie der zouten in de vlam niet volkomen is, doch afhankelijk van het atoomgewicht van het metaal. Uitvoerig worden achtereenvolgens behandeld de meting van het geleidingsvermogen van vlammen, de ionisatie en het electriche veld, de bewegelijkheid der ionen, ten slotte de theorie van het geleidingsvermogen en van het electriche veld in de vlam. Voor de verhouding van de snelheid der positieve ionen tot die der negatieve wordt de orde van grootte 1 : 1000 gevonden. G. J. E.

*C. Breitfeld. Analysis von Grundproblemen der theoretischen Wechselstromtechnik.* VII + 347. bldz. 106 fig. — F. Vieweg & Sohn A. G. Braunschweig. 1927. Prijs R.M. 28, geb. R.M. 31.

In dit boek worden een aantal problemen uit de theorie der wisselstroomen behandeld, zonder dat naar volledigheid der stof is gestreefd. Achtereenvolgens worden, na eene korte inleiding, de verschijnselen bij ketens met weerstand, zelfinductie en capaciteit behandeld, vervolgens komen het vermogen van een wisselstroom, resonantie, inschakelverschijnselen bij lange leidingen, magnetisch gekoppelde stroomketens, stroom- resp. veldverdringing en ten slotte het diagram van een inductiemotor ter sprake. Bij de beschouwing der verschillende problemen heeft de schrijver gestreefd naar eene breede, mathematisch-physisch correcte behandeling. In menig opzicht kan

dit streven als geslaagd beschouwd worden, echter mogen hier enkele kritische opmerkingen worden te berde gebracht. Bij de bespreking van de „symbolische” methode (bldz. 9 v.v.) ware het juister geweest eene sinusoidale wisselstroomgrootheid gelijk te stellen aan het reële (of imaginaire) gedeelte van eene complexe  $e$ -functie, zoodoende had ook de onjuiste formule (10) op bldz. 11 vermeden kunnen worden. De behandeling van de harmonische analyse had wel wat uitvoeriger kunnen zijn, met name wat betreft de symmetrie-eigenschappen van de reeksen van *Fourier*. Op bldz. 41 was het bij de toepassing van de inductiewet van *Faraday* consequenter geweest ook de electromotorische kracht van den generator met de flux in verband te brengen. De zoewel op bldz. 42 als op bldz. 70 v.v. gebezigde methode der verandering der parameters geeft in mindere mate het fysisch inzicht in de verschijnselen dan de gebruikelijke methode ter oplossing van lineaire differentiaal vergelijkingen met eene sinusfunctie in het rechterlid en constante coëfficiënten. De behandeling op bldz. 107 v.v. van de „stroomresonantie” had wel scherper kunnen zijn, vooral, wat den invloed van den weerstand betreft. Wanneer (bldz. 143, 174) de corona- en sproeiverschijnselen onder het begrip „afleiding” gerekend worden, dan dient hierbij wel in aanmerking te worden genomen, dat de karakteristiek van deze verschijnselen niet-lineair is. Bepaald onjuist is de bewering op bldz. 232, als zou het binnenste van een stroomgeleider bij willekeurig hooge waarde van de frequentie nog steeds een zekeren stroom voeren. Bij de hierop volgende behandeling van het huideffect met inachtneming van den verschuivingsstroom had de verandering der veldgrootheden in de richting van den stroomgeleider in aanmerking genomen moeten worden, terwijl ook het veld buiten den geleider in de beschouwing had dienen te worden opgenomen. Het hysteresis-verschijnsel wordt bij de bespreking van de veldverdringing in ferromagnetische media (bldz. 265 v.v.) in rekening gebracht door de hysteresislus te vervangen door eene ellips; evenwel zou dan de hierbij ingevoerde fasehoek  $\nu$  tusschen  $H$  en  $B$  als eene functie van  $B$  moeten worden beschouwd en niet als eene constante, zooals hier is geschied. Voorts mag, wanneer de hysteresis beschouwd wordt, niet afgezien worden van het niet-lineaire verband tusschen  $H$  en  $B$ . Van dezelfde benaderingen is gebruik gemaakt bij de bespreking van het diagram van den inductiemotor. De feitelijk lineaire behandeling hiervan zou fysisch juister zijn geweest, wanneer de verschillende stroomen van het meer-fasensysteem (hetwelk hier impliciete toch ook beoogd wordt) afzonderlijk waren ingevoerd.

Alles samengenomen kan echter, afgezien van de kleine leemten, de lezing van dit boek zeer worden aanbevolen aan allen, die in de problemen der wisselstroomtheorie belangstellen. E.

*W. Guertler, Metallographie.* Bd. II, Teil II, Heft 6, dritte Lieferung. Die elektrische und thermische Leitfähigkeit, bearbeitet von Dr. A. Schulze 940 blz. 393 fig. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1925. Prijs R. M. 40.

*W. Guertler, Metallographie.* Bd. II, Teil II, Heft 7, erste Lieferung. Die thermische Leitfähigkeit bearbeitet von Dr. A. Schulze, 147 blz., 25 fig., 95 tab. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1925. Prijs R. M. 15.20.

*W. Guertler, Metallographie.* Bd. II, Teil II, Heft 7, zweite Lieferung. Die thermische Leitfähigkeit bearbeitet von Dr. A. Schulze, 317 blz., 83 fig. — Gebr. Borntraeger, Berlin 1927. Prijs R. M. 12.40.

Ter bespreking liggen voor me eenige afleveringen van het uitgebreide handboek over de metallographie, dat onder leiding van Guertler wordt uitgegeven, en wel de afleveringen over de electriciteit- en warmtegeleiding, geschreven door Dr. A. Schulze. Enorm veel gegevens zijn verzameld, waarbij de Duitsche literatuur volledig, de niet Duitsche gedeeltelijk verwerkt is. („Physica” heb ik niet gerefereerd gezien). De meetmethoden worden slechts vluchtig en in principe aangegeven. In verband met het niet ingaan op de techniek van het meten was ook een critische behandeling der gegevens niet mogelijk, wat des te meer hinderlijk is, omdat de oorspronkelijke literatuur niet aangehaald wordt. Het ligt in de bedoeling van de uitgever een afzonderlijke band uit te geven, waarin de titels van alle literatuur betreffende metallographie verzameld zijn. Deze methode lijkt me toch minder practisch, omdat zij, die zich niet het heele werk, maar slechts een paar afleveringen willen aanschaffen, zonder opgaaf van de bronnen blijven. Doch ondanks het slechts citeerende karakter is het werk door de zeer rijke inhoud al omvangrijk genoeg geworden. Interessante hoofdstukken zijn die over de geleiding van zeer dunne metaallaagjes, over de geleiding van heterogene mengsels en over de geleiding van de vloeibare amal gamen.

C. Z.

*Jules Raibaud, Appareils et Méthodes de Mesures Mécaniques.* Paris, Librairie Armand Colin, 1928.

Dit boekje bevat eene beschrijving van de voornaamste methoden en toestellen ter bepaling van den tijd, de snelheid, de versnelling, de massa, de kracht, den druk, den arbeid en de elastische constanten.

De schrijver maakt zeer weinig gebruik van formules; en de weinige formules, die in het werkje voorkomen, worden gewoonlijk zonder afleiding of bewijs gegeven; dikwijls hebben zij een technisch karakter.

Het geheel maakt een heterogenen indruk. Over 't algemeen is de behandeling zéér oppervlakkig; hier en daar echter gaat de schrijver plotseling veel dieper op een onderwerp in. Hij is uitvoerig over allerlei zaken, die wij ons nog wel van de lagere school herinneren; een paar bladzijden verder integreert hij een differentiaalvergelijking van de 2de orde. Het is mij dan ook niet duidelijk voor wie dit werkje eigenlijk geschreven is.

Een paar opmerkingen ten slotte. Wat de schrijver op p. 32 zegt van de nauwkeurigheid van uurwerken is gedeeltelijk onjuist. De behandeling van den slinger (p. 26) is gebrekkig en onvolledig. De cycloidale slinger ontbreekt geheel. Op p. 29 wordt het nikkelstaal als materiaal voor de constructie van slingers in één noot behandeld en wat er over gezegd wordt is ten deele onjuist. Zoo zou er nog veel meer op te merken zijn.

M. i. beantwoordt dit boekje niet aan de eischen, die men er redelijkerwijze aan stellen mag.

C. A. C.

## MEDEDEELINGEN

### BIBLIOGRAPHY OF COLORIMETRY

In connection with the work of the Colorimetry Section of the Bureau of Standards and the report of the Colorimetry Committee of the Optical Society of America, I am desirous of compiling a bibliography of papers and books having direct bearing on colorimetry, spectrophotometry, and color specifications. It is expected that this bibliography will ultimately be published in the *Journal of the Optical Society*. It will also be of use in replying to frequent inquiries for information on this subject. In the interest of completeness and accuracy, all authors who have contributed to this subject are requested to send me check lists of their papers giving titles and complete journal references.

The following subjects are mentioned as illustrative of the classes of material desired; —

1. Color of daylight and artificial sources. (Spectral distribution of energy, color temperature).
2. Visual psychophysical data. (E. g. visibility of energy, hue discrimination, saturation discrimination, brilliance discrimination, excitations, abnormal color sense).
3. Theories of color vision.
4. Methods of computing the trilinear coordinates, dominant wavelength, and purity from data on spectral distribution.
5. Spectrophotometric instruments and methods.
6. Spectral transmission of materials.
7. Reflectance of materials.
8. Colorimeters.
9. Systems of color standards.
10. Applications of colorimetry and photometry to chemical analysis.
11. Turbidity and scattering of light.
12. Color nomenclature and terminology.

Reprints will also be of real service and will be gratefully received. I already have a considerable collection of such reprints. They are classified by subjects, and are of great assistance to those engaged in colorimetric research at the Bureau of Standards. This collection has been profitably used not only by regular members of the staff but by temporary research associates and visitors at the Bureau. It is desired to keep it up to date and make it as complete as possible. Authors who have reprints available

can very effectively assist in the dissemination of information by contributing copies to this collection, since by consulting it workers on a given subject can find together in one place, the pertinent literature, the discovery of which would otherwise require diligent and laborious search through many scattered journals on physics, chemistry, psychology, physiology and sundry kinds of technology.

Irwin G. Priest,  
Bureau of Standards,  
Washington, D. C.

---

## STRIKVRAGEN

**Vraag XXXVI.** Hoe hoog moet op zijn minst een verticaal staande vlakke spiegel zijn, opdat men zich zelf daarin ten voeten uit kan zien?

*Antwoorden en nieuwe vragen in te zenden bij de Redactie.*

**Het antwoord op vraag XXXIII:** „Een transformator voedt een leidsche flesch die elken keer door een vonk van 2 mm lengte ontladen wordt. Een wisselstroom-ampèremeter tusschen transformator en flesch wijst 17 mA. — Een der toevoerdraden tot de vonk wordt rood gloeiend. Hoe is dit mogelijk bij de genoemde aanwijzing van slechts 17 mA?“, vindt men door te overwegen, dat de ontlading van de leidsche flesch door de vonk telkens geschiedt in een hoog-frequente oscillerende stroom. Een wisselstroom-ampèremeter in den vonkkring zou dus aanmerkelijk hooger stroom wijzen dan 17 mA. De door den transformator geleverde energiestroom kan men schatten door bij de 17 mA te denken aan de halve spanning die noodig is om de vonk te doen overspringen; voor het gloeien van den toevoerdraad is slechts een gedeelte daarvan noodig.

## NATUURKUNDIGE CONCEPTIES VAN BUITENNATUURKUNDIG BELANG <sup>1)</sup>

door A. D. FOKKER

*Zeer welkome Hoorders!*

Het uur is aangebroken waarin gij mij, de traditie eerende, uwe aandacht wilt schenken en het oor wilt leenen aan hetgeen er in de theoretische natuurkunde van gisteren, van heden, en wellicht van morgen, aan denkbeelden leeft die misschien ook voor u van waarde zouden kunnen zijn. De gelegenheid, die mij aldus geschonken wordt om op deze plaats te midden van u het woord te nemen, is zeldzaam en van hooge waarde. De seconden van dit uur zijn echter geteld. Vergunt mij dus mijne inleiding te bekorten. Ik wil trachten u iets mede te deelen over *natuurkundige concepties van buitennatuurkundig belang*.

De natuurkundigen der vorige generaties reconstrueerden zich in hun denkbeelden de werkelijkheid als eene opeenvolging van oogenblikkelijke toestanden. Elk van die toestanden zou ondubbelzinnig den volgenden toestand bepalen, juist zooals hijzelf door den voorgaanden bepaald was geworden. De volledige kennis van den toestand op één oogenblik en van de causaliteitswetten, volgens welke de toestanden de hen opvolgende bepalen, zou toereikend zijn om het verloop van al het gebeuren te kunnen berekenen. In dien gedachtegang past het, te zeggen: Al het zijnde is geheel bevat in de som van alle gelijktijdig existerende materie. Het verledene bestaat niet meer, de toekomst bestaat nog niet, en daarom is het duidelijk dat al het bestaande ook gelijktijdig bestaat, zoodat er maar één ‚nu‘ is in de wereld en in de hemelruimten, zelfs de verst verwijderde.

Deze manier van reconstrueeren is te vergelijken met hetgeen

1) Intreerede, te Leiden uitgesproken 26 September 1928.

men verkrijgt door de opeenvolging van de momentopnamen van een film. Of, indien men het niet zoo voortvluchtig wil hebben, men kan de afzonderlijke, uit een filmrol geknipte, instantanéprentjes opeenstapelen. Elk prentje vertegenwoordigt, van een drie-dimensionaal nu, een twee-dimensionale afbeelding en wanneer de vele prentjes in nog een andere dimensie opgestapeld worden, dan verbeeldt het één-plus-twee-dimensionale filmstapeltje het één-plus-drie-dimensionale werkelijke gebeuren als een opeenvolging van wel en ondubbelzinnig onderscheiden instantanéés, als een aggregaat van afzonderlijke oogenblikken.

In de twintig jaren sedert de ontwikkeling der zoogenaamde relativiteitstheorie hebben de physici geleerd het gebeuren in een ander aspect te zien. Laat ons aan het filmstapeltje denken, waarin laagjes collodium en gelatine-met-zilverafscheiding elkander afwisselen. Laten wij ons verbeelden dat wij in de plaats van dat stapeltje een doorlopend gelatineblok met zilverafscheidingen konden maken, zoodanig dat de gelatinelaagjes van het vorige filmstapeltje doorsneden, microtomische coupes, van dit blokje zouden zijn. Een van de essentiele punten der relativiteitstheorie is, dat men zeggen moet dat het doorlopende gelatineblokje een getrouwer afbeelding is van de werkelijkheid dan de filmstapel. Niet omdat het blokje van een continu verloop een continue afbeelding geeft in plaats van het onderbrokene van den filmstapel, maar omdat het blokje niet meer suggereert dat er in de werkelijkheid een bepaald onderscheiden structuur is van oogenblikkelijke nu's.

Het is met de werkelijkheid als met het brood, dat de bakker ons levert: al zullen wij het niet anders dan in boterhammen gesneden nuttigen en genieten, dat is niet een eigenschap van het brood. Het broodsnijden is een locale gewoonte. Er zijn naties die het brood nooit snijden, alleen breken! Maar laat ons in Holland blijven, en opmerken, dat het er heelemaal niet op aankomt, in welke richting de boterhammen uit het brood gesneden worden. Het brood is niet a priori een opeenvolging van sneedjes.

Evenzoo kunnen wij in natuurwetenschappelijk opzicht spreken. Een werkelijk stuk gebeuren is niet een opeenvolging van oogenblikken, al kan men het daar wel in verdeelen. Een rechter van instructie, of een detective, komt een drama te weten uit een aantal brokken historie, en door deze te coördineeren, te ordenen in



ruimte en tijd, maakt hij een duidelijke reconstructie van het gebeuren mogelijk. Dat is het werk van het verstand, en wanneer dit in de wetenschap verfijnd wordt, dan ordent het de voorvallen in opeenvolgende lagen van gelijktijdige nu's, terwille van de orde-lijkheid en de overzichtelijkheid. Maar zulks beteekent nog niet dat de werkelijkheid die zich aan ons voordoet op bepaalde wijze in sneden verdeeld is. Het komt er niet op aan, hoe wij de sneden van de nu's leggen, in deze of in gene richting, wat rechter of wat schever. In Utrecht en in Leiden heeft men andere waterpashorizonten. Evenzoo zullen aardbewoners en eventueele bewoners van de planeet Mercurius andere gelijktijdigheidshorizonten hebben, dat wil zeggen op andere wijze hun nu's construeeren. De relativiteitstheorie leert ons, hoe men met die rechte en scheeve nu's kan en moet werken, ja, hoe men ook met kromme nu's kan werken, zelfs leidt zij in de gravitatie-theorie tot de opvatting, dat er soms geen netjes platte nu's uit de werkelijkheid te snijden zijn. Maar de vraagstukken die daarmede samenhangen zullen wij thans laten rusten.

De nadruk moge hierop liggen, dat de voorvallen, die wij ontmoeten, de gebeurtenissen en tooneelen, waarvan wij deel uitmaken, ruimte en tijd aan zich hebben. Een straatsteen, een stap, een stemgeluid, een wilsbesluit, het zijn alles voorvallen, die noch van ruimte, noch van tijd ontbloot zijn, zonder evenwel te bestaan uit een bloote opeenvolging van ruimtelijke configuraties, noch uiteentevallen in een som van naast elkander durende identiteiten. Wij bedoelen dat de een-plus-drie-dimensionale tijdruimtelijkheid, de spatiotemporaliteit een inniger versmoltenheid beteekent der aspecten van tijd en van ruimte in hetgeen om ons heen voorvalt, dan zulk een opvolging of nevenstelling zou kunnen beteekenen.

Deze versmoltenheid beteekent niet, dat de tijd een ruimtedimensie is, of omgekeerd. Met deze versmoltenheid bedoelen wij een niet-onderscheidenheid in de primitieve apperceptie, waarvan ook onze taal de sporen draagt. Het is bekend, hoeveel woorden zij gebruikt zoowel om ruimtelijke evenzeer als tijdelijke verhoudingen uit te drukken. Men denke aan de meeste voorzetsels. Wij zeggen: „op” dezen dag en „op” deze plaats, „binnen” deze muren en „binnen” dit uur. Als de tandarts „door” onzen tand boort, helpt hij ons met cocaïne „door” die moeilijke oogenblikken heen. Het zou, bij deze en dergelijke voorbeelden, moeilijk te zeggen zijn of een woord van

oorspronkelijk ruimtelijke beteekenis in beeldspraak is gebruikt om een tijdsrelatie aan te duiden, of omgekeerd. Ik vermoed echter, dat de linguïsten zullen oordeelen, dat het verschil tusschen ruimte- en tijdsrelaties zich eerst later heeft geaccentueerd.

Nog een voorbeeld. Het station zal ongeveer 1 km van hier liggen. Dat is een ruimterelatie. Maar wat zult gij antwoorden, indien iemand van buiten de stad u straks vragen zal hoe ver de Academie van het station is? Waarschijnlijk zal het antwoord niet luiden: „1 km”, maar: „twaalf minuten”, of: „met een taxi vier minuten”. Men zou misschien meenen, dat zulk een antwoord abusievelijk voor een afstand tijdmaat zou gebruiken, en abusievelijk naar omstandigheden den afstand verschillend zou opgeven. Inderdaad echter past dit antwoord volkomen op de vraag. Want de vrager interesseert zich voor een zekere reeks van voorvallen, waarbij hij zich van de Academie naar het station verplaatsen zal, beginnende met het voorval waarin hij hier de poort uitwandelt en eindigende met het voorval, waarin hij ginds de stationsstoep betreedt, en hij vraagt naar het interval tusschen het begin en einde van die reeks. Dat interval is een tijdpoos, en die moet in minuten gemeten worden. Naar gelang de verplaatsing te voet of per as geschiedt, zal het een heel andere voorvallenrij, een andere historielijn zijn, en het interval tusschen de plaatstijdstippen van begin en van eind zal dan ook anders uitvallen.

Wat daarentegen bedoelt de ambtenaar van het kadaster, indien hij den afstand van Academie tot station als, stel, een kilometer, zou opgeven? Zulk een antwoord zou betrekking hebben op een andersoortig voorval, op een voorval nl. dat bestaat in het verbonden zijn, op een bepaald oogenblik, van de beide gebouwen door een meetlint, en de vraag betreft nu het aantal stukken van een meter, dat tusschen begin- en eindpunt van dat lint geteld kan worden. Dat geeft een essentieel ander interval, te meten met een heel andere maat.

Beide evenementen, de wandeling naar den trein, en het gespannen meetlint, zijn bescheiden onderdeelen van een grooter voorval, genaamd de historie van de stad Leiden. De voorbeelden mogen toegelicht hebben, dat men in de werkelijkheid tweeërlei soort intervallen heeft. De eene soort meet men in seconden, de andere in centimeters. De intervallen van de eene soort zijn tijdpoezen, die van

de andere zijn kadastrafstanden. Nimmer is een tijdpoos afstand, nooit is een afstand een tijdpoos. Tijd wordt geen ruimte, noch ruimte tijd, al zijn zij versmolten tot het tooneel der voorvallen.

Ik nader nu tot een moeilijk punt. Wij moeten spreken over wat in wiskundige taal heet intervallen nul. Ik bedoel niet het triviale geval, dat er noch onderscheid in plaats, noch onderscheid in tijd is, zoodat er eigenlijk geen interval is, maar ik denk aan die intervallen met een tijd- en met een ruimtecomponent, waarvan de theorie niettemin zegt, dat zij nul zijn.

Laat ons in gedachten vasthouden aan het voorbeeld van Academie en station. Wanneer wij tusschen beide wandelen, dan doorloopen wij een tijdpoos, een interval van, zeg twaalf minuten. Een postduif, met grootere snelheid, zou tusschen beide een tijdpoos bestrijken van misschien eene minuut. Een kanonskogel zou tusschen beide een interval realiseeren van misschien één of twee seconden. Dat alles zijn intervallen die de Academie verbinden met het station eenigen tijd later. Het zijn alle nog tijdpoezen.

Het interval daarentegen, dat Academie en station verbindt, beide op eenzelfde oogenblik genomen, is een afstand, zeg één kilometer. Het interval nu, dat de Academie verbindt met het station een duizend-miljoenste seconde later: zal dat nog een afstand zijn, of een tijdpoos? Indien het geen afstand meer is, maar reeds een tijdpoos is geworden, hoe klein moet dan wel het tijdsverschil wezen, opdat het den afstand nog afstand laat blijven, of zou de kleinste onvolmaaktheid in de gelijktijdigheid der eindpunten het interval zijn karakter van afstand ontnemen? Indien het interval met een duizendmiljoenste seconde tijdsverschil nog een afstand is, hoe groot mag dan wel het tijdsverschil worden? Waar ligt dan de grens tusschen de tijdsverschillen, die de intervallen als tijdpoezen, en die de intervallen als afstanden bepalen?

De relativiteitstheorie, laat ons zeggen de theoretische conclusie, getrokken uit experimenten als van Fizeau, van Michelson, van Trouton, van Rayleigh, van Neumann, van Guye en Lavancky, en uit de herhalingen dezer proeven door anderen, — die conclusie leert, dat er hier een kritische snelheid bestaat.

Naarmate de snelheden, waarmede zekere voorvallenreeksen van Academie naar station leiden, grooter worden, en tot die kritische

snelheid naderen, wijkt de waarde van het interval tusschen begin- en eindpunt van die reeks meer en meer af van het betrokken tijdsverschil tusschen de Academie- en stationsklokken bij vertrek resp. aankomst. Het wordt kleiner. Is de snelheid der voorvallenreeks 200 000 km/sec., dan is het interval slechts driekwart van  $1/200\,000$  sec. Bij een snelheid van 290 000 km/sec is het interval slechts één kwart van  $1/290\,000$  sec.

Aan den anderen kant, indien het tijdsverschil tusschen de einden van het interval maar klein genoeg is, zeg een duizendmiljoenste seconde, dan is het interval nog een afstand. Er is dan nog een ruimte mogelijk, een gemeenschappelijk nu, — zij het een iets scheef gesneden nu, — waarin het interval geheel gelegen is. De afstand moet thans iets korter,  $1/20$  mm korter dan een kilometer gerekend worden. Wanneer het tijdsverschil een tienmiljoenste seconde is, dan is het interval nog een afstand, maar die moet dan 45 cm korter dan een kilometer gerekend worden. Zelfs bij een tijdsverschil van drie miljoenen van een seconde is het interval nog een afstand, zij het slechts van 436 m.

U bemerkt dat naarmate de tijdsverschillen, van nul af, toenemen, de afstandsintervallen krimpen. Daareven merkten wij op, dat naarmate, in stede van langzame voorvallen, andere met grootere snelheid ons overbrachten, de tijdpoosintervallen korter worden.

De voorvallen die ons met de kritische snelheid overbrengen, bepalen een interval nul. Deze voorvallen met kritische snelheid bepalen intervallen die geen tijdpoos en geen afstand zijn, maar aan beide grenzen. De iets langzamer voorvallen geven tijdpoosen, de iets snellere geven afstanden. Indien wij ons, om zoo te zeggen, een waaier van intervallen voorstellen, die allen één bepaald punt-tijdstip van de Academie met het station verbinden, maar met allerlei verschillende tijdsverschillen tusschen begin- en eindpunt, dan treffen wij in dien waaier tijdpoosen aan, en afstanden. In zulk een continuen waaier van intervallen worden de tijdpoosen van de afstanden gescheiden door de intervallen nul.

De hypothese der relativiteitstheorie is dat wij in de lichtstralen in vacuo, in het luchtledige, zulke voorvallen hebben die de kritische snelheid vertoonen. Het interval tusschen uitzending en ontvangst van zulk een lichtstraal is een interval nul. Een verdere hypothese is, dat alle onderlinge werking van lichamen in vacuo overgebracht wordt langs intervallen nul.

Wanneer wij protuberansen zien, dan localiseeren wij die op de zon, een vijfhonderdtal seconden geleden. De mathematische theorie zegt dat het interval hetwelk ons daarvan scheidt, nul is. Is gescheiden zijn door een interval nul nog gescheiden zijn? Of kunnen wij met een ietwat geforceerde spreekwijze zeggen dat gescheiden zijn door een interval nul is niet-gescheiden zijn, en dat de protuberansen die wij zien ook bij ons is, hier en thans? Opnieuw: een ster uit den Melkweg, die wij zien, localiseeren wij op een afstand van 900 parsecs, drieduizend jaar geleden. Maar het interval is nul. De ster was niet alleen drieduizend jaar geleden ginder, maar zij is ook nu nog, en hier. Wij kunnen, iets minder geforceerd, zeggen dat zij thans hier is met een werking, met die werking namelijk welke wij, van onzen kant, noemen: de ster zien. Die ster is thans hier, voor zoover iets daar is, waar het werkt, en alleen werken kan waar het is.

Langs de intervallen nul hebben wij contact met gebeurtenissen van elders en te anderen tijde; wij hebben de presentie, hier en nu, zij het niet van die gebeurtenissen zelf, dan toch van aspecten daarvan, op de manier van herinnering en geheugen.

Inderdaad, wanneer wij de zonneprotuberansen zien, of de verste sterrehoopen en nevels, dan zouden wij, aan het heelal denkende, zeer wel in beeldspraak kunnen zeggen, dat ons beleven deel uitmaakt van, en representeert wat men de herinnering zou kunnen noemen die het heelal van zijn verleden bewaart. En indien de lichtstralen, die in den jare 1574 op 3 October van dien gedenkwaardigen hutspot in de Lammerschans zijn uitgegaan, eens hadden kunnen worden opgevangen met groote lenzen in een kast met holle spiegels, waartusschen zij heen en weer waren gekaatsd tot op den huidigen dag, zoodat wij maar door een klein kijkgat een lichtbundel hadden af te tappen om den pot te zien staan, dan zouden wij met dien hutspot, langs die lichtstralen, ook door intervallen nul verbonden zijn geweest, en een direct herinneringscontact bewaard hebben, en nog beleven kunnen, met ons legendarisch symbool, zooals het daar eens, eenzaam en vergeten, stond.

De mogelijkheid van tegenwoordigheid van het verleden door de werking langs intervallen nul doet ons denken aan een ander beeld voor de herinnering in het psychische dan dat van een indruk of afdruk die een vroegere omgeving en inwerking op een plastische materie hebben achtergelaten.

De theoretische natuurkunde kan zeggen, dat wij in de dusge-

naamde materielooze ruimte intervallen nul vinden, overal waar wij met lichtstralen medegaan. Zij geeft echter geen uitsluitel of dit de eenige wijze van voorkomen van nul-intervallen is. Of er in die voorvallen met herkenbare identiteitsstructuur, welke wij de ponderabele materie plegen te noemen, bovendien nog nul-intervallen van een andere soort gevonden kunnen worden, daarover doet zij geen uitspraak. Het is niet uitgesloten dat in levend organisme zulke contacten-op-afstand, zulke kortsluitingen tusschen heden en verleden zouden voorkomen. Met zulk een hypothese verlaten wij den bodem der tot dusver gelukte natuurkundige experimenten, maar zij zou ons kunnen helpen aan een natuurkundige interpretatie van de verschijnselen en voorvallen die wij bij levende wezens, bij dieren en bij onszelf kunnen waarnemen als gewoonten, herkennende herinnering en geheugen.

Indien wij trachten stil te staan bij een oogenblikkelijk nu, zullen wij misschien in onze voorstelling kunnen geraken tot de abstracte conceptie van een ondeelbaar scherpe grens. Het lijkt mij evenwel onmiskenbaar, dat wij in de concrete apperceptie niet verder kunnen komen dan tot een zekere pauze tusschen verleden en toekomst.

Hetgeen wij onmiddellijk beleven is een tijdpoos, in een „nu” samengevat, en ervaren als een ongedeelde presentie van het onmiddellijk voorafgaande en onmiddellijk volgende. Het is een concrete eenheid van een niet-oneindig kleine tijdspanne. Zonder kortsluitingen, laat ons zeggen zonder intervallen nul, kunnen wij slecht van dat niet-ondeelbare, maar concrete „nu”, een fysisch georiënteerd beeld vormen.

Nog eens: langs de intervallen nul zien wij de presentie of de ingrediëntie van de voorvallen uit het verleden in de tegenwoordige. Het is de directe werking dier voorvallen, welke een interval nul verwezenlijkt. Maar nu willen wij hierbij indachtig zijn aan de algemeene reciprociteit die de natuurkunde allerwegen in de werkingen heeft gevonden. Waar actie is, is aan de keerzijde reactie. Ook langs de intervallen nul heeft men die wederkeerigheid te verwachten. Met een fysisch-technische uitdrukking: de reciprociteit in de werkingen verlangt dat niet alleen de vertraagde potentialen, maar ook de vervroegde potentialen werkzaam zijn. Het wederkeerige in de werking van de verleden voorvallen op de tegenwoordige moet zijn een werking van de tegenwoordige voorvallen op de vroe-

gere, een ingrediëntie van het heden in het verleden. Laat ons nog een stap verder doen: de bewerking van de toekomst door het tegenwoordige beteekent wederkeerig de ingrediëntie, in het tegenwoordige, van de toekomst. „In 't verleden ligt het heden, in het nu, wat komen zal”. Wij kunnen ook de keerzijde zeggen: in het heden lag 't verleden, in wat komen zal, het nu.

Gij gevoelt, dat deze wederkeerigheid in de werking van heden en verleden, van toekomst en van nu, de causaliteit verscherpt. Hetgeen er geschiedende is, wordt niet alleen bewerkt door hetgeen er te voren geschied is, maar bovendien door de ontwikkeling die de latere geschiedenis zal nemen. De gebeurtenissen werpen behalve hun schaduw, gelijk men zegt, ook hun werking vooruit. Aan de causale geslotenheid in de aaneenvoeging van het voorafgaande en het navolgende valt aldus nog minder te wrikken. De dooreenstrengeling in de historie wordt nog hechter, de ondubbelzinnige bepaaldheid van het ondupliceerbare gebeuren nog strenger.

Hier zult gij mij de opmerking willen veroorloven, al moge die aanvankelijk onverwacht schijnen, dat door deze dubbelzijdig geklonken geslotenheid der causaliteit het determinisme wordt opgeheven.

Wil de geslotenheid der causaliteit iets meer zeggen, dan dat er slechts ééne geschiedenis, niet meer dan één gebeuren is? De gewaande ketenen en dwangbuis der causaliteit zijn niet meer dan de formules, die trachten uit te drukken dat er, en welk verband er is tusschen de gebeurtenissen. Dit verband kan worden gelezen van gisteren naar vandaag en van vandaag naar morgen, maar ook van morgen naar vandaag en naar gisteren. De ontvangst van een verjaarsbrief is niet méér bepaald door de afzending, dan het schrijven ervan bepaald werd door den verjaardag in het verschiet.

De causaliteit op haar scherpst geslepen is tweesnijdend. Zij snijdt naar voren en naar achteren. Zij snijdt het eenzijdige determinisme stuk niet minder dan zij het een eenzijdig voorzienigheids-geloof doet.

Er is maar ééne geschiedenis. Het heeal gebeurt maar ééns, en niet anders dan zooals het gebeurt. Er is maar één Lot. Er is geen loterij met loten, wij maken deel uit van maar één, onverwisselbaar onherhaalbaar lot. Wat zouden wij bij dat lot gaan denken hetzij

aan noodlot, hetzij aan lotsbestiering? Dat zou zijn de helft weglaten.

Immers, men kan de toekomst om niet achten, en gelooven dat het gansche lot reeds besloten ligt in het verleden, al of niet aannemende dat daar niets meer van over is dan hetgeen het huidige oogenblik geërfd heeft van zijn voorgangers. Dat zou zijn determinisme. Maar men kan, andersom, met evenveel recht, ook het verleden om niet achten en gelooven dat al wat er vroeger gebeurd is geschiedde om ons het nu te doen beleven en ons voor te bereiden op hetgeen ooit later eens ons deel zal worden. Ziedaar voorzienigheidsgeloof. Evenwel, determinisme en voorzienigheidsgeloof geven, elk alleen, slechts de helft. Het eene werkt, om zoo te zeggen, alleen met vertraagde potentialen, het andere alleen met vervroegde. Beide vinden zij hun steun, beide ook worden opgeheven in een door wederkeerigheid volledig gesloten causaliteit, — althans zoo wil het mij voorkomen.

De ontdekking van den aard der causaliteitswetten, en de experimenteele verificatie stuit op groote moeilijkheden, wanneer het gaat om de détails in de elementaire voorvallen, in het gedrag van atomen en elektronen. Indien men met atomen en elektronen opereert, is het in de meeste gevallen met dusdanig groote aantallen tegelijk, dat in onze taal de telwoorden daarvoor ontbreken. In sommige gevallen kan men de nevelsporen te zien krijgen, die individueele atomen en electronen in oververzadigden waterdamp achterlaten. Soms ook kan men elk afzonderlijk tellen door ze bij wijze van trekker te gebruiken om een ontladingsproces in te leiden. De moeilijkheid ligt echter wel dieper, niet slechts in de bezwaren, verbonden aan het isoleeren van de elementaire voorvallen. Immers, het eerste noodige bij waarneming van een proces is dat men door de waarneming het proces niet stoort. Wie waar wil nemen hoe een koekoek haar ei in een roodstaartennest brengt, moet zorgen dat hij voor de koekoek onmerkbaar is. De astronoom zou geen ongestoorden planetenloop kunnen waarnemen, indien de stralingsdruk van de lichtstralen, die hij voor zijn waarneming noodig heeft, op de beweging merkbaren invloed had. Wanneer de gegevens der planeet gevonden zouden moeten worden door de storing, die zij in den loop van andere planeten brengt — zooals het geval was met Neptunus voordat zij op de voorspelde plaats gevonden werd, —



dan zou het zeker geen ongestoorde planeet zijn: de storingen in haar loop zijn even groot als de storingen waaruit men haar heeft moeten vinden.

In zulk een geval verkeeren wij wanneer wij een electron, of een atoom nauwkeurig zouden willen waarnemen. De fijnste en lichtste waarnemingsmiddelen zouden al niet fijner of lichter kunnen zijn dan een ander atoom, of een lichtstraal. Een lichtstraal evenwel is voor een electron een geduchte tegenstander, een ontmoeting brengt het danig uit zijn koers. Het waarnemen wordt moeilijk, wanneer men alleen door te kijken reeds gevoelig actief ingrijpt in den loop der gebeurtenissen! De waarnemer, door het waarnemingsproces, wordt hier deel van het waar te nemen voorval. Men mag dus niet verwachten, dat de waarneming ons in staat zal stellen den loop van een voorval, genaamd ongestoord electron of ongestoord atoom, in onderdeelen te volgen, van onze inmenging te abstraheeren en getuige te zijn van een ongestoorde causaliteit.

Laat mij thans mogen overgaan tot een anderen tak der natuurkunde, die de theoretici doet worstelen om nieuwe concepties. Dat is de zogenaamde quantumtheorie. Het essentieele daarvan is, dat men de voorvallen niet ongebreideld kan onderverdeelen zonder tot een grens te komen, waar beneden de voorvallen geen gelijksoortige deelen meer hebben. Reeds eerder heeft men de atomisticiteit in de ruimtelijkheid der voorvallen opgemerkt. Dit beteekent dat men bij de verdeeling van zeg een stuk ijzer tot uiterste stukjes komt, die geen onderdeel meer hebben dat men nog ijzer kan noemen. Wat nu het tijdelijke betreft, een voorval, genaamd ijzeratoom gedurende een jaar, kunnen wij ons zeer wel voorstellen opnieuw onderverdeeld in vele andere, die men nog kan noemen ijzeratoom gedurende een seconde, of ijzeratoom gedurende een millioenste seconde, of ijzeratoom gedurende een biljoenste seconde.

Het zou echter niet wel aangaan om te spreken van een ijzeratoom gedurende een triljoenste seconde. Immers, in Bohr's aanvankelijke voorstelling van de atomen als centrale zware kernen omzwermd door lichte elektronen, kan men zeggen, dat het kenmerkende voor het atoom ijzer is de bijzondere bewegingsfiguur der elektronen. Een dansfiguur heeft geen werkelijkheid gehad voordat zij geheel ten einde is gebracht. Evenmin de bewegingsfiguur

der elektronen om de kern, die in het ijzeratoom haar verwerking heeft. In een triljoenste seconde is die niet uit te voeren. In dezen gedachtegang wordt het duidelijk, dat men de voorvallen, genaamd atomen, ook in den tijd niet kan onderverdeelen zonder aan een grens te komen, waar zij als atoom ophouden deelbaar te zijn.

In de laatste jaren is er een ontwikkeling van deze inzichten gaande, voorbereid en ingeleid aan de eene zijde door het werk van Bohr en van Kramers, met de toepassing door den laatste van den zoogenaamden correspondentieregel op de absorptie en verstrooiing van het licht. Aan de andere zijde gaat men uit van de voorstellingen van Louis de Broglie, die de eerste was om uit te spreken, dat men, ook bij z.g. materiele deeltjes, bij een elektron of atoom, zich een beeld van trillende golvingen voor den geest te roepen heeft inplaats van een vast lichaampje. Onlangs heeft Bohr een samenvatting gegeven die licht werpt op de uitkomsten, welke door Schrödinger, Heisenberg, Born, Dirac op den grondslag der nieuwe voorstellingen zijn verkregen.

Bohr duidt het typeerende van de quantumtheorie aan als de grondstelling, dat elk elementair voorval een trek van individualiteit vertoont. Ik wil trachten iets van Bohr's licht voor u te reflecteeren door aan een voorbeeld toe te lichten, dat een voorval, om de beteekenis van zijn inhoud te ontvouwen, een zekere uitgestrektheid behoeft van tijdsverloop en van ruimte.

Laat ons als voorbeeld denken aan de „oo” van het woordje „over”. Dat is een klank, van een zekere toonhoogte, met een frequentie van zeg 200 perioden per seconde. De analyse van de geluidsbeweging leert daarin onderscheiden een aantal boventonen die tamelijk sterk zijn wanneer de frequentie in de buurt van 600 perioden per seconde komt. Om deze kwaliteit te hebben, moet de geluidsbeweging „oo” in een mondholte van zekere afmetingen en vorm teweeggebracht en gedurende eenigen tijd aangehouden worden. Wanneer men den duur van den klank zou verminderen, vermindert de scherpte waarmede de frequentie van den grondtoon kan worden aangegeven. Wanneer bijvoorbeeld, in een uiterst geval, de geluidsbeweging maar  $1/200$  seconde zou duren, al zou zij in dien tijd precies zoo verlopen als in  $1/200$  seconde van de aangehouden „oo”, dan zou er toch van een grondfrequentie van 200 per

seconde niets overgebleven zijn, en, indien het geluid niet te zwak zou zijn om gehoord te worden, zouden wij misschien iets hooren als van een druppel die in een waterspiegel valt, en wij zouden niet weten of het een a of o of een ie zou kunnen zijn. Naarmate het tijdsverloop korter wordt, verliest de klankinhoud van het geluid aan bepaaldheid. Naarmate men den klank muzikaal zuiverder, dat is scherper bepaald, wil ten gehoor brengen, moet het geluid gedurende langer tijd onveranderd worden aangehouden, al hoeft dat nog geen seconden te duren. Het is bekend dat coloratuurzang voor een bas niet loont, noch snelle passages voor celli en contrabassen. De duur der tonen is dan niet lang genoeg, vergeleken bij de trillingsperioden die voor de toonhoogte karakteristiek zijn, en daardoor kan de muzikale kwaliteit van de tonen niet zuiver genoeg bepaald zijn.

Bij de elementaire voorvallen, bijvoorbeeld bij electronen, valt iets dergelijks op te merken. Zij hebben zekeren inhoud en beteekenis. Den dynamischen inhoud kunnen wij geresumeerd achten in de waarden van hun energie en van hun hoeveelheid van beweging. Denken wij bij een elektron aan een trillingsverschijnsel, dan zijn het de frequentie en de dichtheid der golven die door energie en hoeveelheid van beweging worden bepaald. Om nu dezen dynamischen, dezen trillingsinhoud te ontplooien, zeggen wij, hebben de vrije electronen een zeker gebied, een zeker speeltooneel van ruimte en tijd noodig. Hoe kleiner dat speeltooneel, des te grooter vaagheid van inhoud; en, hoe fijner de dynamische inhoud gepreciseerd zal zijn, des te meer omvang moet dat speeltooneel hebben. Men kan niet zeggen, dat het elektron, binnen de uitgestrektheid van zijn speeltooneel, òf hier is, òf daar; net zoo min als men zeggen kan of een zwemmer met de beenen, met de armen, met het hart, de longen of met het hoofd zwemt, zoo min als men zeggen kan dat een trillingswijze van een snaar in de eene of in de andere helft zit. In deze niet-localiseerbaarheid is zoo'n elementair voorval een ongedeeld iets, een individu, welks deelen afzonderlijk geen beteekenis hebben, welke vergelijkbaar zou zijn met die van het geheel, doch eerst door en met elkander den inhoud en de beteekenis uitmaken van dat geheel.

B o h r legt den nadruk op de draagwijdte van deze relatie tusschen de scherpte van localisering der voorvallen in ruimte en tijd

en de daardoor geïmpliceerde onscherpte van energie en hoeveelheid van beweging. Het produkt van de spelingen in plaats en in dynamischen inhoud is gegeven in een fundamenteel getal: het werkingsquantum van P l a n c k.

De beroemde wetten van het behoud der energie en van het behoud der hoeveelheid van beweging drukken een zeker aspect uit der causaliteit. Wij kunnen spreken van de dynamische continuïteit en kunnen B o h r volgen, wanneer hij uiteenzet de complementaire beteekenis, die de beschrijving der voorvallen in tijd en ruimte en de dynamische continuïteitswetten hebben. In de klassieke theorie postuleert men de mogelijkheid om, tezelfdertijd, nauwkeurig de natuurobjecten in ruimte en tijd te localiseeren en tevens de ongerepte dynamische continuïteit in het natuurgebeuren bevestigd te vinden. B o h r stelt in het licht, dat men niet beide idealen tegelijk kan nastreven. De verschijnselen hebben een tweezijdigheid in zich. Waar de natuur een preciese beschrijving der voorvallen in ruimte en tijd gedooft, daar kunnen de voorvallen niet dynamisch gepreciseerd zijn, en wij moeten verwachten dat zij niet precies, tenzij dan statistisch, aan onze wetten van behoud beantwoordt. Omgekeerd, waar zij de dynamische wetten op voorbeeldige wijze demonstreert, daar kunnen wij geen antwoord krijgen op de vraag, waar precies en wanneer de voorvallen zich afspelen.

De klassieke theorie hield zich bezig met groote objecten. Dat wat wij in de atoomtheorie gebrek aan precisie noemen, is veel en veel geringer dan de onnauwkeurigheid die aan de bepaling dier klassieke objecten kleeft. Bij die groote objecten valt zulk een onzekerheid, relatief gesproken, in het niet, en dat stelde de klassieke theorie in staat om de mogelijkheid te postuleeren van precisie in plaatstijd en precisie in dynamischen inhoud en zulks tegelijkertijd. Eerst bij de atomistische objecten wordt de fundamenteele disprecisie relatief belangrijker. Daar is het dat zij aan den dag komt en tot flagrante tegenstrijdigheden leidt indien men, de noodzakelijkheid en mogelijkheid postuleerende van precisie in beiderlei opzicht, de verschijnselen zou willen interpreteren.

Een voorbeeld daarvan levert de tegenstrijdigheid tusschen de verschijnselen der zoogenaamde lichtquanta en de interferentieverschijnselen van het licht.

Een ander voorbeeld leverde de tegenstrijdigheid tusschen de

frequenties der omloopen in het oude atoommodel van Bohr, waarin aan puntvormige elektronen gedacht werd, en de frequentie van het uitgezonden licht. Wanneer een elektron zich met andere om een atoomkern zal gaan verbinden tot atoom doet zich een opmerkelijk geval voor. Het speeltooneel namelijk, noodig om de electronen met eenige precisie bepaald te doen zijn, is grooter dan de ruimte, die er in het atoom beschikbaar is. Hoe nu? Wij zullen dan nog wel kunnen zeggen, dat voorvallen, genaamd elektronen, en een voorval, genaamd kern, zich verbinden of uitloopen in een voorval, genaamd atoom, maar wij zullen dan niet meer moeten denken aan en spreken van afzonderlijke elektronen in het atoom. In dat gecompliceerdere voorval, in dat grootere individu, zijn de individualiteiten der opbouwende deelen opgeheven geworden. Het atoom is een organisme geworden, dat, zijn deelen beheerschend, hun eigenschappen heeft veranderd. Het elektron als zoodanig verliest zijn eigen bestaan, wanneer het zich in het atoom voegt. Het heeft geen afzonderlijke beweging meer, noch een afzonderlijke omloopsfrequentie. Zijn beteekenis gaat op in, en wordt beheerscht door de beteekenis van het geheel. De elementen die in dit geheel gesynthetiseerd zijn, zijn geen onveranderlijk starre identiteiten. Hierin ligt een tegenstelling tot klassieke opvattingen van vroeger.

Ik heb gepoogd u iets mede te deelen van enkele nieuwe concepties, zooals die uit de moderne natuurkunde te voorschijn rijzen. Wel vaak is er aanleiding om het woord van Spinoza indachtig te zijn: „sed omnia praeclara tam difficilia quam rara sunt”. Al het voortreffelijke is even moeilijk als zeldzaam. Misschien stokt ons de adem, wanneer wij de moeilijkheden zien, waarmede geworsteld moet worden, maar zeker mogen wij van bewondering vervuld staan voor de voortreffelijkheid van den zeldzamen hartstocht waarmede de werkers van den tegenwoordigen tijd zich wijden aan de vernieuwing van de fundamenten, die sinds de zeventiende eeuw de wetenschap gedragen hebben. Zij staan voor een ontzaglijke taak, die men in tegenstelling tot tendenzen der vorige eeuw zou kunnen noemen de *ontstoffelijking der materie*. Ontstoffelijking zonder extra- of supramaterieele bespiegeling, maar door hardnekkige en hardwerkende beschouwing der materie zelf in hare kleinste elementen, die eer voorvallen dan dingen zijn.

Uit den kring dier werkers missen wij er sinds kort een, wiens

plaats onvervulbaar, wiens leiding onvervangbaar is. Lorentz zou den hartstocht der jongeren tot helderheid en bezonkenheid hebben gedwongen. Hij zou den adel van dien hartstocht hebben helpen behoeden voor ijdelheid. Wij zullen de herinnering aan de inspiratie van zijn persoon en werken als een onmisbaar ingrediënt van ons eigen werken moeten bewaren.

## SAMENVATTING VAN DE HUIDIGE GEGEVENS OVER DAMPDrukKEN BIJ HOOGTEMPERATUREN

door C. ZWIKKER

Voor metalen, die in de dampvorm één-atomig zijn, wordt als volgt het verband tusschen dampdruk en temperatuur berekend <sup>1)</sup>. Men gaat uit van de thermodynamische formule:

$$\frac{d \ln p}{dT} = \frac{\lambda}{RT^2}$$

Hierin is  $\lambda$  de uitwendige verdampingswarmte. We stellen

$$\lambda = \lambda_0 + \int_0^T c_p dT - E,$$

met  $\lambda_0$  = uitwendige verdampingswarmte bij het absolute nulpunt.

$c_p$  = soortelijke warmte van de damp bij constante druk.

$E$  = energie inhoud van de vaste phase bij de temperatuur  $T$ .

Als we de dampphase als een ideaal gas beschouwen, is  $c_p = \frac{5}{2}R$ , en vinden we door integratie voor de dampdruk, tegelijkertijd overgaande op Briggsche logarithmen

$$\log p = -\frac{\lambda_0}{2,303 RT} + \frac{5}{2} \log T - \frac{1}{2,303 R} \int_0^T \frac{E}{T^2} dT + i. \quad (1)$$

In eerste instantie is  $i$  een integratie constante, die echter door de beschouwingen van Sackur e.a. een physische beteekenis en een bepaalde waarde heeft gekregen en wel is, als we  $p$  uitdrukken in mm Hg:

$$i = 1,29 + \frac{3}{2} \log M, \quad ^2)$$

1) Zie b.v. Born. Atomtheorie des festen Zustandes p. 703.

2) Sackur. Ann. d. Physik 36, 958, 1911; idem 40, 358, 1913.

Tetrode. Ann. d. Physik 38, 434, 1912.

Stern. Z. f. Elektrochemie 25, 156, 1919.

waarin  $M$  = atoomgewicht van het metaal;  $i$  is de zogenaamde chemische constante.

De gemeten waarden voor de dampdruk van metalen laten zich, althans bij hogere temperaturen, altijd goed voorstellen door een betrekking van de vorm:

$$\log p = -\frac{A}{T} + B. \quad (2)$$

Dit wordt begrijpelijk, als we in aanmerking nemen, dat in formule (1) de term

$$-\frac{1}{2,303 R} \int_0^T \frac{E}{T^2} dT$$

voor hogere temperaturen tot een constante waarde nadert en dat de term  $\frac{5}{2} \log T$  voor niet al te groote temperatuurgebieden (en het temperatuurgebied, waarin we experimenteel kunnen werken is altijd vrij beperkt) slechts weinig verandert, vergeleken bij de term, die  $\frac{1}{T}$  bevat. Voor hooge temperaturen zijn dus de tweede en de derde term van het rechter lid van formule (1) met de laatste term  $i$  bij benadering als een constante samen te vatten, zoodat we voor  $B$  uit formule (2) de betrekking krijgen:

$$B = \frac{5}{2} \log T - \frac{1}{2,303 R} \int_0^T \frac{E}{T^2} dT + 1,29 + \frac{3}{2} \log M.$$

Nu is reeds velen opgevallen, dat de numerieke waarde van  $B$  in de formule (2) voor bijna alle metalen dezelfde is, althans binnen de waarnemingsfouten als constant beschouwd kan worden <sup>2)</sup> en ik stelde me de vraag, of deze eenvoudige uitkomst ook uit bovenstaande vorm voor  $B$  is af te leiden. Het eenige, wat daartoe noodig is, is de integraal  $\int \frac{E}{T^2} dT$  uit te rekenen. Bij deze berekening zullen we gebruik maken van de theorie van de soortelijke warmte van Debye. We kunnen in de eerste plaats opmerken, dat, aangezien

$$E = F - T \frac{\delta F}{\delta T},$$

waarin  $F$  de vrije energie is, we kunnen schrijven:

- 1) August. Ann. Phys. Chem. 13, 1828.  
Keesom en Kamerlingh Onnes. Enzyklopädie V, 10.
- 2) Richards. Journ. Frankl. Inst. I, 1919, 581.  
v. Liempt. Z. f. Anorg. u. Allg. Chemie 111, 1920, 280.



$$\frac{E}{T^2} = -\frac{\delta}{\delta T} \left( \frac{F}{T} \right).$$

$F$  is een functie van volume en temperatuur. Aangezien de volumeveranderingen bij verhitting van een vast lichaam van het absolute nulpunt tot de temperatuur in kwestie slechts klein zijn, kunnen we hiervoor ook schrijven:

$$\frac{E}{T^2} = -\frac{d}{dT} \left( \frac{F}{T} \right),$$

waarbij nu  $F$  slechts als functie van de temperatuur moet worden opgevat. De integraal wordt dan eenvoudig gelijk aan:

$$-\frac{F}{T} \Big|_0^T.$$

Nu is volgens De bij e<sup>1)</sup>

$$F = \varphi_0(v) + \varphi_1(v, T) + \varphi_2(T).$$

$\varphi_0$  is evenredig met het kwadraat van  $\Delta V$ , gerekend vanaf het volume bij het absolute nulpunt en bij druk 0;  $\varphi_1$  is evenredig met  $\Delta V$ .

Omdat  $\Delta V$  klein is, kunnen we dus zoowel  $\varphi_0$  als  $\varphi_1$  buiten beschouwing laten.

Verder is

$$\varphi_2 = 3RT f \left( \frac{\theta}{T} \right) - \frac{1}{3} d \left( \frac{\theta}{T} \right),$$

waarin:

$$f(x) = \ln(1 - e^{-x}),$$

$$d(x) = \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{t^3}{e^t - 1} dt.$$

$\theta$  is een materiaalconstante, de z.g. „karakteristieke temperatuur”. Ons interesseeren nu de waarden van  $F$  voor  $T = 0$  en voor groote  $T$  (de bovenste grens van de integraal).

Voor  $T = 0$ , dus  $x = \infty$  is:

$$f(x) = 0$$

$$d(x) = 0.$$

Voor groote  $T$ , dus kleine  $x$ , gelden de ontwikkelingen:

$$f(x) = \ln x - \frac{x}{2}$$

$$d(x) = 1 - \frac{3}{8}x.$$

Dit alles substitueerende vinden we voor de integraal:

1) Phys. Zts. 14, 1913, 259.

$$-3R \left( \ln \frac{\theta}{T} - \frac{3}{8} \frac{\theta}{T} - \frac{1}{3} \right). \text{ 1)}$$

Dus wordt  $B$ , als we de term met  $\frac{\theta}{T}$  nog bij de term  $\frac{A}{T}$  van formule (2) onderbrengen:

$$B = -\frac{1}{2} \log T + 3 \log \theta - \frac{1}{2,303} + 1,29 + \frac{3}{2} \log M.$$

We moeten nu nog de waarde van  $\theta$  invullen. De eenvoudigste en tevens de meest betrouwbare weg <sup>2)</sup> is de bepaling van  $\theta$  uit het smeltpunt met de formule:

$$= 136,1 \sqrt{\frac{T \text{ smeltpunt}}{M \cdot V^{2/3}}},$$

waarin  $V$  = atoomvolume,

$M$  = atoomgewicht.

Hiermee wordt de formule voor  $B$ :

$$B = -\frac{1}{2} \log T + \frac{3}{2} \log T_{sm} - \log V + 7,25.$$

We zien, dat  $B$  nog in 3 opzichten afhangt van de aard van het metaal:

- 1°. van het smeltpunt;
- 2°. van het atoomvolume;
- 3°. van de temperatuur, waarbij het metaal in kwestie een dampdruk heeft, die zich voor metingen eigent.

De numerieke berekening van  $B$  volgens deze formule geeft het onderstaande resultaat:

Metaal	$T$	Smeltp.	At. volume	$B$
<i>Ag</i>	1200	1234	10,25	9,33
<i>Bi</i>	500	544	21,4	8,67
<i>C</i>	2500	3850?	5,45	10,19
<i>Ca</i>	1000	1073	25,8	8,88
<i>Cu</i>	1300	1356	7,14	9,55
<i>Hf</i>	2000	2700	14,2	9,59
<i>Mg</i>	900	923	13,96	9,08

1) Met dezelfde orde van benadering wordt Debye's  $\phi_1(vT)$ :

$$\phi_1(vT) = 3Ra \frac{\Delta V}{V} - \frac{3}{4} Ra \frac{\theta}{T} \frac{\Delta V}{V}.$$

Hierin is  $a$  een constante, die aldus gedefinieerd wordt:

$$\frac{\theta}{T} = \frac{\theta_0}{T} \left( 1 - a \frac{\Delta V}{V} \right).$$

2) Schrödinger. Phys. Zts. 1919, p. 476.

Metaal	$T$	Smeltp.	At. volume	$B$
<i>Mo</i>	2200	2900	9,32	9,81
<i>Pb</i>	600	600	18,22	8,66
<i>Pt</i>	2000	2036	9,12	9,60
<i>Sn</i>	500	505	16,25	8,74
<i>Th</i>	2000	2100	21,2	9,26
<i>W</i>	2500	3670	9,50	9,92
<i>Zn</i>	600	693	9,12	9,16
<i>Zr</i>	2000	2200	14,2	9,47

Het blijkt inderdaad, dat de hier berekende waarden voor  $B$  niet veel uiteen loopen. Het gemiddelde van de 15 waarden is 9,33. Deze waarde klopt, wat absolute grootte betreft met de experimenteel bekende.

Als gemiddelde  $B$  voor 20 metalen heb ik uit de experimenteele gegevens gevonden: 9,7. De variaties in  $B$  zijn zoo klein, dat ze vooralsnog experimenteel niet aangetoond zullen kunnen worden.

In de figuur zijn voor zeer veel vaste stoffen de experimenteel bepaalde dampdrukken logaritmisch uitgezet als functies van  $\frac{1}{T}$ . Men ziet, dat de aangegeven variaties van  $B$  (d. i. het punt, waar de dampdruklijnen de ordinaat  $\frac{1}{T} = 0$  snijden) de helling van de dampdruklijnen slechts weinig beïnvloeden.

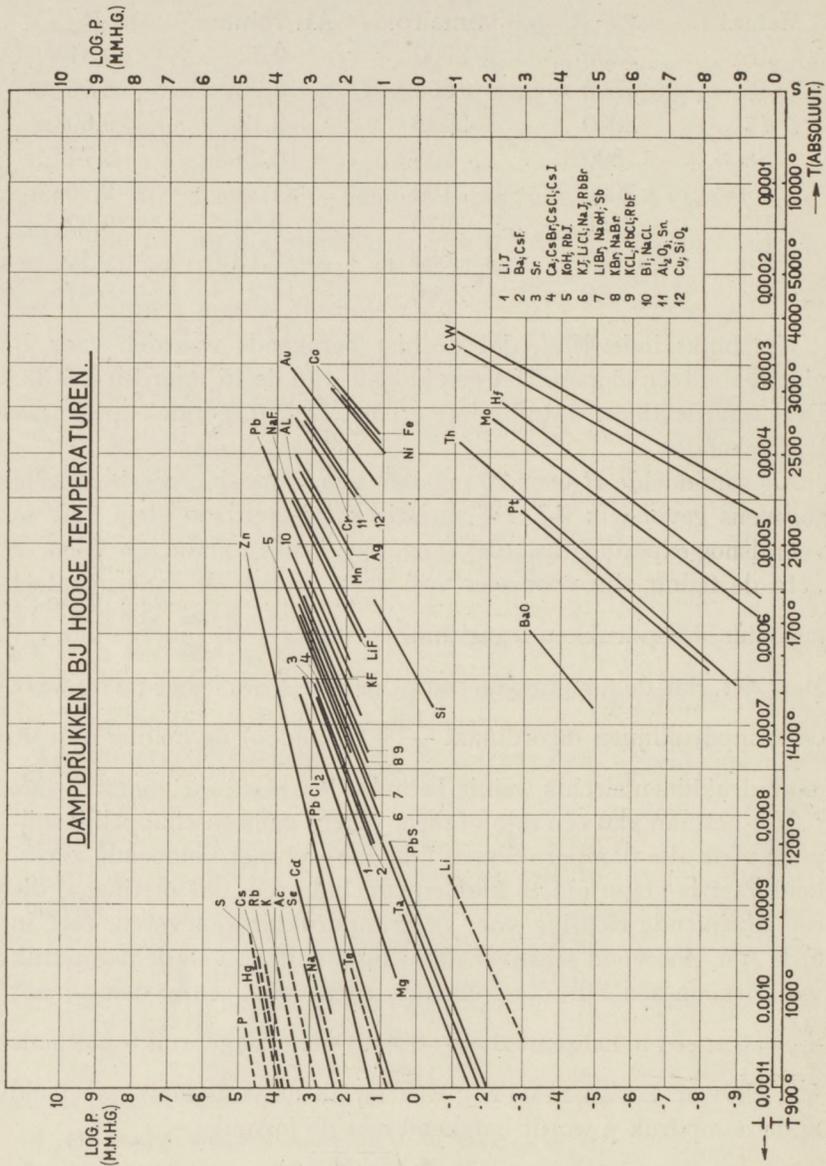
Het bestaan van een min of meer scherp gemeenschappelijk snijpunt voor alle dampdruklijnen lijkt me wel met voldoende zekerheid vast te staan om te kunnen concludeeren, dat metingen, die een afwijkende richting voor de dampdruklijn opleveren, niet in orde zijn. Zoo vond schrijver dezes bij metingen van de dampdruk van zirkoon een lijn, die weliswaar recht was, echter de ordinaat  $\frac{1}{T} = 0$  sneed in het punt  $B = -1,44$ . De hierbij gebruikte methode was die van Langmuir<sup>1)</sup>, waarbij uit de verdampingssnelheid  $m$  de dampdruk  $p$  wordt berekend met de formule:

$$m = p \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}$$

Nu is zirkoon waarschijnlijk bedekt met een oxydhuidje<sup>2)</sup>, waar-

1) Phys. Rev. 1913, II, p. 329.

2) Zwickler. Versl. Kon. Ac. 35, 346, 1926.



door de verdampingssnelheid beïnvloed wordt en we dus 'n foutieve dampdruk uitrekenen.

Ook bij de metingen van Ruff en Hartmann<sup>1)</sup> aan Ca,

1) Zts. f. anorg. u. allg. Chemie 133, 29, 1924.

*Sr* en *Ba* moeten omstandigheden werkzaam zijn geweest, die tot foutieve uitkomsten aanleiding gaven. Zij vinden n.l.  $B$  ongeveer = 15,4. Dezelfde onderzoekers vinden voor de helling van de dampdruklijn van *Mg* 'n waarde, die klopt met de door mij theoretisch gevondene. Zij vermelden dan ook, dat ze bij de metalen *Ca*, *Sr* en *Ba* allerlei moeilijkheden ondervonden, die ze bij *Mg* niet hadden. Aan de andere kant vindt *Pilling*<sup>1)</sup>, die de dampdruk van *Ca* meet volgens een andere methode een helling voor de dampdruklijn, die weer klopt met de theoretische.

Bij het teekenen van de figuur is dan ook, behoudens voor eenige metalen, waarvan de dampdruk over een zeer groot temperatuurgebied bekend is (*C*, *W*), ter bepaling van de helling der lijnen meer waarde gehecht aan de theoretische waarde  $B = 9,33$  dan aan de direkt uit de metingen volgende. Het zwaartepunt van de meetpunten is alleen gebruikt om de lijn doorheen te leggen.

De figuur is geteekend om gebruikt te worden door diegenen, die bij hun onderzoekingen met dampdrukken bij hoge temperaturen te maken hebben. Ter verhooging van de toepassingsmogelijkheden zijn ook de lijnen aangegeven voor:

- a) metalen, waarvan de dampdrukken slechts gemeten zijn boven de vloeibare fase;
- b) meer-atomige stoffen (zouten).

De voorgaande theoretische overwegingen gelden alleen voor de dampdruk boven vaste metalen. Bij het smeltpunt maakt de dampdruklijn een knik. De grootte hangt af van de smeltwarmte. Deze nu is bij de metalen van de orde van 2000 cal per gram atoom. Het verschil tusschen  $B_1$  (vast metaal) en  $B_2$  (vloeibaar metaal) volgt uit:

$$\log p_{\text{tripelpunt}} = -\frac{\lambda_1}{4,571 T} + B_1 = -\frac{\lambda_2}{4,571 T} + B_2.$$

Nu is  $\lambda_1 - \lambda_2 =$  smeltwarmte, waaruit:

$$B_1 - B_2 = \frac{\text{Smeltwarmte}}{4,571 T}.$$

$B_1 - B_2$  wordt van de orde 0,5<sup>2)</sup>, dus de knik is zoo klein, dat hij in onze figuur niet is aan te geven.

Dat ik ook de dampdruklijnen voor de zouten naar het punt

1) *Phys. Rev.* 18, 366, 1921.

2) Ook *Richards* (l. c.) vindt uit het door hem verzamelde empirische materiaal voor het verschil der beide  $B$ 's de waarde 0,5.

$B = 9,33$  heb laten loopen, is theoretisch niet zoo eenvoudig te motiveeren. Het experimenteele materiaal is hier nog dubieuzer dan bij de metalen, omdat bij het sublimeeren van zouten grooter kans is op dissociatie. Evenwel vinden v. Liempt, Richards en anderen, dat de regel van de constante  $B$  niet beperkt blijft tot metalen, maar ook voor de zouten geldt.

De voorgaande theoretische beschouwingen toegepast op de zouten, verschillen in 3 opzichten van die, toegepast op de metalen n.l.: de molecuulwarmte van de gasphase is grooter, de chemische constante is grooter, de atoomwarmte van de vaste phase is ongeveer dezelfde, dus de molecuulwarmte  $n$  keer zoo groot, als het molecuul  $n$  atoomig is.

In verband met het weinige, wat zoowel theoretisch als experimenteel betreffende deze zaak bekend is, heeft het geen zin de figuur noodeloos te compliceeren door voor de dampdruklijnen van de zouten een ander apex te nemen.

Hieronder volgt de lijst van experimenteele werken, waaruit de gegevens voor de figuur zijn geput.

#### Summary.

The formula according to the quantumtheory for the vapor pressure of solids is discussed with regard to the experimental data available at present. Within the limits of experimental error the vapor pressure can be represented by

$$\log p \text{ (mm)} = -\frac{A}{T} + 9,33,$$

where:  $A$  is a constant, varying from substance to substance.

$T$  is the absolute temperature in centigrades.

### LITERATUURLIJST DAMPDrukKEN

		METALEN	
<i>Ag</i>	Greenwood,	Proc. Roy. Soc.,	83A, 1910, p. 483.
<i>Al</i>	Greenwood,	als <i>Ag</i> .	
<i>As</i>	Preuner & Bock- m ö l l e r,	Z. f. Phys. Chemie,	81, 1913, 129.
<i>Au</i>	Ruff & Bergdahl,	Z. f. Anorg. Chemie,	106, 1919, 76.
<i>Ba</i>	Ruff & Hartmann,	Z. f. Anorg. u. Allg. Chem.	133, 1924, 313.
<i>Bi</i>	Greenwood,	als <i>Ag</i> .	
<i>C</i>	Jedrzejewsky & Wertenstein,	Comptes Rendus,	177, 1922, 316.
<i>Ca</i>	Pilling, Ruff & Hartmann,	Phys. Rev., als <i>Ba</i> .	18, 1921, 366.

<i>Cd</i>	Egerton,	Phil. Mag.,	33,	1917,	33.
	Heycock & Lam- lough,	Proc. Chem. Soc.,	28,	1912,	4.
<i>Co</i>	Ruff & Keiling,	Z. Anorg. Chemie,	88,	1914,	410.
<i>Cr</i>	Greenwood,	Proc. Roy. Soc.,	82A,	1909,	396.
<i>Cs</i>	Scott,	Phil. Mag.,	1,	1924,	32.
	Hackspill,	Ann. d. Chim. Phys.,	28,	1913,	611.
<i>Cu</i>	Greenwood,	Proc. Roy. Soc.,	83A,	1910,	483.
<i>Fe</i>	Ruff & Bormann,	Z. Anorg. Chemie,	88,	1914,	386.
<i>Hg</i>	Knudsen,	Ann. d. Physik,	29,	1909,	179.
<i>K</i>	Fiock & Rode- bush,	Jl. Am. Chem. Soc.,	48,	1926,	2522.
	Killian,	Phys. Rev.,	27,	1926,	578.
	Hackspill,	als <i>Cs</i> .			
<i>Mg</i>	Ruff & Hartmann,	Z. Anorg. Chemie,	133,	1924,	30.
<i>Mn</i>	Greenwood,	als <i>Cr</i> .			
<i>Mo</i>	Zwicker,	Physica,	7,	1927.	
<i>Na</i>	Hackspill,	als <i>Cs</i> .			
<i>Ni</i>	Ruff & Bormann,	als <i>Fe</i> .			
<i>P</i>	Smits & Bock- horst,	Z. f. Phys. Chem.,	91,	1916,	249
<i>Pb</i>	Greenwood,	als <i>Ag</i> .			
<i>Pt</i>	Langmuir & Mac- kay,	Phys. Rev.,	4,	1914.	
<i>Rb</i>	Scott,	als <i>Cs</i> .			
	Killian,	als <i>K</i> .			
	Hackspill,	als <i>Cs</i> .			
<i>S</i>	Regnault,	Mém. de Paris,	26,	1862,	339.
<i>Sb</i>	Ruff & Bergdahl,	als <i>Au</i> .			
<i>Se</i>	Preuner & Bock- müller,	als <i>As</i> .			
<i>Si</i>	v. Wartenberg,	Z. Anorg. Chemie,	79,	1912,	71.
<i>Sn</i>	Greenwood,	als <i>Ag</i> .			
<i>Sr</i>	Ruff & Hartmann,	als <i>Ba</i> .			
<i>Tl</i>	v. Wartenberg,	Z. Elektrochemie,	19,	1913,	482.
<i>Te</i>	Doolan & Parting- ton,	Trans. Far. Soc.,		1924,	42.
<i>Th</i>	Zwicker,	Niet gepubliceerd.			
<i>W</i>	Zwicker,	Dissertatie A'dam,		1925.	
<i>Zn</i>	Egerton,	als <i>Cd</i> .			

## ZOUTEN

$Al_2O_3$	Ruff & Schmidt,	Z. Anorg. Chemie,	117,	1921, p.	172.
$BaO$	Reerink,	Niet gepubliceerd.			

<i>CsBr</i>	Ruff & Mugdan,	Z. Anorg. Chemie,	117,	1921,	161.
<i>CsCl</i>	Fiock & Rode- bush,	Jl. Am. Chem. Soc.,	48,	1926,	2522.
	Ruff & Mugdan,	als <i>Cs Br</i> .			
<i>Cs F</i>	v. Wartenberg & Schulz,	Z. Elektrochemie,	27,	1921,	568.
<i>Cs J</i>	Ruff & Mugdan,	als <i>Cs Br</i> .			
<i>KBr</i>	Fiock & Rode- bush,	als <i>Cs Cl</i> .			
	Ruff & Mugdan,	als <i>Cs Br</i> .			
<i>KCl</i>	als <i>K Br</i> .				
<i>KF</i>	v. Wartenberg & Schulz,	als <i>Cs F</i> .			
<i>KJ</i>	als <i>K Br</i> .				
<i>KOH</i>	v. Wartenberg & Albrecht,	Z. Elektrochemie,	27,	1921,	162.
<i>Li Br</i>	Ruff & Mugdan,	als <i>Cs Br</i> .			
<i>Li Cl</i>	als <i>Li Br</i> .				
<i>Li F</i>	v. Wartenberg & Schulz,	als <i>Cs F</i> .			
<i>Li J</i>	als <i>Li Br</i> .				
<i>Na Br</i>	Ruff & Mugdan,	als <i>Cs Br</i> .			
<i>Na Cl</i>	als <i>K Br</i> .				
<i>Na J</i>	v. Wartenberg & Albrecht,	als <i>KOH</i> .			
<i>Na F</i>	v. Wartenberg & Schulz,	als <i>Cs F</i> .			
<i>NaOH</i>	v. Wartenberg & Albrecht,	als <i>KOH</i> .			
<i>PbCl<sub>2</sub></i>	Eastman & Du- schali,	J. Frankl. Inst.,	188,	1919,	823.
<i>Pb S</i>	Schenck & Albers,	Z. Anorg. Chemie,	105,	1919,	164.
<i>RbBr</i>	v. Wartenberg & Schulz,	als <i>Cs F</i> .			
<i>RbCl</i>	dito				
<i>Rb F</i>	dito				
<i>Rb J</i>	dito				
<i>Si O<sub>2</sub></i>	Ruff & Schmidt,	Z. Anorg. Chemie,	117,	1921,	172.



## BOEKBESPREKING

*Dr. E. Rabinowitsch, Die Elemente der achten Gruppe des periodischen Systems I. Die Edelgase* (Handbuch der anorganischen Chemie; herausgegeben von R. Abegg, IV. III Abt. I Teil).

Dat dit werk, hoewel deel uitmakend van een handboek der anorganische chemie, een geheel fysisch karakter draagt, laat zich hooren. Immers, een scheikunde der zeldzame gassen bestaat niet of zoo goed als niet. Van de 460 bladzijden zijn er nog geen 10 gewijd aan de pogingen om zeldzame gasen chemisch met andere stoffen te verbinden. De physica der zeldzame gasen is zeer volledig behandeld: bereiding (veelal volgens fysische methoden), kerneigenschappen, atomaire eigenschappen (spectra, ook Röntgenspectra, electrische ontladingen, enz.), moleculaire eigenschappen (toestandsvergelijking, adsorptie, oplosbaarheid, enz.), dit alles komt op voortreffelijke wijze tot zijn recht.

Dit boek is een compilatie-werk in den besten zin van het woord. De geheele litteratuur, tot einde 1927, niet minder dan 1468 verhandelingen benevens 9 boeken, brochures enz. is erin verwerkt; 232 tabellen zijn erin afgedrukt, benevens tal van formules en constanten. De bewerking van dit ontlaglijke materiaal munt uit door groote volledigheid en nauwgezetheid. Het is een encyclopaedie der zeldzame gassen, een onmisbare handleiding voor allen die zich voor dit onderwerp interesseeren of die er in werken.

De kleine tekortkomingen en onvolledigheden, die ik gevonden heb, zijn van te weinig belang om ze hier te vermelden.

Een naamregister zou de waarde van dit voortreffelijke boek nog verhoogd hebben.  
C. A. C.

*Lucien Bull, La Cinématographie.* 180 blz., 44 fig. — Armand Colin No. 94 Paris. 1928. Prijs 9 frs., geb. 10 frs. 25.

De bedoeling van de „Collection Armand Colin” is, om aan jonge menschen, die zich vertrouwd wenschen te maken met de praktijk van een beroep, of die zich daarin verder willen bekwamen, in den vorm van korte boekjes samengesteld door deskundigen of geleerden, gemakkelijke handleidingen te verschaffen. Binnen het bereik van een ieder, die zich moet specialiseeren, brengt deze uitgave verder heldere en nauwkeurige uiteenzettingen van meest uiteenloopenden aard. Daarnaast beoogt de uitgave Armand Colin in de wetenschappelijke wereld Fransche methodes, smaak, kennis en cultuur te verspreiden.

De heer Lucien Bull, onder-directeur van het Institut Marey,

heeft dit laatste doel van de uitgave goed voor oogen gehouden. Dit werkje is inderdaad Fransch. Zòò is het dan ook alleen te verklaren, dat van werk op dit gebied in andere landen verricht geen of nauwlijks vermelding wordt gedaan. Het boekje vormt hierdoor een afgesloten geheel. Dit heeft voordeelen vooral indien, zooals hier, blijkt dat de schrijver het werk van zijn landgenooten goed kent, en uit eigen aanschouwing heeft mede beleefd.

Zoo vindt men een heldere beschrijving van de methode van *Marey* om den polsslag graphisch op te nemen. Deze methode is een mechanische en zal zeker wel krommen geven die in enkele punten met het karakter van den polsslag overeenstemmen. Verbetering in het registreeren van bewegingen door bevestiging van een of meer lichtpunten, die men fotografeert in opvolgende standen, aan het bewegende deel, de daarbij noodzakelijke zwarte achtergrond en het tegelijk vastleggen van den tijd worden verder behandeld in het eerste hoofdstuk. Dat deze methodes onvolkomen zijn en sindsdien (1880) zijn verbeterd door electriche (snaargalvanometer) ontbreekt. Ook de toepassing van een bewegend lichtpunt voor het onderzoek van de tijdverdeeling over handgrepen bij arbeidsverrichtingen (*Taylor* en zijn medewerkers) mist men. In hoofdstuk II wordt een overzicht gegeven van de photographische analyse van bewegingen door opeenvolgende opnamen, eerst op een vaste en dan op een bewegende fotografische plaat. De beteekenis van de photographische film voor dit laatste doel — een uitvinding van *Marey* — en de eerste opname toestellen, waarin vooral de beweging van de film over telkens gelijke afstanden te wenschen over liet, worden beschreven. Hoofdstuk III geeft de synthese van de beweging uit de foto's die bij de analyse zijn gemaakt. De geschiedenis van de synthese is ouder dan die van de analyse. Reeds *Plateau* (1832) kende een methode om beelden uit de verschillende stadia van een beweging tot een bewegend beeld van de beweging samen te stellen. Hiervoor worden nog enkele andere oplossingen gegeven; zoo ook de kleine boekjes met een groot aantal telkens gewijzigde teekeningen die door snel bladeren aan het oog den indruk van een werkelijk gebeuren kunnen geven. Besloten wordt deze reeks met de projecteur *chronographique* van *Marey* (1893) waarbij voor het eerst door op eenvolgende projectie op een scherm een bewegend beeld werd verkregen. In hoofdstuk IV worden de gebruikelijke projectietoestellen behandeld. Men vindt er de wijze van voortbeweging van de film, verder de eischen dat minstens 16 afbeeldingen per sec. geprojecteerd dienen te worden en dat de tijd van verplaatsing van het geprojecteerde filmbeeldje tot het volgende zeer kort ( $1/100$  sec.) dient te zijn. Het zoogenaamde *Maltheser* kruis en de met dit kruis synchroon loopende roteerende sector worden daarbij helder beschreven. In hoofdstuk V wordt de film behandeld. Hoofdstuk VI geeft een overzicht van de gebruikte lichtbronnen en projectieschermen. Men mist hierbij een overzicht van de optische systemen en van de plaats van de film in de lichtbundel; ook een tabel waarin de oppervlaktehelderheden der gebruikte lichtbronnen (kaarsen per  $\text{cm}^2$  en oppervlakken) worden opgegeven, zou hier op zijn plaats geweest zijn. In hoofdstuk VII en VIII zijn aardige feiten medegedeeld over het optische bedrog, dat men van zelf of door geschikte keus van de omstandigheden bij de opname kan verkrij-

gen. Men vindt hier verder oplossingen, die gedeeltelijk in gebruik zijn, voor opname en reproductie van gekleurde films en voor het bereiken van relief (diepte) in de film reproductie. Dat verschil van bewegingsnelheid der opgenomen voorwerpen zonder verdere hulpmiddelen reeds diepte geeft is daarbij opmerkelijk. Hoofdstuk IX behandelt de wetenschappelijke toepassing der cinematographie. Langzame veranderingen in de natuurlijke ontwikkeling van vele biologische processen kan men in enkele minuten doen afloopen. Vooral, belangrijk is echter de weergave van zeer snel verloopende gebeurtenissen b.v. het afschieten van een geweerkogel, waarbij of de film in dezelfde richting van de kogel loopt en liefst met dezelfde snelheid (tot 100 m. per seconde) waarbij 5000 opnamen per sec. gemaakt worden; of waarbij de film, volgens een cylinder oppervlak geplaatst, stil staat, en met een roterend prisma de opeenvolgende standen van het voorwerp, belicht met behulp van een oscillerende ontlading, worden vastgelegd.

Het laatste hoofdstuk bespreekt de prioriteitsrechten van de uitvinding van de cinematographie. Zooals steeds zijn deze beschouwingen vrij onvruchtbaar.

Samenvattend meen ik te kunnen zeggen, dat ondanks het ontbreken van vele punten die men in een dergelijke samenvatting behoort te vinden, het geheel een smakelijk en aangenaam boekje is geworden, waarvan de lezing aan ieder die zich in dit gebied wil oriënteren van nut zal zijn. Een lijstje van werken, die voor verdere studie aan te bevelen zijn, is opgenomen.

P. C.

*Jean Chazy, La Théorie de la Relativité et la Mécanique Céleste.* Tome I, 261 blz. Gauthier-Villars. Paris 1928. Prijs 60 frs.

De attractiewet van *Newton*, het fundament der *mécanique céleste*, moet volgens de algemeene relativiteitstheorie beschouwd worden als een eerste benadering van de veel gecompliceerder betrekkingen, die de bewegingen van massa's in een zwaarteveld beheerschen. Het ligt daarom voor de hand te onderzoeken in hoeverre de resultaten der subtiële storingstheorie wijzigingen zullen moeten ondergaan, wanneer bijv. de aantrekkingswet, welke verband houdt met het lijnelement van *Schwarzschild*, in plaats van de wet van *Newton* aan de berekeningen ten grondslag wordt gelegd. Het boven vermelde werk, dat een aanwinst voor al wie zich voor deze kwesties interesseert, mag genoemd worden, stelt hier een uitvoerig onderzoek naar in, dat uitmunt door beknoptheid en duidelijkheid.

Hoofdstuk I begint met een uitgebreide inleiding tot de variatierekening en eenige harer voornaamste toepassingen op het onderzoek van geodetische lijnen, samenhangend met een gegeven lijnelement in een ruimte van *n*-afmetingen. In verband hiermede worden verder de principes van *Hamilton* en *Maupeirtius* afgeleid en gebruikt om de wetten der klassieke mechanica te vinden.

Hoofdstuk II brengt de aantrekkingswet, die behoort bij het lijnelement van *Schwarzschild* en de berekening van de hieruit volgende beweging van het perihelium van een planetenbaan.

In hoofdstuk III wordt aangegeven hoe men het klassieke principe der

variatie van de konstanten op de wijze der storingstheorie ook bij de nieuwe wet kan toepassen. De noodige formules worden ontwikkeld en met behulp daarvan nagegaan welke correcties op de theorie van *Newton* noodig worden. Het blijkt dan, dat de correctie op de beweging van het perihelium van *Mercurius* juist het bedrag heeft, dat noodig is om het reeds lang bekende verschil tusschen theorie en waarneming op te heffen. Ook bij *Mars* treedt een correctie van eenige seconden in de goede richting op, ofschoon hier nog verschil tusschen theorie en waarneming blijft bestaan. Overige correcties zijn numerisch te klein om veel verschil met de klassieke resultaten te kunnen opleveren. Met name treedt geen verschil op in de beweging van de knoop.

De hoofdstukken IV en V zullen velen welkom zijn. Zij geven een uitmuntend overzicht van het werk door *Le Verrier* en later door *Newcomb* verrijkt betreffende de afwijkingen tusschen de beweging der planeten en de theorie van *Newton* benevens een korte bespreking van de verschillende hiervoor opgestelde verklaringen.

Hoofdstuk VI behandelt ten slotte de kromming van lichtstralen in het gravitatieveld der Zon.

H. GR.

*Rudolf Lämmel, Galileo Galilei im Licht des 20sten Jahrhunderts.* 287 blz., 11 fig. — Paul Franke, Berlin, 1928. Prijs R.M. 6.

De figuur van *Galilei* heeft steeds groote aantrekkingskracht bezeten voor de naar heroworship dostende menschheid. Vele sagen, die nog altijd in omloop zijn, (de valproeven van de toren van *Pisa*, het beroemde „e pur si muove“!) vormen hier een symptoom van. Daardoor is het een moeilijke taak de waarheid van dit leven onbevooroordeeld weer te geven. En een on dankbare!, want de heldenfiguur der verbeelding is velen liever dan de werkelijke mensch met zijn zwakheden en dwalingen, die zoo wonderlijk vergroeid zijn met trekken van grootheid en genialiteit. De schrijver van het boven vermelde werk deinst echter niet voor deze opgave terug. Hoe *Galilei* door karakter en omstandigheden na de eerste periode van roem en eer wel tot het bekende dramatische einde moest komen, vormt zijn thema. Daarbij ziet hij in het conflict tusschen *Galilei* en de Kerk niet in de eerste plaats een strijd tusschen waarheid en religie, maar een zoo-veelste voorbeeld van de pathologische onverdraagzaamheid van elke eenmaal heerschende opvatting, zij het op medisch, juridisch, filosofisch of religieus gebied tegen al wat nieuw, al wat afwijkend is.

Wanneer men het leven van *Galilei* nader beziet, komt men onvermijdelijk tot de slotsom, dat veel van wat hem wordt toegedicht, moet vervallen: *Benedetti's* aandeel in het ontdekken van de juiste valwet is bijna even groot als het zijne, de verrekijker werd niet door hem uitgevonden, zijn theorie der getijden kan niet in de schaduw staan van die van *Kepler*, welke hij gekend maar niet begrepen heeft, in zijn persoonlijk leven komen vele onverkwikkelijkheden voor. . . . Maar in spijt van dit alles zal *Galilei* steeds als groote, stralende figuur afsteken tegen den duisteren achtergrond van zijn tijd, omdat hij, als weinig anderen, een representatieve figuur van den strijd der vernieuwing is. Voor ons, menschen van het heden,

is het goed ons in de tragiek van zijn leven te verdiepen; misschien leeren wij er uit onze eigen Galilei's beter te eeren. Hiertoe kan de lezing van L a m e l's boek wellicht het zijne bijdragen. De uitgave is goed verzorgd en — gelukkig! — met Latijnsche letter gedrukt. Het illustratiemateriaal bevat o. m. een paar interessante reproducties van het protocol van Galilei's proces.

H. GR.

*G. Birtwistle, The new quantum-mechanics*, 290 pag. 15 fig. University press. Cambridge, England 1928, 16 sh.net.

Dit boek vormt een voortzetting van „The quantum theory of the atom” (boekbespr. *Physica* 6, 266, 1926) en is evenals dit op te vatten als een bedeneerd literatuuroverzicht (1925 — Sept. 1927).

Na een kort, maar daardoor zeer leesbaar historisch overzicht van de ontwikkeling der denkbeelden op dit gebied sinds 1925 volgt eerst een bespreking van het vectormodel in de moderne numerering ( $l = 0, 1, 2, \dots$ ), der quantagetallen: Zeeman-effekt, proeven van Stern en Gerlach, de  $g$ -formule, de hypothese van Uhlenbeck en Goudsmit. Uitvoerig wordt de toepassing van de multiplettheorie op de Röntgenspectra besproken en in aansluiting daaraan de formule van Landé voor de optische doubletten.

In een nu volgend overzicht van de matrices-rekening, waarin de overeenkomst met de reeks van Fourier duidelijk op den voorgrond is gesteld, zijn de opvattingen van Dirac en Heisenberg tot een geheel verenigd. Storingstheorie wordt besproken en het geheel toegepast op de harmonische en onharmonische oscillatoren. Daarna wordt een overzicht gegeven van de invloed van de quanten-mechanica op het vectormodel. Met behulp hiervan wordt een afleiding gegeven van de intensiteiten der Zeeman-komponenten, welke echter volgens Heisenberg (*Nat. Wiss.* 16, 318, 1928) fouten bevat.

De stukken van Schrödinger over de undulatorische mechanica zijn in nu volgende hoofdstukken verwerkt. Het probleem van het heliumatoom wordt eerst quantum-mechanisch bekeken. Hierachter vinden de nieuwe statistieken (Fermi, Bose) een plaats alsmede Dirac's matrix-rekening. Tenslotte volgt een hoofdstuk over de essentieele onbepaaldheid van fysieke grootheden, volgens Heisenberg, in een formuleering die aan Bohr te danken is. Uit deze opsomming blijkt het encyclopaedisch karakter van dit boek. Hierdoor en door zijn gedrongen vorm leest men het ondanks de duidelijke stijl minder makkelijk dan men aanvankelijk zou meenen. Voor ieder die op de hoogte wenscht te komen met de nieuwe theorieën schijnt het mij niettemin een uitstekend handboek.

DE GR.

*Max Planck, Einführung in die allgemeine Mechanik, zum Gebrauch bei Vorträgen sowie zum Selbstunterricht.* 4<sup>e</sup> Auflage. 224 blz., 43 fig. S. Hirzel, Leipzig.

De geest waarin het hiervoren genoemde elementaire leerboek der theoretische mechanica werd geschreven is geheel bepaald door de in het voor-

woord opgenomen opmerking van den schrijver, dat de moeilijkheden, waarmede een beginner bij het betreden van het gebied der theoretische physica te kampen heeft, meestal minder in den mathematischen vorm, dan in den physischen inhoud van de ontwikkelde gedachten liggen en dat in verband daarmee niet het bewerken der vergelijkingen, doch veeleer hunne opstelling en hunne interpretatie het meeste zwaarigheid maakt. Een ieder, die mechanica onderwijst zal de juistheid dezer opmerking erkennen, en het dan ook toejuichen, dat de schrijver zich als doel stelde, de mechanica niet als een afgesloten en gepolijst geheel voor oogen te voeren, doch haar veeleer als een tak van wetenschap te doen kennen, die stap voor stap in zijn ontwikkeling is verder gekomen, daarbij den lezer de mogelijkheid biedende, de bijzondere bekoring te ondergaan, die elk zelfstandig werker bij het indringen in een hem nieuw gebied ondervindt.

Dat de schrijver zijn doel bereikt heeft bewijst het feit, dat binnen 12 jaar een vierde druk van zijn werk verschijnt, voldoende.

Het leerboek kan allen studeerenden, als inleiding tot de theoretische mechanica ten sterkste worden aanbevolen.

Bo.

## TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

Norman Robert Campbell, Sc. D., F. Inst. P., Measurement and Calculation, 293 blz. — Longmans, Green & Co. Ltd. London. 1928. Prijs 12/6 Net.

U. R. S. I., Recueil des Travaux de l'Assemblée Générale tenue à Washington en Octobre 1927. Fascicule I, Mémoires scientifiques présentés à la Séance publique. (Textes originaux), 78 blz., vele figuren. — Secrétariat général de l'U. R. S. I., Bruxelles. 1928.

## STRIKVRAGEN

*Vraag XXXVII.* Aan zekere instelling van Hooger Onderwijs veront-rustte men zich over een maatregel van den Minister, die de vacantie liet eindigen op den derden Maandag in-stede van op den derden Dinsdag van September. Werd de vacantie daardoor gemiddeld één dag korter of niet?

*Antwoorden en nieuwe vragen. inzenden bij de Redactie.*

**Het antwoord op vraag XXXIV:** „Is het noodig, om een buigzaam lichaam over een horizontaal gespannen koord te doen gaan, ook zijn zwaartepunt over dat koord heen te doen gaan?“, moet ontkennend luiden, zooals men aanstonds in-ziet door te denken aan een lang koord, dat over een schijf heen loopt. Zijn zwaartepunt blijft steeds een flink eind beneden de schijf, en toch gaat het geheele koord over de schijf heen. Het ideaal voor een olympisch spring-kampioen moet zijn bij zoo gering mogelijke tophoogte van zijn zwaartepunt zelf zoo hoog mogelijk over de lat te kronkelen.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden. *Afgedrukt 29 Sept. 1928.*

## ONZE VOORSTELLING OMTRENT DE BOUW VAN DE STOF <sup>1)</sup>

door J. A. PRINS

Men is er in de loop der tijden eenigszins in geslaagd, zich omtrent de bouw der stoffen om ons heen een voorstelling te vormen, die in staat stelt, hun eigenschappen te overzien of, zoo men wil, te begrijpen. Bij de vorming van deze voorstelling is men telkens weer gedwongen geweest, zich te laten leiden door zijn *ervaringen*, hoe bevreemdend deze op het eerste gezicht soms ook leken. Het zou hier evenwel te ver voeren, deze weg te volgen. We zijn dus wel genoodzaakt, de voorstellingen tamelijk wel kant en klaar uit de lucht te zien vallen. Om deze val althans eenigszins te breken, zullen we zooveel mogelijk de historische volgorde bewaren en bovendien hier en daar enkele punten nader illustreeren.

Als eerste voorbeeld van een natuurvoorstelling, zooals we die op het oog hebben, moge een systeem dienen, dat men bij P l a t o aantreft: Hierbij onderscheidt men vier grondstoffen of „*elementen*”: aarde, water, lucht en vuur. Door deze op geschikte wijze te mengen, zou men er alle andere stoffen uit kunnen afleiden. Ten einde de onderling verschillende aard der vier elementen te verklaren, wordt aangenomen, dat de kleinste deeltjes of „*atomen*”, waaruit ze zijn opgebouwd, verschillen in *vorm*; en wel zou deze vorm zijn: bij aarde een kubus, wat een verklaring zou geven voor de hechte bouw van deze stof, bij water een twintigvlak, waarvan de bijna bolvormige gedaante het rollen der atomen zou begunstigen en dus de vloeibaarheid verklaren zou, verder bij lucht een achthoek, bij vuur een vierhoek; de puntigheid van deze laatste vorm geeft dan zelfs een verklaring voor het prikkelende gevoel, dat de aanraking met vuur bij ons te weeg brengt.

Men zal dit alles met recht wat naïef kunnen noemen — toch ligt onze huidige opvatting geheel in deze lijn. Als resultaat van langdu-

1) Openbare les, 11 October 1928 te Groningen voorgedragen.

rige onderzoeken heeft men tegenwoordig het bestaan van ongeveer 92 elementen of atoomsoorten aan te nemen; deze atoomsoorten verschillen onderling in gewicht, gedaante en verdere eigenschappen, terwijl het met „gewone” middelen niet mogelijk is ze in elkaar over te voeren. Uit deze 92 elementen kunnen alle andere stoffen door combinatie verkregen worden. Vaak moet men zich dit zoo denken, dat enkele gelijksoortige of ongelijksoortige atomen zich vereenigen tot een tamelijk stevig geheel, dat „molecuul” genoemd wordt. Het aantal mogelijke „één-atomige” moleculen is dus 92, twee-atomige  $92 \times 92 =$  ruim 8100, drie-atomige  $92 \times 92 \times 92 =$  bijna millioen, enz. Overigens heeft men niet al deze mogelijke combinaties in de natuur aangetroffen; met kunstmiddelen zal men echter waarschijnlijk wel iedere combinatie kunnen realiseren, zij het ook vaak slechts tijdelijk.

We stellen ons nu de vraag, op welke wijze de stoffen uit hun moleculen zijn opgebouwd. Hierop kan men tegenwoordig het antwoord vrij nauwkeurig geven. Bepalen we ons een oogenblik tot één-atomige moleculen (bv. die van kwik) en denken we ons deze eenvoudigheidshalve als harde bolletjes, dan moeten we ons de verschillende aggregaatstoestanden ervan voorstellen, ongeveer zooals dat voor een twee-dimensionaal geval in de figuur (fig. 3, rij A) is aangegeven: In vaste toestand zitten de bolletjes vrij netjes in een regelmatig patroon gerangschikt, in vloeibare toestand is er iets meer speling en is dientengevolge de regelmatigheid van het patroon bedorven, in gastoestand eindelijk bevinden zich de bolletjes vrij ver van elkaar.

Deze voorstelling heeft nog een belangrijke aanvulling noodig nl. de zg. „kinetische theorie van de warmte”. Volgens deze is, wat wij als warmte waarnemen, niet anders dan een ordeloos heen en weer bewegen der moleculen; hoe hooger de temperatuur, des te heviger is deze „warmtebeweging”. Laten we bv. eens nagaan, wat er volgens deze opvatting gebeurt, wanneer we een stof gaandeweg verhitten. Beginnen we bij een voldoende lage temperatuur, dan zal aanvankelijk onze stof vast zijn. Dit kan men verklaren door aan te nemen, dat de moleculen ervan elkaar aantrekken. Want dan zullen ze probeeren, zoo dicht mogelijk op elkaar te kruipen, en hieraan voldoet het afgebeelde *regelmatige* patroon beter dan eenig ander. Bij de lage temperatuur, die we onderstellen, is de warmtebeweging nog te gering, om dit patroon te vernietigen. Verhoogen we nu echter



de temperatuur, dan zal dit op een zeker oogenblik wel plaats vinden en de stof zal dan smelten. Evenwel is de onderlinge aantreking der moleculen vooreerst nog sterk genoeg om het meerendeel ervan tamelijk dicht bij elkaar te houden. Vergrooten we echter de snelheden door nog meer te verhitten, dan zullen steeds meer moleculen zich losrukken en vrij door de geheele beschikbare ruimte vliegen, d.w.z. de stof verdampt steeds meer.

Ik wil nu probeeren duidelijk te maken, hoe men door onderzoekingen met röntgenstralen deze voorstelling omtrent de opbouw van de stoffen uit hun moleculen heeft kunnen bevestigen.

Hiertoe moeten we een oogenblik stil staan bij de aard van deze stralen: Ze blijken, evenals gewoon licht, opgevat te moeten worden als golven, die door de ruimte loopen, ongeveer zooals watergolven over een watervlak. Enkele algemeene eigenschappen van golven, die we straks voor ons betoog noodig hebben, zou ik ook aan watergolven willen demonstreeren. Denken we ons, dat in een meer een dam ligt en dat aan de eene kant golven hierop aan rollen. Deze zullen dan, als we ergens in de dam een gat gemaakt denken, hier doorheen gaan. Evenwel gaan ze dan aan de andere zijde niet alleen *recht* door; er zullen ook in min of meer *schuine* richtingen zg. afgebogen golfbundels loopen, die op typische wijze van elkaar gescheiden zijn. De „waaier”, die aldus gevormd wordt, blijkt meer uit elkaar te gaan, wanneer de opening vernauwd wordt, een duidelijk bewijs, dat het verschijnsel heel iets anders is dan gewone „schaduwvorming”. Nog duidelijker krijgt men dergelijke afgebogen golfbundels, wanneer men een reeks gaten met onderling gelijke afstanden maakt. Een dergelijk „tralie” geeft des te grootere afbuigingen, naarmate de „tralieconstante” (d.i. de afstand tusschen twee opeenvolgende gaten) kleiner of naarmate de „golflengte” (d.i. de afstand tusschen twee opeenvolgende golven) grooter is. Met eenige foto's zou ik dit verschijnsel willen illustreeren. Hierbij werd een plankje vlak aan de oever van een vijver op en neer bewogen. Klaarblijkelijk komt dit op hetzelfde neer, als wanneer daar ter plaatse golven door een even groote opening naar binnen kwamen. Bij de eerste opname (fig. 1) ziet men een sterke rechtuitgaande golfbundel, aan de kant begrensd door zwakkere afgebogen bundels, op de tweede opname (fig. 2), die de buiging door een tralie illustreert, zijn de afgebogen bundels sterker en duidelijker van elkaar gescheiden.

Dat nu ook gewoon licht een dergelijke golfbeweging is, kunnen we gemakkelijk op de proef stellen met behulp van een zwart plaatje, waarop (door fotografische reproductie van een in halve mm's verdeeld schaalte) een reeks doorlaatbare strepen is aangebracht. Deze spelen de rol van de gaten in de dam van zoeven, terwijl de golven nu worden uitgezonden door een lamp met rechte gloeidraad. Houdt men één lijn, die wat langer is dan de andere, vlak voor het oog en kijkt men zoo naar de lichtbron, dan ziet men een sterke breede band, aan weerskanten begeleid door zwakkere. Deze laatste worden gevormd door de afgebogen golfbundels. Ziet men door het tralie, gevormd door meerdere strepen, dan ziet men vrij veel tamelijk scherpe lijnen, die overeenkomen met even zoovele afgebogen lichtgolvenbundels. Op soortgelijke manier moeten we het buigingsbeeld verklaren, dat we waarnemen, wanneer we nu door een „tweedimensionaal tralie” (kopergaasje) naar een puntvormige lichtbron kijken.

Zooals nu de regelmatige rangschikking der gaatjes in dit gaasje een regelmatig buigingsbeeld veroorzaakt, zoo moet ook de regelmatige rangschikking van de moleculen in een vaste stof in staat zijn, hetzelfde te doen met golven waarvan de lengte vergelijkbaar is met de afstanden ertusschen. Dit is het geval met röntgenstralen. Om duidelijk te maken, hoe bij de verschillende toestanden van de stof de rangschikking der moleculen zich in de vorm van het buigingsbeeld openbaart, heb ik van het verschijnsel op grotere schaal een model gemaakt. Hierbij fungeren hagelkorrels of zaadkorrels voor moleculen. Om de stof eruit op te bouwen, worden ze uitgebreid op een stuk spiegelglas en eventueel zijdelings aangedrukt (dit vervangt de onderlinge aantrekking). De daarbij in de verschillende gevallen tot stand komende rangschikking is in de reeds ter sprake gekomen rij A van fig. 3 te zien. Zooals men ziet, zijn er bij de vaste stof nog twee soorten: bij de ééne vormen alle moleculen één groot kristal, bij de andere bestaat het geheel uit kleinere stukken van dien aard, die kriskras door elkaar liggen; het eerste is b.v. het geval bij een suikerklontje, het tweede bij samengebakken poedersuiker en bv. bij de meeste metalen. De door deze vier verschillende modellen bij doorstraling met gewoon licht opgeleverde buigingsbeelden staan in de tweede rij. Daaronder staan nu eenige overeenkomstige buigingsbeelden, zooals men ze bij doorstraling van werkelijke stoffen met röntgenstralen

krijgt. (Op de onderste twee buigingsbeelden komen we straks terug).

Thans zou ik nog de aandacht willen vestigen op het principieele verschil <sup>3)</sup> tusschen de buigingsbeelden van het vloeistofmodel en van het gasmodel. Beide bestaan uit één of meerdere *wazige* banden, in tegenstelling met de buigingsbeelden van vaste stoffen, die uit volmaakt *scherpe* stippen of cirkels bestaan; het principieele verschil tusschen vloeistof en gas is evenwel hierin gelegen, dat bij vloeistoffen de eerste band pas op eenige afstand van de directe straal aanvangt, bij gassen daarentegen onmiddellijk daaraan grenst. De gereproduceerde röntgenopnames van vloeistoffen zijn hiermee in overeenstemming. Dat ook bij röntgenopnames van gassen, analoog aan die van het gasmodel, de band reeds onmiddellijk bij de directe straal aanvangt, heb ik kunnen constateeren bij een joodkalioplossing, die, wat betreft de buigende werking t. o. v. röntgenstralen, gelijk staat met een tamelijk dicht gas, bestaande uit jodium-ionen.

Wanneer we ons nu afvragen, wat we precies uit dergelijke röntgenopnames kunnen leeren omtrent de moleculen, dan blijkt dit tweërlei te zijn.

Beginnen we met de buigingsbeelden van *vaste* stoffen. Hier hebben we reeds opgemerkt, dat de *plaats* van de stippen of ringen bepaald wordt door de *rangschikking* der moleculen en omgekeerd kan men ook deze laatste uit de eerste afleiden. We kunnen echter nog meer te weten komen, wanneer we onze aandacht ook richten op de *intensiteiten* der ringen of stippen. Deze blijken nl. samen te hangen met de „vorm” der moleculen. (Een nadere verklaring van wat we hierbij onder „vorm” verstaan zullen we straks geven). Aan een voorbeeld<sup>4)</sup> zou ik willen laten zien, dat op deze wijze inderdaad bij moleculen, die uit meerdere atomen zijn samengesteld, een vorm voor den dag komt, zooals we die volgens de samenstelling zouden verwachten. Het voorbeeld betreft palmitinezuur (een hoofdbestanddeel van waxine-lichtjes). Volgens scheikundige onderzoekingen bestaan de moleculen hiervan uit een langgestrekte keten van zestien koolstofatomen, waarvan de vijftien eerste ieder drie of twee waterstofatomen dragen, terwijl het zestiende één waterstofatoom en twee zuurstofatomen draagt (de zg. carboxylgroep). De röntgenopnames van deze stof nu vertoonen een typisch intensiteitsverloop in de opeenvolgende spectra, die met de lengteafmeting van het mole-

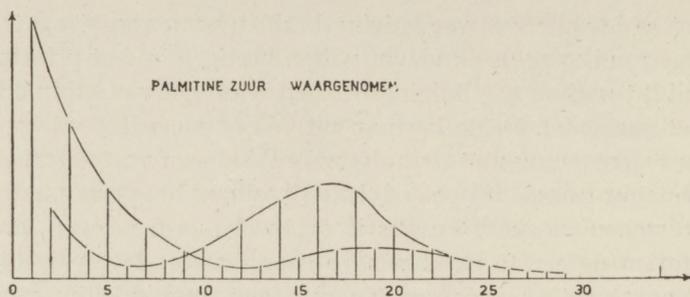


Fig. 4. De relatieve intensiteiten van de verschillende ordes van de lange tralieconstante bij Palmatinezuur.

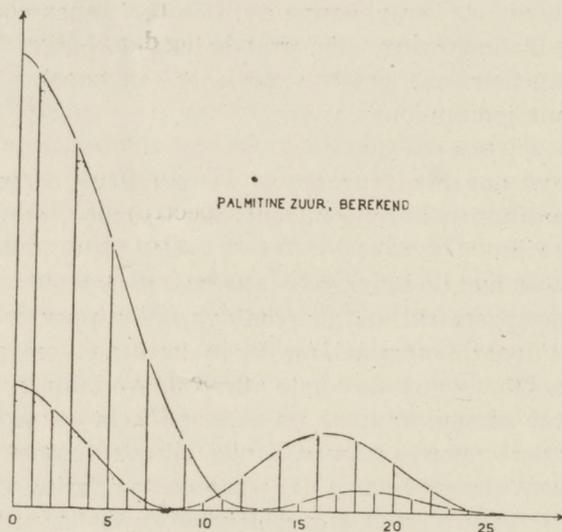


Fig. 5. Theoretisch verloop der relatieve intensiteiten bij Palmatinezuur berekend uit de „moleculvorm” voorgesteld in fig. 6.

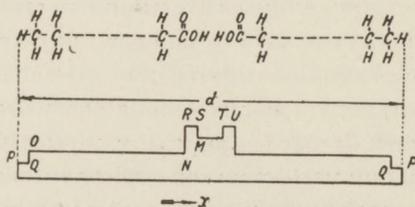


Fig. 6. „Moleculvorm” van Palmatinezuur, boven volgens scheikundige opvatting, beneden volgens röntgenanalyse.

cuul samenhangen (zie fig. 4) en dit intensiteitsverloop laat zich verklaren (zie fig. 5) door aan de moleculen de in fig. 6 aangegeven „vorm” toe te kennen. Deze „vorm” nu komt geheel overeen met de molecuulvorm, die we volgens bovengenoemde scheikundige samenstelling te verwachten hebben; tevens blijkt, dat telkens twee moleculen zich met de carboxylgroepen tegen elkaar aan leggen.

Beschouwen we nu de buigingsbeelden van *gassen*. Dit is eigenlijk het eenvoudigste van de drie gevallen. Doordat nl. de moleculen hier zoo ver uit elkaar liggen en dientengevolge veel speelruimte hebben, zal de invloed van de rangschikking op het buigingsbeeld geheel onmerkbaar worden en dus de intensiteitsverdeling in het buigingsbeeld alleen bepaald worden door de „vorm” der moleculen.

Het moeilijkst te interpreteren zijn de buigingsbeelden van *vloeistoffen*. Men zal nl. begrijpen, dat de pakking der moleculen hier weer zoo dicht is, dat het buigingsbeeld weer, evenals bij vaste stoffen, bepaald wordt zoowel door de rangschikking als door de „vorm” der moleculen. Anders dan bij vaste stoffen evenwel zijn deze twee invloeden hier niet *gescheiden* uit het buigingsbeeld af te lezen (als plaats en intensiteit der verschillende spectra) doch de intensiteitsverdeling in het buigingsbeeld komt thans tot stand door *samenwerking* van beide factoren. Gelukkig kennen we vaak met voldoende nauwkeurigheid de „vorm” der moleculen uit andere onderzoekingen of uit theoretische overwegingen. Is dit het geval, dan kunnen we ook voor vloeistoffen uit het buigingsbeeld een conclusie trekken over de rangschikking der moleculen. Nauwkeuriger uitgedrukt kunnen we eruit afleiden, hoe de verdeelingswet <sup>5)</sup> voor de onderlinge *afstanden* der moleculen luidt. Hierbij komt steeds tot uiting, dat er een onderste grens voor deze afstanden is nl. het dubbele van de „straal” van de (ongeveer bolvormig gedachte) moleculen. Het is deze grootte, die doorgaans in de eerste plaats de diameter van de sterkste buigingsring bepaalt. Uitzonderingen moet men evenwel verwachten en heeft men ook geconstateerd<sup>6)</sup> bij stoffen, waarvan de molecuulvorm sterk van de bolvorm afwijkt (zooals bv. het bovengenoemde palmitinezuur in gesmolten toestand en analoge stoffen).

Onze voorstelling omtrent de bouw van de stof zou toch nog zeer onvolledig zijn, wanneer we niet konden aangeven, *waarom* zich de atomen zoo plaatsen, sommige zich wel met elkaar tot moleculen verbinden, andere niet enz. Het is duidelijk, dat men, om deze

vraag te beantwoorden, de atomen nader moet bekijken. Deze nadere studie van het atoom, de zg. „atoomphysica” heeft ons een reeks verrassende feiten leeren kennen, die ons thans echter als welgeordend geheel voor oogen staan, zoodat we nu vrijwel iedere desbetreffende vraag kunnen beantwoorden.

De eerste stap op deze baan was de opstelling van het zg. „*atoommodel van Bohr*”. Hierbij wordt ieder atoom weer gedacht als een soort zonnestelsel in het klein, bestaande uit een zware „*kern*”, waaromheen een aantal lichtere „*electronen*” loopen, evenals de planeten om de zon. De aantrekkende kracht is hier evenwel van elektrische aard. De kern is nl. positief geladen, de electronen negatief. De negatieve lading van alle electronen is dezelfde en wordt „*elementaire lading*” genoemd, de kern heeft een positieve lading ter waarde van evenveel elementaire ladingen als het aantal electronen er omheen. Dit getal heet „*kernladingsgetal*” of atoomnummer. Daar de electronen zich individueel niet onderscheiden, is volgens deze opvatting een atoom volledig gekarakteriseerd door zijn kernladingsgetal, d. w. z. we hoeven slechts voor ieder atoom dit geheele getal, gelegen tusschen 1 en 92, op te geven en kunnen dan verder *alle* eigenschappen ervan door zuiver rekenen afleiden. De kern trekt nl. vanzelf zooveel electronen tot zich, als zijn kernladingsgetal aangeeft en deze electronen zullen ook vanzelf in heel bepaalde banen om de kern rondloopen. Kent men deze, dan kent men alle eigenschappen van het atoom. 7)

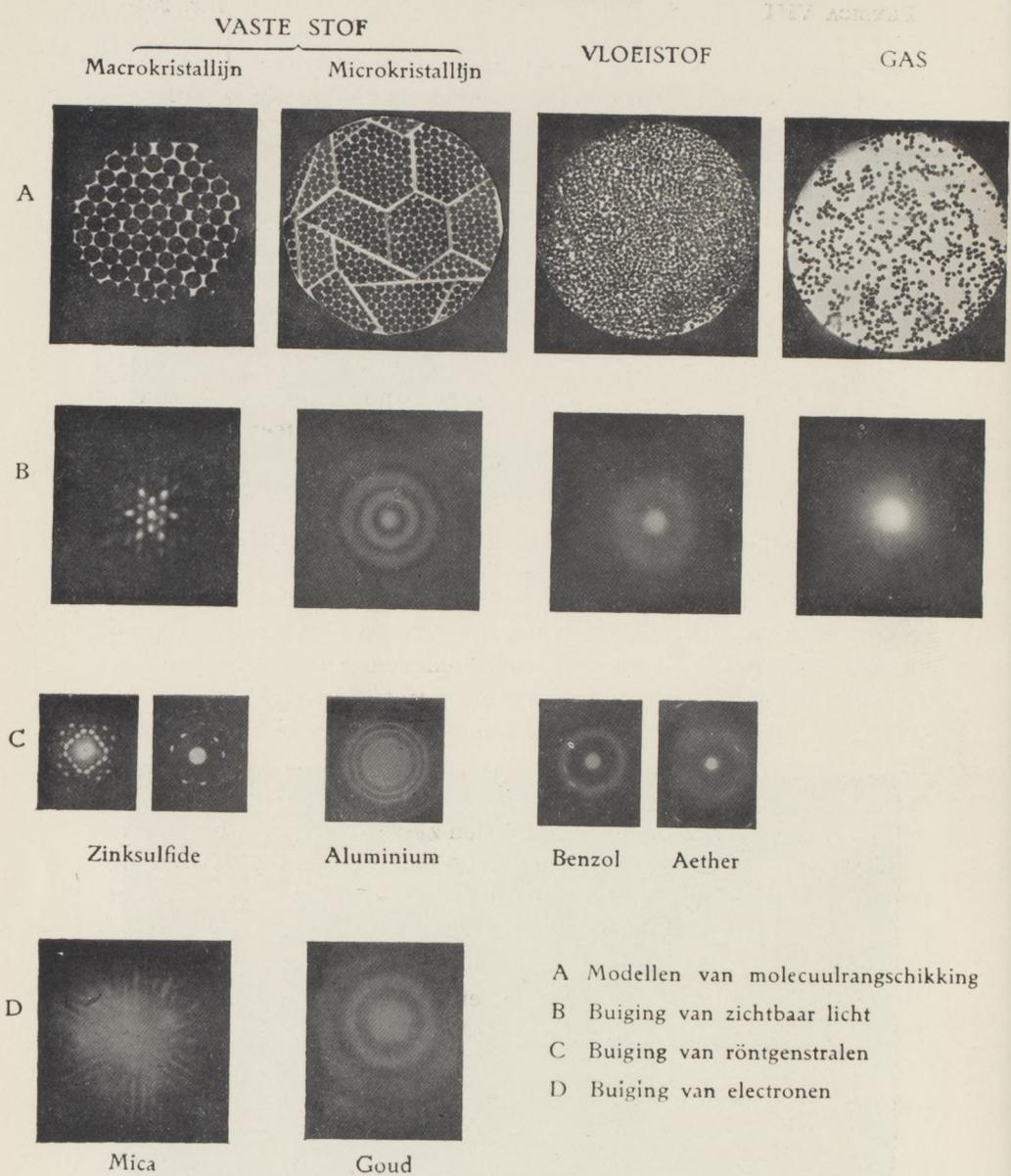
Bij het nader uitwerken van deze opvatting bleek nog een verrassende correctie noodig te zijn. Het bleek nl., dat men niet in de gewone zin van het woord van „beweging van electronen” spreken kan. 8) Ontmoet men een probleem, waarbij deze beweging ter sprake zou komen, dan moet men het in werkelijkheid vervangen door een ander ermee samenhangend probleem, waarbij het voortloopen van electronen vervangen is door het voortloopen van golven. Vandaar de naam „*golwingsmechanica*” voor deze rekenwijze. Het atoommodel van Bohr moet dus ook in zooverre veranderd worden, dat de omloopende electronen vervangen worden door staande golven. De resulterende golfbeweging bepaalt, wat we in het voorgaande de „*vorm*” van het atoom noemden. Gaat men nu op deze wijze te werk, dan krijgt men inderdaad alle uitsluitsel over het atoom, dat men wenscht, in overeenstemming met de ervaring. Ook andere



Fig. 1. Golfbeweging overeenkomend met buiging door één opening.



Fig. 2. Golfbeweging overeenkomend met buiging door een tralie.



- A Modellen van molecuulrangschikking
- B Buiging van zichtbaar licht
- C Buiging van röntgenstralen
- D Buiging van electronen

Fig. 3. De buigingsbeelden der verschillende aggregaatstoestanden.

De vier kolommen hebben in hun geheel betrekking op de vier erboven aangegeven toestanden van de stof.

De eerste rij A geeft twee-dimensionale modellen van de rangschikking der moleculen, waarvoor op spiegelglas gestrooide hagel- en zaadkorrels dienen. De tweede rij B geeft de buigingsbeelden, die deze modellen bij loodrecht invallend licht (men gebruikt een collimator en kijker) opleveren.

De rij C geeft overeenkomstige buigingsbeelden van röntgenstralen in werkelijke stoffen, de rij D van electronenstralen. <sup>1) 2)</sup>



vóór dezen onberekenbare verschijnselen bv. de vereeniging van meerdere atomen tot één molecuul heeft men op deze wijze althans in de eenvoudigste gevallen <sup>9)</sup> kunnen berekenen, zoodat de weg naar een „aprioristische scheikunde” openstaat.

Een vraag, die sommigen van u zich misschien al gesteld hebben, is de volgende: Wanneer de beweging van electronen op te vatten is als voortloopen van golven, kan men dit dan niet direct aantoonen, door ze, gelijk zoeven de lichtgolven, af te buigen door middel van een tralie? Dat dit inderdaad mogelijk is <sup>10)</sup>, toonen de twee onderste opnamen van fig. 3. Om deze te verkrijgen, heeft men eerst de electronen uit het atoomverband losgerukt door middel van een electricch veld en ze vervolgens, eveneens door een sterk electricch veld, voortgedreven door een nauw buisje. Op deze wijze krijgt men een fijne „electronenstraal” en deze laat men vervolgens door een dun plaatje vaste stof gaan. Hierdoor ontstaan dan, evenals zoopas met röntgenstralen, in bepaalde richtingen afgebogen stralen, die weer op een gewone fotografische plaat opgevangen kunnen worden en daarop de gereproduceerde buigingsfiguren opteekenen. Zooals men ziet, vertoonen deze een sterke analogie met de erboven geplaatste buigingsfiguren van lichtgolven, zoodat de opvatting van een electronenstraal als golfbundel wel de eenige mogelijke lijkt.

Deze opvatting heeft evenwel verrassende consequentie's, <sup>11)</sup> waarvan we er thans één onder oogen willen zien. Uit het feit nl., dat de beweging van een electron in werkelijkheid door een golfbeweging wordt voorgesteld, volgt dat we de plaats, waar het zich bij een zekere proef na een bepaalde tijd bevinden zal, niet met zekerheid kunnen voorspellen; m.a.w. de strenge causaliteit, die de klassieke mechanica kende, kan thans niet meer in deze vorm worden gehandhaafd. Aan een eenvoudig voorbeeld zou ik dit willen toelichten. We denken ons, gelijk dit bv. bij de zoojuist genoemde proef het geval was, een electron als projectiel uit een nauw buisje in de ruimte geschoten. Dan moeten we dit volgens de nieuwe opvatting denken als een golfbeweging, die uit het buisje in de ruimte treedt. Nu hebben we reeds in het begin aan het analoge geval van wateren lichtgolven laten zien, dat dergelijke uit een nauwe opening tredende golven niet alleen recht doorgaan, maar ook zijdelings afgebogen worden. Tevens merkten we toen reeds op, dat bij nauwer maken van de opening deze zijdelingsche afbuigingen grooter wor-

den. We kunnen zeggen: hoe nauwkeuriger we de *plaats* kunnen aangeven, waar de golven vandaan komen, des te meer speling is er in de *richting*, waarin ze zich voortplanten. In deze vorm, d.w.z. toegepast op golven heeft dit feit niets bevreemdends. Het verrassende komt pas, wanneer we bedenken, dat deze golfbeweging de beweging van ons uit het buisje geschoten electron moet voorstellen. Immers dit is en blijft een voorwerpje, dat we slechts op één bepaalde plaats in de ruimte kunnen opvangen. M.a.w. we mogen niet denken, dat het electron zich verdeelt in verschillende kleinere deeltjes, die in de verschillende in de golfbundel aanwezige richtingen loopen. Want dergelijke onderdeelen van electronen heeft men in werkelijkheid nooit aangetroffen: onze meetinstrumenten wijzen slechts heele electronen aan. We zullen dus bij een werkelijke proef vinden, dat het electron één van de vele mogelijke richtingen heeft ingeslagen, maar welke dat is, kunnen we niet van te voren aangeven. Wanneer we de proef vele malen herhalen, zal men het electron telkens in een andere richting vinden. De spreiding van deze richtingen komt dan precies met de spreiding van de corresponderende golfbundel overeen.

Het is misschien niet overbodig op te merken, dat dit verschijnsel niet alleen tot electronen beperkt is; ook wanneer men een gewone kogel uit een geweer schiet, moet men volgens de huidige theorie verwachten, dat er noodzakelijk een spreiding in de trefplaats van de kogel zit, die ook de beste schutter niet vermijden kan. Overigens is in dit geval, in verband met het feit, dat de kogel veel zwaarder is dan een electron, de spreiding zeer gering: afwijkingen groter dan een millioenste millimeter zijn reeds uiterst onwaarschijnlijk; in praktijk hoeft men zich dus over dit verschijnsel niet te verontrusten.

Het loont misschien de moeite, de ontstaanswijze van onze electronenbuigingsbeelden nu nogmaals aan de hand van het verworven inzicht nader te bekijken. Denken we zoo'n buigingsbeeld opgenomen, terwijl slechts één electron ter beschikking staat, dan zal dit ééne elctron in één van de vele vlekjes van het buigingsbeeld terechtkomen en daar, als de plaat voldoende gevoelig is, een korrel van de lichtgevoelige laag omzetten. De andere vlekjes van het buigingsbeeld zullen dan echter in dit geval niet optreden. Wanneer we nu toch bij onze werkelijke opnames alle buigingsvlekken aantreffen en zelfs zeer gelijkmatig belicht, dan moeten we dit klaarblijkelijk daaraan toeschrijven, dat aan deze opnames zeer vele electronen

hebben meegewerkt; deze hebben zich, in overeenstemming met de „wet der groote getallen”, over het buigingsbeeld verdeeld volgens een kanswet, die door de golfintensiteit gegeven wordt.

Men zou kunnen meenen, dat hiermee een principieel verschil aangewezen was tusschen de buiging van electronen en van licht- en röntgenstralen. Immers men verwacht misschien, dat deze laatste ook bij zeer zwakke belichting een gelijkmatig buigingsbeeld zullen opleveren. Dit blijkt echter een illusie te zijn. Men constateert nl., dat ook de inwerking van licht op de plaats of andere ontvangtoestellen geschiedt bij bepaalde portie's, die op één plaats gelocaliseerd zijn. Met deze portie's, die men *lichtquanta*<sup>12)</sup> noemt, kan men het betoog, dat hierboven met electronen gehouden is, letterlijk herhalen.

Na veel inspanningen komt dan tegenwoordig onze voorstelling van de bouw van de stof en het mechanisme, dat er aan tot grondslag ligt, de golfvingsmechanica, ons steeds duidelijker voor oogen te staan. Het zou een verkeerde indruk wekken, wanneer we hier vergeten te vermelden, dat we dit niet in de laatste plaats danken aan de hooge ontwikkeling van de hedendaagsche wiskunde<sup>13)</sup>, waarvan wel niemand had durven voorspellen, dat sommige zeer ver afliggend schijnende onderdeelen voor de natuurkunde van zoo concreet belang zouden worden. Wanneer echter in de toekomst de nieuwe opvattingen gemeengoed althans van alle natuurkundigen willen worden, zal men zooveel mogelijk streven moeten, de wiskundige moeilijkheden tot een minimum te beperken. Ik geloof niet, dat hieraan meer bezwaren in de weg liggen, dan bij andere onderdeelen van de natuurkunde.

Een klein gevaar dreigt ook door de nauwe verbinding met de zoo hoog ontwikkelde takken van de wiskunde. Men wordt nl. licht verleid te meenen, dat in laatste instantie onze natuurvoorstelling daaraan zijn kracht ontleent. Ik meen echter, dat zij steviger gefundeerd is door het feit, dat men, vaak tegen de verwachtingen in, door de *ervaringen* tot deze voorstellingen is gedrongen.

## LITTERATUUR:

- 1) S. KIKUCHI, Proc. Imp. Ac. Tokyo, **4**, 271, 1928.
  - 2) G. P. THOMSON, Proc. Roy. Soc. London, **117**, 600, 1928  
en **119**, 651, 1928.
  - 3) J. A. PRINS, Physica, **6**, 315, 1926.
  - 4) J. A. PRINS, Physica, **6**, 305, 1926.
  - 5) F. ZERNIKE en J. A. PRINS, Zeitschr. f. Phys., **41**, 184, 1928.  
P. DEBYE, Phys. Zeitschr., **28**, 135, 1927 en Journ. Massachusetts  
Inst. of Technology, **4**, 133, 1925.
  - 6) G. W. STEWART e.a., Phys. Rev., **30**, 705, 1927.
  - 7) Zie bv. F. HUND, Linienspektren, Berlin, 1927.
  - 8) W. HEISENBERG, Zeitschr. f. Phys., **33**, 879, 1925.  
E. SCHRÖDINGER, Ann. der Phys., **79**, 361, 1926.
  - 9) W. HEITLER en F. LONDON, Zeitschr. f. Phys., **44**, 455, 1927.
  - 10) C. DAVISSON en L. H. GERMER, Phys. Rev., **30**, 705, 1927.
  - 11) P. A. M. DIRAC, Proc. Roy. Soc. London, **113**, 621, 1927.  
N. BOHR, Nature, **121**, 580, 1928 en Naturwiss., **16**, 245, 1928.
  - 12) A. EINSTEIN, Ann. der Phys., **17**, 132, 1905.
  - 13) Zie bv. R. COURANT en D. HILBERT, Methoden der math. Physik,  
Berlin, 1924 en H. WEYL, Gruppentheorie und Quantenmechanik  
Leipzig, 1928.
-

# DE STELLING VAN FERMAT BIJ DE HOMOLOGE TERUGKAATSING IN ÉÉN OPTISCH EENASSIG KRISTAL

door P. TERPSTRA

**Zusammenfassung:** Es wird der Satz von Fermat verifiziert für die homologe Reflexion in einem optisch einachsigen Kristall.

Met behulp van de constructie van Huygens vindt men, dat er, als een zich in één dubbelbrekend kristal voortplantende lichtstraal teruggekaatst wordt, in het algemeen vier gereflecteerde stralen kunnen optreden, waaromtrent A. Levis tal opmerkt: „Il y a là en réalité deux espèces bien distinctes de réflexions, et, au point de vue de l'optique géométrique, le phénomène qui se produit lorsque les rayons incidents et les rayons réfléchis ne cor-

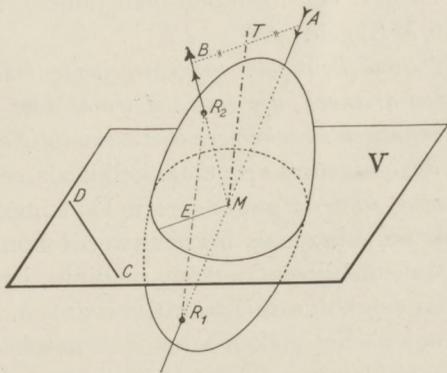


Fig. 1.

respondent pas à la même nappe de la surface de l'onde ressemble plus à la réfraction qu'à la réflexion proprement dite. Aussi serait-il utile, pour éviter toute confusion, de donner à chacune de ces deux espèces de réflexions une dénomination particulière,

de les appeler, par exemple, *réflexion homologue* et *réflexion anti-logue*.<sup>1)</sup>

In figuur 1 is nu de constructie van Huygens uitgevoerd voor de homologe terugkaatsing van den straal  $AM$ , die zich als buitengewone straal voortplant in een optisch éénassig kristal, dat begrensd wordt door het vlak  $V$ . Om het punt  $M$ , waar de invalende straal het vlak  $V$  treft, is een omwentelingsellipsoïde geslagen, die het met den buitengewonen straal overeenkomende golfoppervlak voorstelt. Men verlengt nu den straal  $AM$  totdat hij die ellipsoïde snijdt en construeert in het snijpunt  $R_1$  het raakvlak aan de ellipsoïde. Door de snijlijn  $CD$  van dit raakvlak met het grensvlak  $V$  brengt men het tweede raakvlak aan de ellipsoïde en verbindt het raakpunt  $R_2$  met  $M$ . Dit tweede raakvlak stelt een teruggekaatst golffront voor. De lijn  $MR_2$  is dan de gevraagde teruggekaatste straal.

Volgens een bekende meetkundige stelling is nu de lijn, die de beide raakpunten  $R_1$  en  $R_2$  verbindt, evenwijdig aan de middellijn  $MT$  van de ellipsoïde, die toegevoegd is aan het middelpuntsvlak  $V$ . De lijnen  $MR_1$ ,  $MR_2$  en  $MT$  liggen dus in één vlak en de lijn  $R_1R_2$  wordt door het vlak  $V$  in het punt  $E$  middendoor gedeeld. Derhalve vormen de lijnen  $MR_1$ ,  $ME$ ,  $MR_2$  en  $MT$  of ook de lijnen  $MA$ ,  $MT$ ,  $MB$  en  $ME$  een harmonischen bundel, zoodat, als  $AB$  evenwijdig is aan  $ME$ , geldt  $AT = TB$ .

*De toegevoegde middellijn van het spiegelende vlak  $V$  is dus de zwaartelijn van den driehoek, die gevormd wordt door den invallenden straal, den teruggekaatste straal en een lijn evenwijdig aan het vlak  $V$ .*<sup>2)</sup>

Men herkent deze eigenschap gemakkelijk als een eigenaardige scheeve vervorming van de gewone terugkaatsingswet. Zij wordt hiermee identiek indien, zooals bij het tweede homologe geval in een éénassig kristal, of bij een isotroop medium, het ellipsoïdische golfoppervlak door een bolvormig wordt vervangen. De gewone wet geldt bovendien ook als het vlak  $V$  samenvalt met het aequatorvlak of met een meridiaanvlak van de ellipsoïde, terwijl, als de invallende straal in het vlak ligt, dat door de omwentelingsas van de ellipsoïde gaat en loodrecht op het vlak  $V$  staat (dit vlak bevat tevens de toegevoegde middellijn van het vlak  $V$ ) de gewone wet in zoover

1) E. Verdet. Leçons d'optique physique. Tome I, pag. 513.

2) J. Verschaffelt. Bull. de la Soc. Fr. de Min. 19; 63; 1896.

M. P. Kosatsch. Acta et Commentationes, Imp. Universitatis Juriensis. 1899.

wordt benaderd, dat de teruggekaatste straal in het vlak van inval ligt.

Om nu bij een gegeven straal  $AM$  den teruggekaatsten straal te vinden, heeft men slechts op de in figuur 1 aangeduide wijze, uitgaande van een willekeurig punt  $A$  van den invallenden straal, met behulp van de toegevoegde middellijn van het middelpuntsvlak  $V$  den bovengenoemden driehoek  $AMB$  te construeeren. Omdat de lijnen  $MR_1$ ,  $ME$ ,  $MR_2$  en  $MT$  een harmonischen bundel vormen, kan men evenwel ook als volgt handelen: trek door een willekeurig punt  $A$  van den invallenden straal een lijn evenwijdig aan de toegevoegde middellijn van het vlak  $V$ ; kies hierop een punt  $A^1$ , zoodanig dat  $AA^1$  door het vlak  $V$  middendoor wordt gedeeld en verbind het punt  $A^1$  met het punt  $M$ , waar de invallende straal het

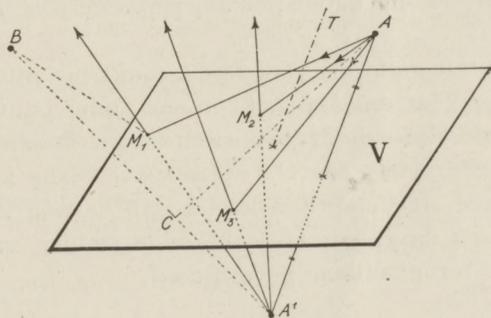


Fig. 2

vlak  $V$  treft. Het verlengde van de lijn  $A^1M$  geeft dan den teruggekaatsten straal aan. Deze constructie is in figuur 2 uitgevoerd voor drie willekeurige homocentrische stralen  $AM_1$ ,  $AM_2$  en  $AM_3$ . De teruggekaatste stralen schijnen alle te komen uit het punt  $A^1$ , dat klaarblijkelijk optreedt als virtueel beeld van het punt  $A$ .

Denkt men zich om het punt  $M_1$  een golfoppervlak geslagen van zoodanige afmetingen, dat het door het punt  $A$  gaat, dan gaat dit golfoppervlak ook door  $A^1$ , omdat immers de koorde  $AA^1$  evenwijdig is aan de toegevoegde middellijn van het middelpuntsvlak  $V$  en dus door  $V$  middendoor wordt gedeeld. De lijnen  $M_1A$  en  $M_1A^1$  zijn dus voerstralen van hetzelfde golfoppervlak en worden derhalve door het licht in gelijke tijden afgelegd. Op dezelfde wijze kan men bewijzen, dat telkens de twee lijnen  $M_2A$  en  $M_2A^1$ ,  $M_3A$  en  $M_3A^1$ , enz. van gelijke optische lengte zijn.

Den weg, dien een lichtstraal volgt om vanuit een punt  $A$ , via het spiegelend oppervlak  $V$ , een gegeven punt  $B$  te bereiken, vindt men door de lijn  $BA^1$  te trekken, daarvan het snijpunt  $C$  met het vlak  $V$  te bepalen en dit met  $A$  te verbinden. *Deze weg  $ACB$  is optisch korter dan elke andere weg, die een punt van het vlak  $V$  met de punten  $A$  en  $B$  verbindt.* De weg  $ACB$  is n.l. volgens het voorafgaande optisch gelijk aan den weg  $A^1B$ , terwijl b.v. de weg  $AM_1B$  op dezelfde wijze equivalent is met  $A^1M_1B$ . Men denke zich nu een golfoppervlak om  $A^1$  geslagen met zoodanige afmetingen, dat het door het punt  $M_1$  gaat en noeme het punt, waarin de lijn  $A^1B$  dit golfoppervlak snijdt  $\mu$  (niet in de figuur opgenomen). Vervolgens construeert men om de punten  $M_1$  en  $\mu$  de elementaire golfoppervlakken, die overeenkomen met het tijdperk, dat het golfoppervlak noodig heeft om, nadat het  $M_1$  gepasseerd is, het punt  $B$  te bereiken.

Het elementair golfoppervlak om  $\mu$  raakt het omhullende golfoppervlak in  $B$ ; dat om  $M_1$  raakt in een ander punt en reikt niet tot  $B$ . Daar dus de weg  $M_1B$  optisch langer is dan de weg  $\mu B$ , terwijl de wegen  $A^1M_1$  en  $A^1\mu$  optisch even lang zijn, is de weg  $A^1B$  (of de weg  $ACB$ ) optisch korter dan de weg  $A^1M_1B$  (of de weg  $AM_1B$ ), en daarmede is de bekende stelling van F e r m a t ook voor deze terugkaatsing geverifieerd.



# ENKELE HYDRODYNAMISCHE VRAAGSTUKKEN EN HUN ELECTROMAGNETISCHE BETEEKENIS

door M. J. O. STRUTT

## Zusammenfassung:

Es wird die bereits von Lord Kelvin erwähnte hydrodynamische (potentialtheoretische) Betrachtung hochfrequenter Probleme angewandt auf den Fall eines Zylinders von kreisförmigem und von elliptischem Querschnitte, der sich in einer langen mit hochfrequentem Wechselstrom beschickten Spule befindet. Ist  $W_1$  die in der Längeneinheit des Zylinders dissipierte Wärme, wenn die Zylinderachse in der Spulenachse liegt,  $W_t$  die ebenso gemessene Wärme, wenn die Zylinderachse senkrecht auf die Spulenachse steht, so ergibt sich für den Kreiszyylinder  $W_t/W_1 = 2$ , während für den elliptischen Zylinder  $W_t/W_1$  als Funktion des Achsenverhältnisses  $\beta$  der Querschnitts-ellipse in der Tabelle I angegeben wird. In diesem letzteren Falle ergibt sich, dass  $W_t$  nicht abhängt vom Winkel, den die Spulenachse mit der grossen Achse der Querschnitts-ellipse macht und wenig abhängt von  $\beta$ , solange dieses nicht sehr klein ist.

Een vloeistof (zonder wrijving) kan op drie wijzen langs een zeer lang gedachten cylinder stroomen:

- a) de vloeistof beweegt zich parallel aan de cylinderas (longitudinale strooming);
- b) de vloeistof beweegt zich loodrecht op de cylinderas en op grooten afstand van den cylinder rechtlignig (transversale strooming);
- c) de vloeistof beweegt zich loodrecht op de cylinderas en op grooten afstand van den cylinder in cirkels om de as (circulatiestrooming).

Lord Kelvin<sup>1)</sup> heeft er op gewezen, dat bij electromagnetische wisselvelden in de omgeving van geleidende cylinders bij zeer hooge frequentie (echter zóó, dat de golflengte der electromagnetische trilling in den ether, nog groot t.o.v. van de cylinderafmetingen is) het hoogfrequente probleem electrostatisch kan worden

1) Math. and Phys. Papers, Bd. V pag. 489, 1890.  
Physica VIII.

behandeld <sup>1)</sup>. Men kan dit het eenvoudigste inzien, door op te merken, dat in alle hoogfrequente formules als parameter het *product* van frequentie en geleidingsvermogen optreedt. Een zeer hoge frequentie heeft dus hetzelfde effect als een zeer goed geleidingsvermogen en in dit laatste geval weet men, dat de elektrische krachtlijnen loodrecht op den geleider staan, waaruit een „electrostatisch” probleem volgt.

De drie bovengenoemde hydrodynamische vraagstukken corresponderen met drie hoogfrequente electromagnetische problemen. Men moet, om dit in te zien de hydrodynamische stroomingssnelheid identificeren met de *magnetische* veldsterkte. De elektrische veldsterkte, die een hoek van  $90^\circ$  met de magnetische maakt, staat dan, zooals vereischt, loodrecht op het geleider-oppervlak.

De drie bovengenoemde hydrodynamische problemen corresponderen nu met de volgende hoogfrequente electromagnetische:

- a) een cilindrische geleider bevindt zich in een (bij benadering homogeen) longitudinaal magnetisch wisselveld;
- b) een cilindrische geleider bevindt zich in een transversaal magnetisch wisselveld;
- c) aan de uiteinden van een cilindrischen geleider is een elektrische wisselspanning aangelegd.

In werkelijkheid treden de problemen a) en b) op bij de hoogfrequente verhitting van een geleider geplaatst in een spoel, waardoor wisselstroom wordt gestuurd; het probleem c) bij het gewone „skineffect”, d.w.z. bij de geleiding van een wisselstroom door een rechte draad.

Ik zal mij in dit artikel tot de problemen a) en b) beperken en deze uitwerken voor een cylinder van cirkelronde en elliptische doorsnede. Het probleem c) is voor deze beide gevallen reeds eerder uitgewerkt <sup>2)</sup>. Men kan zich afvragen, hoe men een cylinder (zeg een spijker) in een spoel, waardoor wisselstroom wordt gestuurd, moet houden, opdat hij zoo heet mogelijk wordt. Het experiment leert, dat de bovengenoemde spijker veel heeter wordt (sterker gloeit)

1) Prof. F. N o e t h e r heeft beschouwingen over de hoogfrequente stroomverdeling in geleiders gepubliceerd, die van de hier ten grondslag gelegde essentieel verschillen (Ann. d. Phys. **84**, p. 775, 1927; Ztsch. Angew. Math. u. Mech. **7**, p. 453, 1927; Handbuch der Physik **13**, p. 97, 1927) doch deelde mij, na mijn opmerking dienaangaande (Ann. d. Phys. **85**, p. 787, § 3, 1928) mede, dat hij zijn beschouwingen thans niet meer juist acht.

2) Voor de cirkeldoorsnede L o r d R a y l e i g h, Sc. Papers V, p. 496. Voor de elliptische doorsnede Schrijver Ann. d. Phys. **85**, 788, 1928.

wanneer men hem dwars op de spoel-as houdt, dan wanneer de spijker in de spoelas ligt.

Men kan als volgt inzien, dat in geen der tusschengelegen standen een extreme verwarming kan optreden. Neem aan, dat de cylinder een hoek  $\alpha$  met de krachtlijnen maakt. Dan werkt loodrecht op de as een component der totale magnetische veldsterkte  $H$  groot  $H \sin \alpha$  en in de richting van de as een component groot  $H \cos \alpha$ . De warmtedissipatie in den cylinder is steeds evenredig met het kwadraat der veldsterkte en bedraagt, daar de stroom door de eene bron loodrecht staat op den stroom die aan de andere bron te danken is:

$$Q = A \sin^2 \alpha + B \cos^2 \alpha,$$

waarbij  $A$  en  $B$  de hoek  $\alpha$  niet bevatten. Voor een extreme waarde van  $Q$  moet gelden.

$$0 = A \sin 2\alpha - B \sin 2\alpha = \sin 2\alpha. (A-B).$$

Hieruit volgt  $\alpha = 0, \pi/2, 3\pi/2, \dots$

We zien dus, dat een maximale verwarming moet optreden voor  $\alpha = 0$  of voor  $\alpha = \pi/2$ .

Voor het hoogfrequente geval kan men dit experiment op eenvoudige wijze theoretisch verklaren. De stroom in de spoel produceere op grooten afstand van den cylinder een magnetische veldsterkte (stroomingssnelheid) met de amplitude  $H$ .

De magnetische veldsterkte op het cylinderoppervlak zij  $H_0$ .

Wij beschouwen in het vervolg de lengte-eenheid van den cylinder, in de as-richting gemeten. Noemt men het element van den cylinder-omtrek,  $do$ , dan is de dissipatie in de lengte-eenheid van den cylinder:

$$(1) \quad W = C \int H_0^2 \cdot do,$$

waarbij  $C$  een constante is, die het geleidingsvermogen  $\sigma$ , de permeabiliteit  $\mu$  en de frequentie  $\omega$  bevat. De waarde van  $C$  is echter voor het volgende geheel onverschillig <sup>1)</sup>.

Wij nemen in de eerste plaats een cylinder van *cirkelvormige doorsnede*. In het geval (a) geldt dan:

$$H_0 = H,$$

dus

1)  $C = \frac{1}{16\pi} \sqrt{\frac{\mu\omega}{\sigma}}$

$$W_{\text{long}} = C \cdot H^2 \cdot \int_0^{2\pi} R \cdot d\varphi = C \cdot H^2 \cdot R \cdot 2\pi,$$

waar  $R$  de straal van de cylinderdoorsnede is. In het geval (b) geldt <sup>1)</sup>

$$H_0 = H \cdot 2 \sin \varphi,$$

dus:

$$W_{\text{trans.}} = C \cdot H^2 \cdot 2 \cdot \int_0^{2\pi} R \cdot \{1 - \cos 2\varphi\} d\varphi = G \cdot H^2 \cdot R \cdot 4\pi.$$

Wij vinden dus:

$$\frac{W_{\text{trans.}}}{W_{\text{long.}}} = 2,$$

of in woorden: in een cylinder wordt per lengte eenheid, wanneer men hem dwars op de as van een lange met hoogfrequente wisselstroom gevoedde spoel houdt juist *tweemaal zooveel* gedissipeerd, dan wanneer men hem in de asrichting houdt.

Dit resultaat is in overeenstemming met de boven beschreven waarneming. Het eenige verwonderlijke is de factor twee. Een berekening toonde, dat het boven gevonden resultaat bij de cirkelvormige doorsnede voor niet ferromagnetische cylinders exact voor alle frequenties geldt.

Alle resultaten gelden nog voor cylinders van *eindige* lengte, groot t.o.v. de grootste diameter.

Als tweede geval nemen wij een cylinder van *elliptische doorsnede*. Het is hier voordeelig, nieuwe coördinaten in te voeren:

$$\begin{aligned} x &= d \cdot ch \xi \cos \eta, \\ y &= d \cdot sh \xi \cdot \sin \eta, \end{aligned}$$

waar  $ch$  en  $sh$  resp. den hyperbolischen cosinus en sinus en  $d$  de lineaire excentriciteit van de doorsnede-ellips voorstellen. Op den ellipsomtrek heeft  $\xi$  de waarde  $\xi_1$ . Dan vindt men voor het element van dezen omtrek <sup>2)</sup>:

$$do = d \cdot \sqrt{ch^2 \xi_1^2 - \cos^2 \eta} \cdot d\eta.$$

1) A. Fö p p l, Techn. Mech. Bd. (5) p. 351 (4e ed.).

2) b.v. Schrijver Ann. d. Phys. 84, p. 499, 1927.

In het geval *a*) is  $H_0 = H$ , dus, volgens (1):

$$(2) \quad W_{\text{long}} = C \cdot H^2 \cdot d \cdot \int_0^{2\pi} \sqrt{ch^2 \xi_1 - \cos^2 \eta} \cdot d\eta = \\ = 4 \cdot C \cdot H^2 \cdot d \cdot ch \xi_1 \cdot E\left(\frac{1}{ch \xi_1}\right),$$

waar ( $E 1/(ch \xi_1)$ ) de volledige elliptische integraal van de tweede soort met de modulus ( $1/ch \xi$ ) beteekent. In het geval (*b*) make de spoelas de hoek  $\alpha$  met de groote as van de doorsnede-ellips. Dan is <sup>1)</sup>:

$$H_0 = H \cdot [ch^2 \xi_1 - \cos^2 \eta]^{-\frac{1}{2}} \cdot l^{\xi_1} \cdot \sin(\eta - \alpha)$$

dus volgen (1)

$$(3) \quad W_{\text{trans}} = C \cdot H^2 \cdot d \cdot e^{2\xi_1} \cdot \int_0^{2\pi} \frac{1 - \cos 2(\eta - \alpha)}{\sqrt{ch^2 \xi_1 - \cos^2 \eta}} \cdot d\eta = \\ = 2 \cdot C \cdot H^2 \cdot d \cdot \frac{e^{2\xi_1}}{ch \xi_1} \cdot F\left(\frac{1}{ch \xi_1}\right),$$

waarbij  $F(1/ch \xi_1)$  de volledige elliptische integraal van de eerste soort met de modulus ( $1/ch \xi_1$ ) voorstelt. Wij vinden uit (2) en (3)

$$(4) \quad \frac{W_t}{W_l} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^{2\xi_1}}{ch^2 \xi_1} \cdot \frac{F\left(\frac{1}{ch \xi_1}\right)}{E\left(\frac{1}{ch \xi_1}\right)}$$

Het eerste opvallende van dit resultaat is, dat  $W_t$  niet afhangt van den hoek, die het magnetische veld (op grooten afstand van den cylinder) maakt met de groote as van de cylinderdoorsnede. Gaat men tot het grensgeval van een zeer platten cylinder over, den blijkt dus, dat men zulk een bandje, wanneer zijn as dwars op de spoelas staat nog willekeurig kan draaien, zonder dat de dissipatie er in verandert. Tevens blijkt in dit grensgeval ( $\xi_1 \rightarrow 0$ ) uit (5), dat de verhouding  $W_t/W_l$  zeer groot wordt. Het andere grensgeval is de cirkel ( $\xi_1 \rightarrow \infty$ ). Voor dit geval vindt men uit (5) weer  $W_t/W_l = 2$ . Ik heb nu  $W_t/W_l$  als functie van de assenverhouding ( $\beta$  genoemd) van de doorsnede-ellips berekend. Tabel I

$W_t/W_l$	2,00	2,00	2,00	2,05	2,10	2,24	2,80	$\infty$
$\beta$	1	0,707	0,500	0,262	0,177	0,089	0,017	0

1) H. Lamb, Hydrodynamics, p. 78—86, 4<sup>e</sup> Ed,

Uit tabel I volgt, dat de verwarming in het geval (*b*) ook betrekkelijk weinig varieert met de assenverhouding van de doorsnede-ellips, wanneer deze niet extreem klein wordt. Ook dit resultaat was eenigszins onverwacht.

Voor het geval van den elliptischen cylinder kon ik de berekening voor willekeurige frequentie nog niet numeriek uitvoeren, hoewel de formeele oplossing, zoowel voor het geval (*a*)<sup>1)</sup> als voor het geval (*b*) is gevonden. Alle resultaten gelden ook nog voor niet te dunne buizen.

De mogelijkheden die een hydrodynamische beschouwing van hoogfrequente electromagnetische vraagstukken in zich sluit zijn door deze twee voorbeelden slechts aangestipt, geenszins uitgeput.

Eindhoven, 22 Mei 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

---

1) Ann. d. Phys. 84, p. 485, 1927; 85, p. 873, 1928.

## BOEKBESPREKING

Sir Oliver Lodge, „Der Aether und die Wirklichkeit“, Übersetzt von Dr. Walter Rump, 89 blz. — F. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1928. R.M. 4. geb. R.M. 5,25.

Het werkje van Sir O. Lodge over den aether (vertaald door W. Rump) is niet wat de meesten onzer tegenwoordig verstaan onder een zuiver natuurwetenschappelijke (in dit geval populair wetenschappelijke) verhandeling. Het beoogt in de eerste plaats (hoewel het ook handelt over electromagnetische trillingen, enz., enz.) den aether te doen aanvaarden als „Bindeglied“ tusschen de geestelijke en stoffelijke wereld, en op deze wijze de kloof tusschen physica en religie te helpen overbruggen. Deze uitdrukking is trouwens eigenlijk niet juist: een zoodanige kloof bestaat volgens vele vastelandsche geleerden, maar het typisch Engelsche standpunt is steeds geweest dat een zoodanige kloof niet bestaat. Zonder te zeggen dat hij speciaal op Engelsche geleerden doelt, drukt de schrijver dit aldus uit (p. 39): „wir mögen uns erinnern, dass die grossen Männer der Wissenschaft ihr umfangreiches, aber doch nur lückenhaftes Wissen nie gegen die Existenz eines geistigen Universums und direkte religiöse Erfahrung eingesetzt haben“. Hierbij wijst de schrijver o. a. zeer terecht op Newton's religieuze mentaliteit. Min of meer misleidend is het evenwel als hij (p. 34 en p. 75) uitspraken van Newton over den aether citeert op een wijze alsof daardoor zijn eigen meening (volgens welke de aether een zeer dichte substantie is, waarin een enorme druk heerscht) werd bevestigd, ook al zegt hij niet dat dit Newton's opinie is. De waarheid toch is, dat Newton, die vast overtuigd is van het objectief bestaan der ruimte, de ruimte als onstoffelijk beschouwt, evenals den tijd<sup>1)</sup>, en dat in de ruimte volgens Newton „aethereum aliquod medium longe longaeque rarissimum“ (Optice, uitg. 1719, p. 371) kan bestaan. Wel is het juist dat Newton niets gevoelt voor het psycho-physisch parallelisme, maar evenals de schrijver (misschien terecht) van oordeel is dat de menselijke (of dierlijke) geest, wanneer de mensch (of het dier) actief optreedt, het lichaam als instrument gebruikt<sup>1)</sup>. Newton zou, dunkt mij, wel met den schrijver hebben kunnen zeggen (p. 88): „dass wir in den tiefsten Wurzeln unseres Daseins zu einer anderen Ordnung der Dinge gehören“, maar niet (p. 86): „Man fühlt durch eine Art Instinkt,

1) Zie de polemiek van Clarke (vriend van Newton) tegen Leibniz, en zijn briefwisseling met een anonymus, in het „Recueil de diverses Pièces, sur la Philosophie, la Religion naturelle, l'Histoire, les Mathématiques &c“, à Amsterdam, chez Fr. Changuion, 1740.

dass er (der Aether) die Heimat des geistigen Daseins, das Reich des Ehrfurcht Einflössenden und des Himmlischen ist".

Ook citaten uit andere oude schrijvers kunnen, naar het mij voorkomt, den argeloozen lezer soms doen denken dat eigenlijk alle natuurfilosofen het in hoofdzaak met Sir O. Lodge eens zijn.

Van Descartes (p. 41) kan men terecht zeggen dat zijne meening, volgens welke de ruimte als zoodanig even substantieel is als de „stof" tot op zekere hoogte met die van Sir O. Lodge overeenstemt. Dat in de 19de eeuw Lord Kelvin en Maxwell vóór Lodge een dergelijken aether aannemen, is bekend. Maar men kan niet algemeen zeggen (p. 76): „Man hält den Aether jetzt für eine höchst körperliche Substanz, etc.".

Schrijvers meening over het wezen der zwaartekracht is deze (p. 36): „dass ein grosser Körper wie die Erde ringsum im Aether eine Störung hervorruft, so dass andere Körper auf sie zufallen, als ob sie eine Anziehung verspürten". Hij vermoedt (p. 47) dat electronen holten in den aether zijn, terwijl protonen „mit Extra-Aether angefüllt" zijn. Het 7de Hoofdstuk handelt over het magnetisme en zijne „Analogien im Leben". Aan de magnetische krachtlijnen (wervelbewegingen in den aether? p. 63) wordt een groote mate van realiteit toegekend.

Terecht zegt de vertaler van het boekje (p. V): „Es führt mit grosser Anschaulichkeit in die Fragen ein, die die moderne Physik bewegen". Het heeft echter daarenboven, zooals gezegd, nog heel andere pretenties.

J. A. V.

*Max Planck, Einführung in die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus*, III Bd., II Auflage, 206 blz., 12 fig. — S. Hirzel in Leipzig. 1928. Prijs R.M. 6, geb. R.M. 8.

De titel van het boek brengt mee, dat wij er geen nieuwe feiten of zienswijzen in zoeken, doch ons slechts afvragen hoe de bekende stof is uiteengezet. Het treft ons dadelijk, dat de voorstelling uitermate eenvoudig is gehouden. Het wiskundig apparaat is tot een minimum beperkt. Zoo wordt de oplossing van de vergelijking van Poisson niet met behulp van het

theorema van Green gegeven. Er wordt slechts opgemerkt, dat  $\nabla^2 \frac{e}{r} = 0$

en dat ook de som van dergelijke oplossingen voldoet, terwijl het theorema van Gauss dan de rest moet doen. De vergelijking voor de vertraagde potentialen wordt niet algemeen opgelost. Eensdeels is deze elementariteit der methoden een aantrekkelijkheid maar men mist er toch ook veel door, wat men gaarne onder de aandacht zou brengen dergenen, die zich in de theoretische natuurkunde willen bekwamen.

Planck zelf geeft in zijn inleiding aan, dat hij om beknopt en overzichtelijk te zijn, deductief is moeten te werk gaan, en dat hij daarbij het energieprincipe als uitgangspunt heeft gekozen. Het eenigszins elementaire en bij de experimenteele natuurkunde aansluitende karakter van het boekje was daarbij m.i. beter bewaard gebleven, wanneer van de energie der ladingen  $\frac{1}{2} q\phi$  en niet, zooals Planck doet, van de uitdrukking voor de



veldenergie was uitgegaan. Het idee om de veldenergie op de wijze van een al te naïeve aethertheorie als een gewone arbeid: elastische kracht  $\times$  aetherverplaatsing op te vatten, is toch dunkt mij uit den tijd. *Planck* geeft deze voorstelling ook niet. Maar als men het niet doet komt het mij voor, dat de reden om van de veldenergie als uitgangspunt voor een deductieve afleiding der electriciteitstheorie uit te gaan, vervallen is.

Overigens zal het boekje met vrucht gebruikt kunnen worden door degenen, die er geen prijs op stellen een uitgebreider kennis der mathematische methoden der electriciteitsleer te verwerven. De naam van den schrijver staat daar natuurlijk borg voor.

J. D. v. d. W. Jr.

*E. Havinga, Dr. W. E. van Wijk en J. F. M. G. d'Aumérie, Planetarium-boek Eise Eisinga*, 416 blz. 124 afb. Uitg. van Loghum Slaterus' Uitg. Mij. Arnhem. 1928. Prijs in linnen band f 16.75.

27 Aug. l.l. bij den honderdsten gedenkdag van den dood van *Eise Eisinga*, vormde de aanbidding van bovenstaand werk wel het middelpunt van de herdenking. Wanneer we dit prachtig uitgevoerde werk beschouwen, dan komt de gedachte op, dat *Eise Eisinga* wel nooit gedroomd zal hebben, dat de beschrijving van zijn levenswerk in zulk een gedaante nog eens zou worden gepubliceerd en onder veler aandacht zou worden gebracht. Maar, hoe dit moge zijn, wij kunnen den samenstellers en den uitgever alleszins dankbaar zijn, dat zij geen moeiten en kosten hebben gespaard om hier een werk uit te geven, keurig verzorgd in alle onderdeelen.

Onder de redactioneele leiding van *Dr. van Wijk* die zelf o.m. een met vele afbeeldingen toegelichte beschrijving heeft gegeven van een 20-tal mechanische planetaria, in ons land gemaakt, hebben de samenstellers er naar gestreefd, naast het werk van *Eise Eisinga*, dat in alle uitvoerigheid wordt behandeld, en wel het grootste deel van den inhoud uitmaakt, ook aan andere planetaria (natuurlijk nog geen optische) recht te doen wedervaren, zoodat hier werkelijk van een planetarium-boek kan worden gesproken. Zoo wordt hier ook het planetarium van *Christiaan Huygens* den lezers toegankelijk gemaakt door een vertaling van zijn „Automaton planetarii” door *Dr. J. A. Vollgraff* en *Dr. D. A. H. van Eck*.

Naast de beschrijving van het leven en de werken van *Eise Eisinga* heeft de heer *Havinga* een uitvoerige beschrijving van diens planetarium gegeven en ook de zorg voor het door *Eisinga* nagelaten handschrift op zich genomen. Ook de beschrijving, die *Prof. J. H. van Swinden* in 1780 van dat planetarium heeft gegeven is in dit werk opgenomen.

Aan hen, die zich meer interesseeren voor de details van het mechanisme heeft de andere medewerker, de heer *d'Aumérie*, belangrijke diensten bewezen, niet alleen door de vele foto's, die onder zijn leiding zijn gemaakt, maar vooral ook door de overzichtsteekening, die aan het werk is toegevoegd en waarvan een in bijzonderheden gaande verklaring is gegeven.

Dat een uitvoerig register niet ontbreekt, spreekt haast vanzelf.

Voor de keurige uitvoering verdient de uitgever alle lof. We wenschen

dit werk in het bezit van allen, die in mechanische planetaria belang stellen.  
Den Haag, Sept. '28. T. v. L.

*J. Stark, Atomstruktur und Atombindung.* 198 blz., 15 fig. — Polytechn. Buchhandlung Leydel, Berlin 1928. Prijs R.M. 6.

In dit werkje geeft de schrijver een uiteenzetting van zijn eigen inzichten over den bouw van atomen en van moleculen. Deze voorstellingen wijken in hooge mate af van diegene, die in voortbouw op het werk van Bohr in de laatste jaren ontwikkeld zijn; schrijver meent, dat zijn theorie in een aantal verschijnselen een beter inzicht geeft. Vermoedelijk zullen de meeste lezers na het bestudeeren van het werkje dit wel niet kunnen beamen. Ook zullen tegen de hypothesen, door den schrijver ingevoerd, wel ernstige bezwaren rijzen. Op deze grondhypothesen gaat schrijver trouwens niet uitvoerig in, omdat de voornaamste stelling, dat de electronen en atomen niet een bolsymmetrische, maar een axiaalsymmetrische bouw zouden hebben, door schrijver elders reeds „bewezen” is. v. A.

*E. Pertz, Die Bestimmung der Baustoffdämpfung nach dem Verdrehungsausschlagverfahren.* Heft 91 van de „Sammlung Vieweg”: „Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik”. 62 blz., 42 fig. Prijs 3,60 Mrk.

Het hierboven aangekondigde werkje is een voortzetting van een door Becker en Föppl als „Forschungsheft” uitgegeven studie betreffende „Dauerversuche zur Bestimmung der Festigkeitseigenschaften, Beziehungen zwischen Baustoffdämpfung und Verformungsgeschwindigkeit”. Terwijl de laatste schrijvers de inwendige wrijving uit de verwarming van de gebruikte proefstaaf afleiden, bepaalt Pertz haar uit de vermindering der trillingsamplitude van een op torsie belaste staaf.

De moeilijkheden van het onderzoek zijn hoofdzakelijk gelegen in het bepalen resp. het elimineeren van de bij de proef optredende uitwendige verliezen, en het grootste deel van het werkje is dan ook besteed aan de beschrijving van de wijze, waarop deze moeilijkheden overwonnen zijn. Het boekje besluit met een aantal grafieken voor het inwendige wrijvingsverlies van verschillende materialen. Bo.

*Charles Fabry, Éléments de Thermodynamique.* Un vol. in —16, 39 figures. Collection Armand Colin, Paris. 1928. Relié . . . 10 fr. 25. Broché . . . 9 fr.

Dit boekje geeft een overzicht van de lessen, welke de schrijver gegeven heeft aan de Sorbonne en aan de École Polytechnique te Parijs. Het is verdeeld in tien hoofdstukken: I Introduction, II Premier principe de la thermodynamique, III Fluides. Gas parfaits, IV Deuxième principe de la thermodynamique, V Énergie utilisable, VI Applications des principes de la thermodynamique, VII Conditions des équilibres physico-chimiques, VIII Fonc-

tions caractéristiques et diagrammes thermodynamiques, IX Méthodes et appareils pour l'étude des propriétés des fluides, X Propriétés des fluides.

In de voorrede leest men, dat de schrijver beoogt „de fournir à ceux qui étudient la thermodynamique pour la première fois un exposé débarrassé de toute complication inutile”. Hierin is hij goed geslaagd, zoodat wij het helder geschreven werkje zeer kunnen aanbevelen als inleiding in het voor vele beginnelingen wel moeilijke gebied van de klassieke thermodynamika en haar toepassingen op chemisch en technisch gebied.

Het boekje bevat een bibliographie en een alphabetisch register. In de bibliographie zijn alleen in het Fransch geschreven, zoowel oorspronkelijke als vertaalde, werken vermeld. Achter verschillende hoofdstukken zijn vraagstukken gegeven, met behulp waarvan de lezer zich kan oefenen in het in toepassing brengen van het bestudeerde.

M. d. H.

*P. Molenbroek en J. Mulder, Leerboek der Natuurkunde voor Hoogere Burgerscholen en Gymnasia.* Tweede deel. Leer van het licht, van het Magnetisme en de Electriciteit. 336 blz., 636 fig. — P. Noordhoff. Groningen. 1928. Prijs gec. f 5.75.

Zooals het langzamerhand de gewoonte wordt om in het voorbericht van een te verschijnen Natuurkunde boek een verontschuldiging, althans een rechtvaardiging te schrijven voor de verschijning, zoo zou ik ook min of meer excuus kunnen aanbieden voor een bespreking, waarvan menig lezer allicht zal zeggen: dat is oude kost, waarom dit wéér opgehaald!

Het leerboek van de heeren Molenbroek en Mulder begint ook met een rechtvaardiging en ik aarzel niet om mijn bespreking in hoofdzaak over deze voorrede te laten loopen. In die voorrede wordt n.l. in drie punten de grondgedachte van de schrijvers over de te volgen methode weergegeven, en die grondgedachte is voor een leerboek hoofdzaak. Het gaat er niet om of wel „alle stof” behandeld wordt — er is „stof” genoeg, veel te veel zelfs in beide betekenissen van het woord, — het gaat er om hoe de behandeling plaats heeft.

Eerste grondgedachte: Experimenteele of mathematische physica!

Schrijvers achten het onverdedigbaar den leerlingen de toepassing der wiskunde op de natuurkunde te onthouden, maar „toch is het experiment niet verwaarloosd en op enkele plaatsen (b.v. de soortelijke gewichten, de wet van Boyle, enz.) is ruimte gelaten om de uitkomsten van klassikaal, of zelf genomen proeven in te vullen”.

De laatste zin nam ik geheel over, omdat daar duidelijk uit blijkt, dat voor de schrijvers het experiment niet *uitgangspunt* is, maar bij hen de *mathematische physica* vòòr de *experimenteele* gaat, wat m. i. foutief is.

De tweede grondgedachte luidt: Eerst mechanica, als strenge grondslag of eerst een populaire uiteenzetting? Schrijvers kiezen eerst mechanica!, omdat „de fundamenteele begrippen der werktuigkunde, die overal de grondslagen voor de natuurkunde vormen” voorop hooren.

Ook deze grondgedachte kan ik niet accepteeeren.

Voorop moet niet de natuurkunde staan, zooals wij die zien, voorop moet

staan, wat een kind van 14 of 15 jaar van de natuurkunde kan bevatten. Beginnen we op die leeftijd met het experiment, liefst met de leerlingen proef, dan is er direct *belangstelling* en blijkt zeer spoedig of er *begrip* is. Juist een wiskundige behandeling en dan nog wel te beginnen met *mechanica* maakt dat de leerlingen er een formule-spelletje van maken, waarbij het begrip zoek is. Het moge in theorie volkomen juist zijn om met de *mechanica* te beginnen, de praktijk wijst uit, dat dat hoofdstuk voor de leerlingen tal van onverteerbare brokken bevat (kracht en massa, centripetaal kracht, evenredigheidsconstanten, enz.) en bovendien in een aantal gevallen niet in staat is een leerling te boeien.

M. i. moet experimenteele physica absoluut voorop staan, waarbij dan de leerlingen uit het experiment de wiskundige betrekking moet opsporen, de wiskundige formuleering moet leeren zien en waardeeren als een verkorte en overzichtelijke schrijfwijze — en zelfs dan blijven er nog heele volkstammen, die 't nooit leeren!

De derde grondgedachte van de schrijvers om — door tijdsgebrek — niet de historische ontwikkelingsgang, maar de moderne beschouwingwijze als uitgangspunt voor verklaring der verschijnselen aan te nemen, kan ik voor een deel accepteren. Er zijn gevallen waar voor de historische ontwikkelingsgang alles te zeggen is — b.v. de verklaring van stoommachine en dynamo — er zijn er ook waar de behandeling van de historische ontwikkelingsgang in de hoofden der leerlingen een chaos zou veroorzaken.

Het spreekt dus wel van zelf, dat de gekozen volgorde en de wijze van behandeling der leerstof bijna steeds tegengesteld is aan hetgeen ik wenschelijk en noodig acht. Deel II begint b.v. met een korte bespreking van de emissietheorie van *Newton*, verklaart terugkaatsing en breking, nog voor de leerlingen iets van deze verschijnselen hebben gezien.

Dengenen, die het met deze wijze van behandeling wel eens zijn, zouden we het boek zeker aan kunnen bevelen, omdat de schrijfwijze over het algemeen goed en duidelijk is en de teekeningen behoorlijk zijn uitgevoerd, was het niet dat er nog een overwegend bezwaar is: n.l. het lettertype. De moeilijkste stof uit het boek en het groote aantal vraagstukken, dat tusschen de tekst is opgenomen — overigens een niet te onderschatten voordeel — zijn met een dusdanig kleine letter gedrukt, dat ze vooral 's avonds zeer slecht te lezen zijn. Persoonlijk zou ik het boek, al voldeed het verder geheel aan mijn verlangens, daarom al niet invoeren. De kleine lettertjes schemeren direct voor de oogen — vooral 's avonds — en dat schijnt me voor leerlingen, die dan toch al wat vermoed zijn en op vraagstukken en moeilijke gedeelten het meest zitten te turen, funest.

Tenslotte nog een algemeene opmerking: Gaan we langzamerhand niet veel te veel leerstof in onze natuurkunde boeken verzamelen? Is het wel gewenscht bij de polarisatie van het licht b.v. de draaiing van het polarisatie-vlak wiskundig af te leiden — al gebeurt het dan ook zeer duidelijk, zoals in bovengenoemd boek —, of de eigenschappen van thermostroommen, wisselstroommen en tal van onderwerpen zoo ver na te gaan? De tijd, die ons is gegeven om de leerlingen natuurkunde bij te brengen is zeer beperkt, laten we, òók in de leerboeken, zorgvuldig schiften en in de eerste

plaats aan de leeftijd en het bevattingvermogen van onze jongelui denken en pas daarna aan datgene, wat we ze wel gaarne zouden willen leeren!

P. S.

*Brombacher en Nauta, Natuurkunde, Mechanica en 't belangrijkste over vloeistoffen, gassen en warmte.* 128 blz., vele figuren. — P. Noordhoff. Groningen. 1928. Prijs f 1.75, geb. f 2.—

Het boekje van de heeren Brombacher en Nauta is natuurlijk van geheel anderen aard. Is de tijd op de H. B. S.-en en Gymnasia al beperkt, op de M. U. L. O. scholen moet de natuurkunde in enkele uren worden behandeld. Een der schrijvers van het boekje deelde me mede, dat aan zijn school in drie jaar de totale stof moet behandeld worden in 5 wekelijksche uren van drie kwartier, dat is dus nog minder dan de helft van de tijd, die H. B. S. en Gymnasium B beschikbaar hebben. In hoeverre het programma overladen is, wil ik hier buiten bespreking laten, hoewel daar zeker nog wel een en ander over te zeggen valt. Het boekje zelf is, dunkt me, zeer bruikbaar. Veel goede figuren en illustraties aan het dagelijksche leven ontleend, duidelijke beschrijvingen over 't algemeen en goed papier. Maar, weer die kleine letters voor vraagstukken en een deel der theorie. Waarom toch? Het is hier niet zoo hinderlijk, omdat het papier beter is, maar het lijkt me niettemin ongewenscht! Van groot belang acht ik de poging om praktische oefeningen in het boekje op te nemen, al zou ik de taken soms liever anders zien.

Op blz. 40 wordt b.v. de evenwichtsvoorwaarde voor een hefboom behandeld, en gevraagd: toon aan, dat  $\text{macht} \times \text{machtsarm} = \text{last} \times \text{lastarm}$ . Die toevoeging zou ik willen vervangen door de vraag: onder welke voorwaarden is er evenwicht? Zoo zou ik ook op blz. 45 de wetten der veerkracht willen laten vinden en niet mededeelen vòòr de leerlingen de proeven gedaan hebben, dat verhoogt stellig de belangstelling. In 't algemeen zou ik de eisch willen stellen: laat steeds de proeven aan de bespreking voorafgaan!

Het groote aantal vraagstukken, dat is opgenomen, verhoogt de waarde van het boekje, al is het m. i. te betreuren, dat de aanwijzingen bij vele vraagstukken zóóver gaan, dat het eigenlijk zeer korte oplossingen zijn.

Overigens lijkt mij het boekje voor M. U. L. O.-scholen zeer geschikt.

P. S.

*J. J. Thomson, „Beyond the electron”* (Girton Lecture 1928). 43 blz., 4 fig. — Cambridge University Press-London. 1928. Prijs 2/6 net.

Een lezing van professor J. J. Thomson over de proeven van zijn zoon G. P. Thomson betreffende diffractie van electronenstralen. Fig. 1 en 2 geven fraaie foto's van het verschijnsel, waarbij ook de afbuiging van de diffractieringen door een magneetveld tot uiting komt.

In hoofdzaak worden ontwikkeld de begrippen golfpakket, groepsnelheid. Nadruk wordt vooral gelegd op het feit, dat een groepsnelheid kleiner dan

de lichtsnelheid  $c$  golven eischt met een uitbreidingssnelheid grooter dan  $c$ . Als analogie wordt hier de theorie van de Haeviside laag, m. a. w. de voortplanting van elektrische golven in een electronengas behandeld.

Wat is nu het medium dat de electronengolven draagt, en hoe komt het dat dit medium „superdispersive” is? Deze vraag, die door den spreker veel dringender gesteld wordt, dan in de overeenkomstige theorie van de Broglie en Schrödinger wordt door hem niet opgelost. De richting waarin de oplossing gezocht wordt is wel zeer merkwaardig. De schrijver meent dat het electron zelf zijn super-dispersief medium meeneemt. Komt het daarmee in de buurt van obstakels, dan is diffractie het gevolg. De opvatting doet vaag denken aan hydrodynamische problemen als van de boemerang of van de onregelmatige vlucht van een tennisbal. Zij is in aansluiting met een opvatting van denzelfden schrijver omtrent den aard van het licht, door hem ontwikkeld in *Phil. Mag.* **48**, 737, 1924, welke opvatting echter geen algemeene waardeering schijnt te vinden. D. G.

*D. M. Smith, Visual Lines for Spectrum Analysis*, 34 blz. — Adam Hilger. London. 1928. Prijs 5 sh. net.

Een klein handig boekje, dat vooral van belang is bij chemische analyses. Het geeft de golflengten voor de „sensitive lines” van 52 elementen, alsmede voor enkele dezer elementen de minimum concentratie, noodig, om deze lijnen te kunnen waarnemen. Voor verdere uitbreiding der tabellen door den gebruiker zelf is voldoende ruimte opgelaten. v. C.

## TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN

Müller Pouillet's Lehrbuch der Physik, 11 Auflage, fünfter Band, erste Hälfte: Physik der Erde, herausgegeben von Alfred Wegener, 840 blz., 341 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn Akt. Ges. Braunschweig. 1928. Prijs R.M. 49, geb. R.M. 53.

Eise Eisinga, Planetariumboek, samengesteld door E. Havinga, Dr. W. E. van Wijk en J. F. M. G. d' Aumérie, 416 blz., 124 afb. — Van Loghum Slaterus' Uitg. Mij. Arnhem. 1928. Prijs f 16.75.

B. Wigersma, De „vrijheid” van de natuur en de „onvrijheid” van de natuurwetenschap, 177 blz. — Tjeenk Willink en Zoon. Haarlem 1928. Prijs f 3.25, geb. f 4.—

Het onderwijs in de Natuurkunde aan Gymnasia, Hoogere Burgerscholen en Lycea, Rapport, uitgebracht aan het bestuur der Nederl. Natuurkundige Vereeniging. 64 blz. — J. B. Wolters. Groningen, den Haag. 1928. Prijs f 0.90.

D. van Gulik, Warmte en hiermee samenhangende verschijnselen, derde druk. Nederl. tuinbouwbibliotheek, 129 blz., 51 fig. — J. B. Wolters. Groningen. Prijs f 1.75.

J. W. Boerman, M. Hellingman en R. M. Ruip, Nieuw Leerboek der Physica, deel III, Geluid en Licht; vnl. voor Kweekscholen en cursussen voor de Hoofdakte, 211 blz., 199 fig. — J. B. Wolters. Groningen. Prijs f 2.25, geb. f 2.60.

---

## STRIKVRAGEN.

**Het antwoord op vraag XXXV:** „Bij de bekende interferentieproef van *Young* laat men door een eerste nauwe spleet licht vallen op twee evenwijdige nauwe spleten achter welke men de interferentiefiguur op een scherm opvangt. Indien de lichtbron niet in, of onmiddellijk voor de eerste spleet staat, zullen de rechte stralen, die door de eerste spleet en onderscheidenlijk de twee volgende spleten gaan, van verschillende, en dus incohaerente deelen der lichtbron moeten uitgaan. Vanwaar niettemin de interferentie?“, luidt als volg:

Het licht dat van een emissiecentrum der lichtbron uitgaat, zal achter de eerste spleet een buigingsfiguur geven. Indien de latere spleten beide door het lichte gedeelte dezer figuur bedekt worden, zal het door hen doorgelaten licht een interferentiefiguur kunnen geven. Of nu het licht, van verschillende emissiecentra afkomstig, incohaerent is, doet er niet veel toe, zoolang de interferentiefiguren, die zij elk voor zich zouden geven, congruent zijn en op elkander vallen. Dit zal het geval zijn, wanneer de zoo juist genoemde voorwaarde vervuld is.



## METING VAN DEN VERBLIJFTIJD UIT MEEVOERINGSPROEVEN <sup>1)</sup>

door P. CLAUSING

§ 1 — In den zesden jaargang van dit tijdschrift is een door G. H o l s t aangegeven beginsel beschreven <sup>2)</sup> om den *plaktijd* of, zooals wij in het vervolg liever zullen zeggen, om den *verblijftijd* van een molecule op een wand op principieel eenvoudige wijze direct te meten. Sinds het verschijnen van die publicatie is een nieuw toestel gebouwd, waarmede een aantal metingen is verricht. Deze metingen hebben alleen in zoo verre aan de verwachtingen beantwoord, dat het slechts gelukt is in bepaalde gevallen een bovenste grens voor den verblijftijd vast te stellen. Nochtans meenen wij om verschillende redenen gerechtigd te zijn, hier op deze onderzoeken terug te komen en de verkregen ervaringen vast te leggen.

In de eerste plaats is uit de proeven gebleken, dat het beginsel deugdelijk is en dat het bij betere kennis van de condensatieverschijnselen en bij een verder doorgevoerde techniek der vacuummotoren in de toekomst zeker mogelijk moet zijn onder geschikte omstandigheden den verblijftijd volgens dit principe te meten.

In de tweede plaats is echter, hoewel het effect van den verblijftijd ons is ontgaan, een ander effect, het reeds vroeger aangeduide impulseffect, voldoende nauwkeurig gemeten kunnen worden om voor het eerst een uitspraak te kunnen doen over de *accommodatie-coëfficiënten* <sup>3)</sup> van metaaldampen aan een wand.

§ 2 — Wij herinneren hier nog even aan de reeds vroeger vermelde condensatieproeven met metaaldampen van K n u d s e n <sup>4)</sup>

1) P. C l a u s i n g: Over den verblijftijd van moleculen en de strooming van zeer verdunde gassen, Leidsch proefschrift, hoofdstuk I (Amsterdam, 1928).

2) G. H o l s t en P. C l a u s i n g: Physica, **6**, blz. 48 (1926); Versl. Afd. Nat. Kon. Akad. Wet. Amst., **34**, blz. 1137 (1925).

3) Deze coëfficiënten stellen de fracties voor, die aangeven in welke mate de gedurende korten tijd op een wand vertoevende moleculen hun snelheid en energie aan de wand hebben aangepast.

4) M. K n u d s e n: Ann. d. Physik, **50**, blz. 472 (1916).

en Wood<sup>1)</sup>, die Langmuir<sup>2)</sup> tot zijn bekende hypothese van den verblijftijd aanleiding gaven, en wijzen er op, hoe de tegenwoordige ontvanglampen voor draadloze telephonie ad oculos de onhoudbaarheid van de oude hypothese van Knudsen en Wood demonstreeren. Immers, deze hypothese, scherp geformuleerd, zegt: *boven* een bepaalde *critische condensatietemperatuur*  $T_n$ <sup>3)</sup> is de verblijftijd altijd = 0, *beneden*  $T_n$  is hij steeds =  $\infty$ . Maar dan is het onbegrijpelijk, hoe de magnesiumspiegels in de juist genoemde lampen tot stand komen, indien men bedenkt, dat voor Mg volgens Knudsen  $T_n < 195^\circ \text{K}$  is, terwijl de ballons tijdens het afdampen van het Mg (b.v. vanaf de anode) geenszins beneden die temperatuur gekoeld worden. Een en ander laat zich pas duidelijk maken, indien men aanneemt, dat de verblijftijd continu met de temperatuur  $T$  verandert van  $\infty$  bij  $T = 0$  tot 0 bij  $T = \infty$  (hypothese van Langmuir) en dat de  $T_n$  zoowel een functie van de eigenschappen der materialen als van de invaldichtheid der metaaldampmoleculen is.

§ 3 — Wij zullen nu het begrip verblijftijd nader formuleeren<sup>4)</sup> en hierbij als het ware van zelf het belang van metingen van den verblijftijd naar voren zien komen. Waar wij ons, van een moleculetheoretisch standpunt bezien, uitsluitend phenomenologisch met den verblijftijd zullen inlaten, daar is het duidelijk, dat deze formulering en hare consequenties niet uitsluitend op metaaldampmoleculen<sup>5)</sup> betrekking zullen hebben, maar een geheel algemeene strekking zullen bezitten.

Wij onderstellen nu, dat op het oogenblik  $t = 0$  op een deel van den wand (met oppervlak  $S$ )  $b_0$  moleculen aanwezig zijn, die elkaar niet beïnvloeden, en dat geen moleculen op  $S$  invallen. Is  $w dt$  de waarschijnlijkheid, dat een bepaald molecule binnen  $dt$  sec den wand verlaat, dan is

$$-db = b w dt, \dots \dots \dots (1)$$

1) R. W. Wood: Phil. Mag., **30**, blz. 300 (1915), **32**, blz. 364 (1916).

2) I. Langmuir: Phys. Rev., **8**, blz. 149 (1916); Proc. Nat. Acad. Sci., **3**, blz. 141 (1917).

3) Om verwarring met de thermodynamische kritische grootheden te voorkomen hebben wij den index  $n$  gekozen („neerslagtemperatuur”).

4) Verg. ook E. Hückel: Adsorption und Kapillarkondensation, blz. 169 (Leipzig, 1928).

5) Wij zullen ook van moleculen spreken, indien de deeltjes slechts één atoom omvatten, maar op zich zelf kunnen bestaan (b.v. in het geval van cadmiumdamp).

indien  $b$  moleculen op het oogenblik  $t$  op het deel van den wand zijn, en dus

$$b = b_0 e^{-wt} \dots \dots \dots (2)$$

Als  $\tau$ , den gemiddelden verblijftijd, zullen wij nu definieeren den gemiddelden tijd, gedurende welken die  $b_0$  moleculen vanaf  $t = 0$  nog op den wand vertoeven. Dus

$$\tau = \frac{1}{b_0} \int_{b_0}^0 t. - db \dots \dots \dots (3)$$

of dank zij (1) en (2)

$$\tau = \frac{1}{w} \dots \dots \dots (4)$$

Men ziet dus, dat  $\tau$  in verband staat met een verdampingswaarschijnlijkheid en gemiddeld den tijd aangeeft, waarvoor die waarschijnlijkheid ( $w \tau$ ) zekerheid (= 1) is geworden. Het bestudeeren van den verblijftijd is dus niets anders dan een onderzoek instellen naar de afdampwaarschijnlijkheid voor, laten wij zeggen, een stof A vanaf een stof B.

Beschouwt men nu een oppervlak, waarop moleculen invallen, dan is het denkbaar, dat een fractie  $\epsilon$  der invallende moleculen direct gereflecteerd wordt, alleen gedurende den botsingstijd „op den wand is”, en dat dus slechts de fractie  $1 - \epsilon$  geadsorbeerd wordt. Het is dan duidelijk, dat de hierboven gedefinieerde  $\tau$  den gemiddelden verblijftijd van de invallende moleculen, die geadsorbeerd worden, voorstelt, terwijl de gemiddelde verblijftijd van alle invallende moleculen gegeven zal zijn door  $(1 - \epsilon) \tau$ .

Onderstelt men nu, dat vanaf  $t = 0$  op het oppervlak  $S$  iedere  $dt$  sec  $S (1 - \epsilon) v dt$  moleculen geadsorbeerd worden (voor  $t < 0$  is de invaldichtheid  $v = 0$  gedacht), dan vindt men met behulp van (2) en (4) voor het aantal moleculen  $b_1$ , dat op het oogenblik  $t_1$  op  $S$  aanwezig is,

$$b_1 = \int_0^{t_1} S (1 - \epsilon) v. e^{-w(t_1-t)} dt = S (1 - \epsilon) v \tau (1 - e^{-wt_1}), \dots (5)$$

welke vergelijking voor grootte  $t_1$  geschreven kan worden als

$$a = \frac{b_1}{S} = (1 - \epsilon) v \tau \dots \dots \dots (6)$$

of, indien  $\varepsilon = 0$  is (hetgeen Langmuir in zeer vele gevallen onderstelt), als

$$a = \nu \tau \dots \dots \dots (7)$$

In (6) en (7) stelt  $a$  het aantal per  $\text{cm}^2$  geadsorbeerde moleculen voor en men mag voor kleine  $\nu$  (dus kleinen druk) b.v. (7) beschouwen als een adsorptie-isotherme in het geval, dat de moleculen elkaar op den wand niet beïnvloeden. Het meten van den verblijftijd mag dus opgevat worden als het bepalen van een adsorptie-isotherme in het gebied van de zeer lage drukken.

§ 4 — Wij zullen ons nu op het standpunt van de theorie van Frenkel<sup>1)</sup> stellen om (uitgaande van condensatieproeven) een schatting van den verblijftijd te kunnen maken.

Uit statistisch-mechanische overwegingen leidt Frenkel af

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{U_0}{RT}}, \dots \dots \dots (8)$$

waarin  $\tau_0$  de eigentrillingstijd van een op den wand geadsorbeerd molecule, —  $U_0$  de potentieele energie van zoo'n molecule (gerekend in cal per grammolecule) en  $R$  de gasconstante (voor een grammolecule, in cal/° K) voorstelt.

Frenkel neemt verder aan, dat de potentieele energie —  $U_i$  van een molecule (weer gerekend voor een grammolecule), dat direct aan  $i$  andere moleculen en aan den wand gebonden is, bepaald is door

$$U_i = U_0 + i \Delta U \dots \dots \dots (9)$$

Uitgaande van (8) en (9) en van de onderstelling, dat de condensatie hoofdzakelijk tot stand komt door het zich vormen van tweelingen (groepen van twee moleculen) berekent hij het volgende verband tusschen de  $T_n$  en de  $\nu$  of, waar wij voortaan liever dan de  $T$  de  $\nu$  als de critische grootheid willen beschouwen, tusschen de  $\nu_n$  en de  $T$ :

$$\nu_n = \frac{1}{4\sigma_0\tau_0} e^{-\frac{U_1}{RT}} \dots \dots \dots (10)$$

waarin  $\sigma_0$  het door een geïsoleerd molecule in beslag genomen oppervlak voorstelt. Kent men de  $\nu_n$ 's voor de temperaturen  $T_1$  en  $T_2$ , dan kan men  $U_1$  berekenen met de uit (10) afgeleide formule

1) J. Frenkel: Ztsch. f. Phys., 26, blz. 117 (1924).

$$U_1 = R \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{\nu_{n1}}{\nu_{n2}} \dots \dots \dots (11)$$

Gebruik makende van het door Chariton en Semeno<sup>1)</sup> gegeven verband <sup>2)</sup> tusschen  $\nu_n$  en  $T$  vindt men uit (11)  $U_1 = 11100$  cal voor de condensatie van cadmium op piceïne.

Op deze theorie van Frenkel en de uit de proef van Chariton en Semeno<sup>1)</sup> berekende  $U_1$  baseeren wij nu de volgende schatting van den verblijftijd.

Voor  $\tau_0$  nemen wij de waarde  $2,84 \cdot 10^{-13}$ , berekend met de formule  $\Theta = h/(k\tau_0)$  van Debye, waarin  $h$  de constante van Planck en  $k$  die van Boltzmann voorstelt.  $\Theta$ , de karakteristieke temperatuur, hebben wij ontleend aan het werk van Schrödinger<sup>3)</sup>, die voor Cd 168 opgeeft. Wij meenen door het aannemen van deze  $\tau_0$ -waarde de schatting zoo weinig mogelijk te flatteeren, aangezien zoowel de formule van Einstein<sup>4)</sup> als die van Lindemann<sup>5)</sup> hogere waarden voor  $\tau_0$  geven. Opgemerkt hierbij dient nog, dat de gebruikte formules voor  $\tau_0$  eigenlijk alleen veroorloven den trillingstijd te berekenen voor een Cd-molecule in een Cd-kristal, terwijl wij het hier hebben over dien van een Cd-molecule aan een wand van een ander materiaal. Aangezien echter de orde van grootte wel goed kan zijn, werken wij met de boven aangenomen waarde voor  $\tau_0$  verder en dit is des te meer toelaatbaar waar in onze berekening van  $\tau$  een veel grovere fout in kan sluipen door onvoldoende kennis van de verhouding  $\nu_{n1}/\nu_{n2}$  of van het verschil  $T_1 - T_2$ , zooals aanstonds zal blijken.

Om met behulp van (8)  $\tau$  te berekenen moeten wij verder nog  $U_0$  kennen. Deze kunnen wij dank zij (9) als volgt bepalen. Rekenen wij, dat het kristalrooster van Cd aan de dichtste bolpakking beantwoordt <sup>6)</sup>, dan ligt het nu voor de hand de verdampingswarmte  $U$  van vast Cd gelijk te stellen aan  $9 \Delta U$ , omdat een bepaald Cd-molecule in het begrenzingsvlak van een Cd-kristal door 6 andere moleculen in dat vlak omringd is, terwijl van de volgende laag nog 3 moleculen in contact zijn met het molecule in kwestie.

1) J. Chariton en N. Semeno<sup>1)</sup>: Ztsch. f. Phys., **25**, blz. 287 (1924).

2) Dit verband vindt men niet in de publicatie van Chariton en Semeno<sup>1)</sup>, maar in die van Frenkel.

3) E. Schrödinger: Phys. Ztsch., **20**, blz. 453 (1919).

4) A. Einstein: Ann. d. Physik, **34**, blz. 170 (1911), **35**, blz. 679 (1911).

5) F. A. Lindemann: Phys. Ztsch., **11**, blz. 609 (1910).

6) Dit is namelijk bij benadering het geval. Zie A. Sommerfeld: Atombau und Spektrallinien, blz. 152 en 655 (Braunschweig, 1922).

Aan E g e r t o n <sup>1)</sup> ontleenen wij  $U = (27700 - RT/2)$  cal, welke formule voor  $T = 200$  de waarde  $U = 27500$  geeft.  $\Delta U$  is dus  $27500/9 = 3060$  en  $U_0 = U_1 - \Delta U = 11100 - 3060 = 8040$  <sup>2)</sup>.

Voor den verblijftijd van een geïsoleerd Cd-moleculc op een laag piccine vinden wij dus

$$\tau = 2,84 \cdot 10^{-13} \cdot e^{\frac{8040}{RT}} \dots \dots \dots (12)$$

De formule (12) geeft b.v.:  $\tau = 1,6 \cdot 10^{-3}$  voor  $T = 180$ ;  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-4}$  voor  $T = 200$ ;  $\tau = 2,7 \cdot 10^{-5}$  voor  $T = 220$ .

Bij deze schatting van  $\tau$  moeten wij niet uit het oog verliezen, dat relatief kleine fouten in  $\nu_{n1}/\nu_{n2}$  en in  $T_1 - T_2$  zeer groote fouten in  $\tau$  geven. Is b.v.  $\nu_{n1}/\nu_{n2} = 1,9$  (en bij de proef van Ch a r i t o n en S e m e n o f f was de nauwkeurigheid volgens F r e n k e l niet zoo groot, dat deze waarde uitgesloten is <sup>3)</sup>), dan wordt  $U_1 = 10300$ ,  $U_0 = 7240$  en  $\tau = 2,2 \cdot 10^{-5}$  bij  $T = 200$ , dus ongeveer acht keer kleiner dan volgens formule (12).

Ook uit de proeven van E s t e r m a n n <sup>4)</sup> over het verband tusschen de  $T$  en de  $\nu_n$  (E s t e r m a n n spreekt van de met onze  $\nu_n$  corresponderende „adsorptiedruk”) kan men langs den boven aangegeven weg  $\tau$  berekenen. Toepassing van (11) op de gegevens van E s t e r m a n n voor de condensatie van Cd op Ag bij 187 en 207 °K geeft  $U_1 = 5000$  en dus  $U_0 = U_1 - \Delta U = 5000 - 3060 = 1940$ , en bij gevolg

$$\tau = 2,84 \cdot 10^{-13} e^{\frac{1940}{RT}} \dots \dots \dots (13)$$

1) A. C. E g e r t o n: Phil. Mag., **33**, blz. 33 (1917).

2) Wij verwachten, dat de hier gedefinieerde en berekende  $\Delta U$  en de arbeid, noodig om een grammoleculc Cd<sub>2</sub>-moleculen in Cd-moleculen te dissocieeren, in eerste instantie aan elkaar gelijk zijn. Te controleeren is deze verwachting voorloopig nog niet, omdat de dissociatiewarmte van Cd<sub>2</sub> vooralsnog onbekend is (verg. A. J a b l o n s k i: Ztsch. f. Phys., **45**, blz. 878 (1927)).

Wel kan men daarentegen voor kwik de analoge warmtehoeveelheden vergelijken. De verdampingswarmte  $U$  van Hg is ongeveer 15500. Men vindt dus  $\Delta U = U/9 = 1720$ . De dissociatiewarmte van Hg<sub>2</sub> is volgens E. K o e r n i c k e (Ztsch. f. Phys., **33**, blz. 219 (1925))  $1370 \pm 310$  cal (berekend uit metingen in het bandspectrum van Hg-damp). In ruwe benadering kan men dus wel van overeenstemming spreken.

Voor zoover een verge ijking tusschen Cd en Hg geoorloofd is, kunnen wij besluiten, dat wij door  $\Delta U = U/9$  te stellen waarden van  $U_0$  en  $\tau$  vinden, die eer te klein dan te groot zijn.

3) De  $\nu$ 's lijken ons inderdaad lastig te bepalen grootheden; haar verhouding echter hangt uitsluitend van de afmetingen van het apparaat af en de bepaling hiervan behoeft dus geen moeilijkheden op te leveren.

4) J. E s t e r m a n n: Ztsch. f. Phys., **33**, blz. 320 (1925); Ztsch. Elektrochem., **31**, blz. 441 (1925).

Bij  $T = 200$  geeft (13)

$$\tau = 3,7 \cdot 10^{-11} \dots \dots \dots (14)$$

Is de theorie van Frenkel in zijn geheel juist en zijn ook de resultaten van Chariton en Semenov voldoende nauwkeurig, dan kunnen wij nog langs een anderen weg den  $\tau$  voor Cd op Ag bepalen. De theorie van Frenkel eischt namelijk, dat bij een bepaalde temperatuur het product van  $\tau$  en  $\nu_n$  voor een bepaalde invallende moleculesoort onafhankelijk is van het materiaal van den wand, dus b.v.

$$(\tau \cdot \nu_n)_{Cd \text{ op piceïne}} = (\tau \cdot \nu_n)_{Cd \text{ op Ag}} \dots \dots \dots (15)$$

Bij  $T = 200$  vinden wij uit de gegevens van Chariton en Semenov voor Cd op piceïne  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-4}$ ,  $\nu = 1,4 \cdot 10^{17}$ , terwijl voor Cd op Ag  $\nu = 0,82 \cdot 10^{14}$  is. Uit (15) volgt dan voor den  $\tau$  van Cd op Ag

$$\tau = 2,9 \cdot 10^{-1} \dots \dots \dots (16)$$

De buitengewoon slechte overeenstemming tusschen de waarden (14) en (16), die ongeveer een factor  $10^{10}$  schelen, toont op overtuigende wijze het speculatieve in al deze beschouwingen <sup>2)</sup>.

§ 5 — Aan de hand van fig. 1 zullen wij het „*principe der meevoering*” nog even in herinnering brengen, vooral met het oog op het invoeren van eenige symbolen voor de belangrijkste grootheden.

Een metaaldampstraal treedt uit het oventje A de buis B binnen, die in het metalen lichaam C is uitgeboord. B eindigt in de nauwe diaphragmaopening D. De dampstraal is begrensd door D en de opening van het oventje en valt in op de plaat E, die, gemonteerd op de as F, snel voor het diaphragma langs beweegt. De van de plaat terugverdampende moleculen vormen naast het diaphragma op het sterk gekoelde lichaam C een neerslag. Dit alles geldt natuurlijk alleen, als de dichtheid van den dampstraal en de temperatuur

1) Frenkel zegt in het begin van zijn artikel, dat hij een theorie zal geven van de condensatie van metaaldampen op dielectricumwanden. In zijn theorie is dit echter in het geheel niet tot uitdrukking gebracht, zoodat wij (15), waarin de onderlagen piceïne en Ag vergeleken worden, volkomen in overeenstemming met de theorie van Frenkel achten. Wij willen hiermede niet zeggen, dat (15) ons bij uitstek geschikt schijnt om de werkelijkheid voor te stellen, maar waar wij nu eenmaal bezig zijn de theorie van Frenkel toe te passen, doen wij dat dan ook in al zijn consequenties. (Zie nog de volgende noot).

2) Hadden wij de dielectrica piceïne en glas (ook hieraan werd de condensatie van Cd door Estermann bestudeerd) volgens (15) vergeleken, dan ware de overstemming nog slechter geweest.

en snelheid van de plaat van dien aard zijn, dat zich op de plaat geen kernen kunnen vormen, die tot een condensatie aanleiding geven.

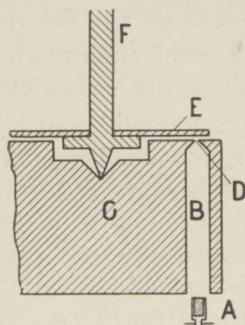


Fig. 1.

Bovendien moet C koud genoeg zijn om praktisch al wat er op valt blijvend vast te houden. Het spreekt tevens van zelf, dat de geheele proef in hoog vacuumgenomen moet worden.

Noemen wij den bij een dergelijke proef gevonden afstand tusschen het zwaartepunt van het gevormde neerslag en het midden van het diaphragma  $\Delta$ , dan beantwoordt deze alleen dan geheel aan  $\tau$ , indien de afstand tusschen C en E verwaarloosbaar klein

s. De snel bewegende plaat geeft namelijk aan de afdampende moleculen gemiddeld een snelheidscomponent in een richting loodrecht op het vlak door D en F. De verschuiving van het neerslag tengevolge van dit impulseffect zullen wij door  $\delta$  voorstellen. Is  $Z$  het aantal omwentelingen van de plaat per sec en  $q$  de afstand van D tot de geometrische as van F, dan geldt dus in het algemeen

$$\tau = \frac{\Delta - \delta}{Z \cdot 2\pi q} \dots \dots \dots (17)$$

Zooals gemakkelijk is in te zien, is  $\delta$  bepaald door de vergelijking

$$\delta = \frac{Z \cdot 2\pi q}{u} \cdot \lambda, \dots \dots \dots (18)$$

waarin  $\lambda$  den afstand voorstelt tusschen de roteerende plaat E en het lichaam C en  $u$  de snelheid is, waarmede de moleculen van E naar C gaan.

Denkt men in formule (17)  $Z = 200$ ,  $q = 2$  cm en  $\Delta - \delta = 10^{-3}$  cm, waarden, die juist nog experimenteel te realiseeren en praktisch te meten zijn, dan ziet men, dat  $\tau = 0,4 \cdot 10^{-6}$  sec de kleinste waarde is, die wij volgens dit principe zullen kunnen aantonen.

Vergelijkt men deze waarde met de waarden van  $\tau$ , die volgens onze schatting uit de proef van Chariton en Seménoff en de theorie van Frenkel volgen, dan blijkt b.v. bij  $T = 190$  de berekende  $\tau$  ruim 1000 keer grooter te zijn dan de minimaal aantoonbare  $\tau$ <sup>1)</sup>. Deze beschouwing heeft ons er toe gebracht, te trach-

1) Hadden wij niet  $U = 9 \Delta U$ , maar  $U = 6 \Delta U$  gesteld om op overdreven wijze uitdrukking te geven aan de afwijking van de structuur van Cd van de dichtste bolpakking (de assenverhouding van het hexagonale rooster is 1,89 in plaats van 1,633), dan zouden wij bij  $T = 190$  een  $\tau = 8,7 \cdot 10^{-6}$  en dus een nog ruim 20 keer grootere waarde dan de minimaal aantoonbare berekend hebben.



ten den verblijftijd van Cd op piceïne te bepalen om aldus bij de proef van Chariton en Semenov aan te sluiten.

Op het eerste gezicht lijkt een piceïne-oppervlak wel een zeer ongeschikte keus voor adsorptieproeven, omdat zich over de structuur van het oppervlak niets laat zeggen. Het is echter de vraag, of het algemeen voor adsorptieproeven geaccepteerde glas het in dit opzicht wint. Een voordeel van de piceïne is bovendien, dat door smelten op gemakkelijke wijze een volkomen schoon oppervlak is te verkrijgen.

Het lag voor de hand naast piceïne ook andere materialen als plaat te gebruiken, b.v. glas, mica en koper.

§ 6 — Zonder in te gaan op de vele details van het toestel, waarmede wij onze proeven hebben verricht (zie fig. 2 op blz. 299; in deze figuur corresponderen de letters A—F met de letters in fig. 1) en waarvoor wij den belangstellenden lezer naar onze oorspronkelijke publicatie verwijzen, willen wij toch niet onvermeld laten eenige algemeene trekken van de apparatuur en van de methode, volgens welke wij het in de vorige § bedoelde neerslag hebben uitgemeten.

De plaat werd in het vacuum in beweging gebracht met behulp van een magnetisch draaiveld (MB—MN) van 500 perioden per sec. Dit veld welkte in een op de as F gemonteerde rotor (RA—RD) stroomen van Foucault op, waaraan een electrodynamisch koppel beantwoordde. De draaisnelheid van den rotor (met as en plaat) stelde zich zoo in, dat in den stationnaireren draaiïngstoestand dit koppel in evenwicht was met het wrijvingskoppel. De snelheid van de plaat werd stroboscopisch bepaald.

De temperatuur van het oventje A werd met behulp van een thermo-element (TF—TG) gemeten, evenals de temperatuur van de plaat. De plaat-thermometer kon echter alleen gebruikt worden, indien de plaat stil stond. Een bewegingsmechanisme (TB—TS) veroorloofde den thermometer al of niet met de plaat in contact te brengen.

Doordat de glazen ballon (SA), waarin de essentieele deelen van het toestel besloten waren, geheel in vloeibare zuurstof was gedompeld en het lichaam C direct door vloeibare zuurstof (in de buis NC) werd gekoeld bezat de plaat (met as en rotor) de neiging om af te koelen tot vrijwel de temperatuur van vloeibare

zuurstof. De regelbare warmtestraling van een in de nabijheid van de plaat opgestelde gloeispiraal (LA—LF) kon deze neiging compenseeren. Het was aldus mogelijk de temperatuur van de plaat naar believen in te stellen.

Wat het uitmeten van het neerslag betreft, het volgende:

Met behulp van de vergelijkingen (1) tot (4) is het gemakkelijk in te zien, dat het effect van een meetbaren  $\tau$  in onze proeven bestaan moest in een „uitsmeren” van het condensaat in de bewegingsrichting van de roteerende plaat, van welk condensaat het zwaartepunt bepaald zou moeten worden. In onze proeven is van dit uitsmeren echter nooit iets gemerkt. Eerder vonden wij steeds als het ware een kleine verschuiving van het ronde condensaat ten opzichte van het diaphragma en het is deze verschuiving, die wij als  $\Delta$  beschouwd hebben (verg. § 5).

Het uitmeten direct onder den microscoop was bij de door ons gevonden kleine verschuivingen dikwijls zeer lastig, aangezien het neerslag niet homogeen was, maar naar de kanten steeds dunner werd om ten slotte onzichtbaar te worden. Eenvoudiger was het, een microphotographie van het neerslag uit te meten. De photo's (zie de figuren 3—8; de pijlen onder deze figuren geven de rotatierichtingen van de draaiende plaat aan) vertoonden in het midden steeds het diaphragma als een ronde zwarte schijf. Daar omheen was een lichte vlek te zien op een donkeren achtergrond, yet Cd door zeer schuin invallende belichting fel afstekend tegen het koper van de diaphragmaplaat. In of naast de vlek lag nog een klein zwart schijfje, dat beantwoordde aan een klein gaatje, toevallig bij de bewerking van de diaphragmaplaat ontstaan en achteraf van waarde gebleken voor de oriëntering der photographieën. Het uitmeten der photo's kon echter alleen dan betrouwbare resultaten geven, indien wij bij het maken der photographieën gezorgd hadden voor een zeer gelijkmatige belichting van het gezichtsveld. Hieraan hebben wij dan ook steeds veel aandacht besteed.

Het lag voor de hand te trachten de negatieven met den microphotometer van Moll door te meten<sup>1)</sup>. Dit bleek echter geen goede resultaten te geven, gezien de te groote onregelmatigheden, zelfs in ons beste negatief (zie fig. 5).

De beste resultaten, ook bij minder duidelijke vlekken, hebben wij als volgt verkregen. Eenige ronde messingschijfjes, die regel-

1) Dr. H. B. Dorgelo was zoo vriendelijk ons hierbij te helpen.

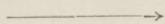


Fig. 3

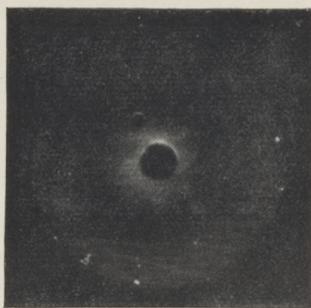


Fig. 4

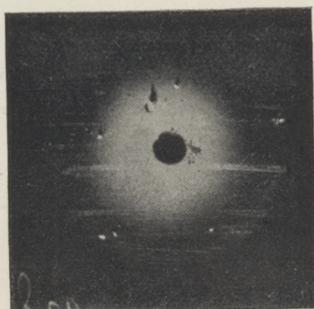


Fig. 5

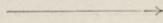
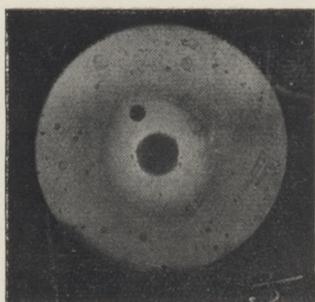


Fig. 6

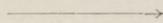
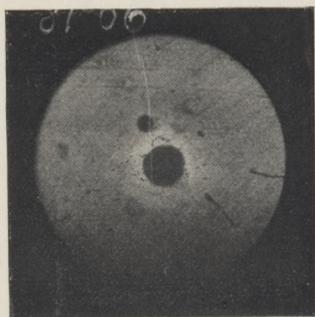


Fig. 7

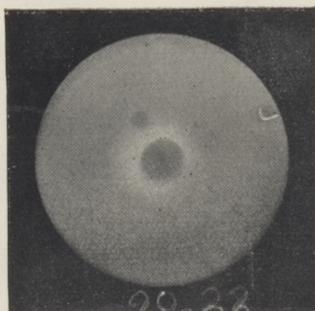
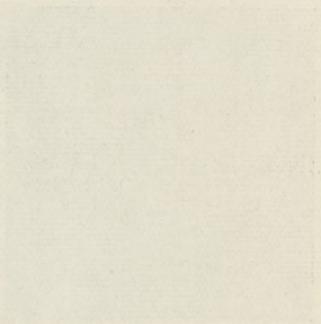
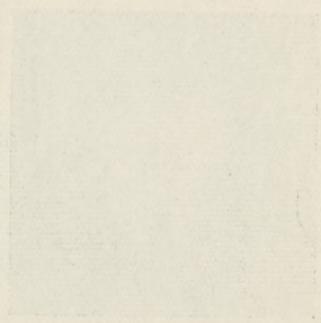


Fig. 8



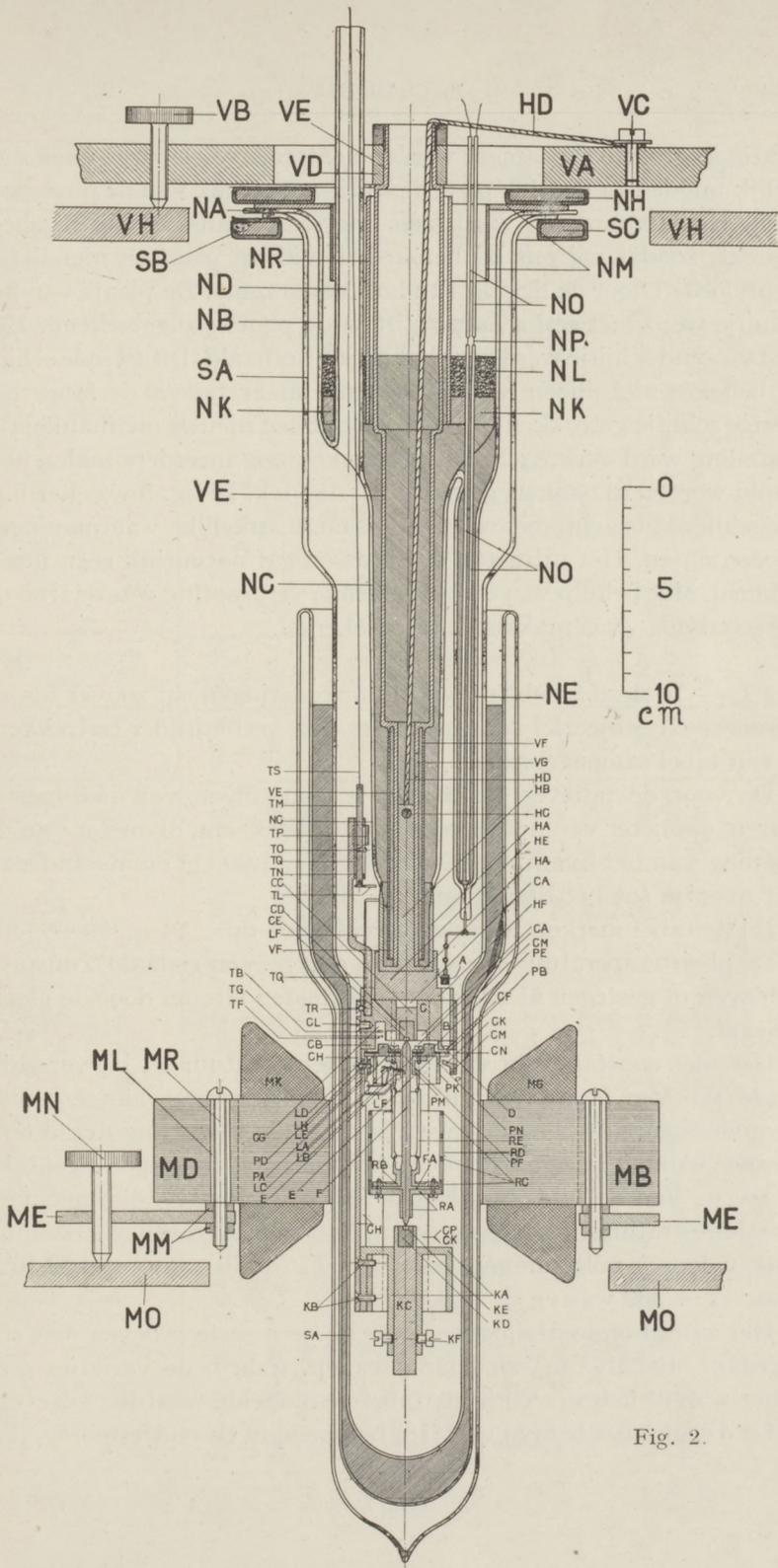


Fig. 2.

matig in grootte toenamen, werden achtereenvolgens zoo goed mogelijk midden in de vlek op een positieven afdruk van de photo gelegd. Het diaphragma werd zelfs door het kleinste schijfje geheel bedekt, zoodat wij ons bij het in het midden plaatsen niet lieten beïnvloeden door de ligging van het diaphragma. De plaats van het schijfje werd met een scherpe stift in de photo aangeteekend. Met een volgend schijfje werd deze handeling herhaald. Dit tweede schijfje bedekte niet alleen het diaphragma maar tevens de langs het vorige schijfje getrokken krassen, zoodat een nieuwe onafhankelijke instelling werd verkregen. Dit proces kon nog meerdere malen herhaald worden al naar de grootte van de vlek. In fig. 5 was het b.v. mogelijk aldus achtereenvolgens vijf onafhankelijke waarnemingen te verrichten. Het uitmeten der krassen gaf natuurlijk geen moeilijkheid. Met behulp van de ons bekende vergrooing was daarna de verschuiving  $\Delta$  gemakkelijk te berekenen.

§ 7 — In deze § hebben wij al onze metingen, in zoover als zij veroorloven eenigerlei conclusie over den verblijftijd  $\tau$  te trekken, in een tabel samengebracht.

De voor de proeven belangrijkste afmetingen van het toestel waren: diameter van het diaphragma = 0,030 cm, diameter van de opening van het oventje = 0,020 cm,  $q = 1,90$  cm en afstand van het oventje tot het diaphragma = 3,2 cm.

Bij de tabel merken wij nog het volgende op.

De plaattemperatuur  $T_p$  is tijdens de proeven gedaald, constant gebleven of gestegen al naar den ingestelden stroom door de gloei-spiraal.

Het niet constant zijn van de oventemperatuur  $T_o$  bij verschillende proeven is waarschijnlijk te wijten geweest aan contactveranderingen tusschen het oventje A en zijn verhittingsdraad tengevolge van het hevige trillen van het apparaat tijdens de eigenlijke proeven. Van de invaldichtheden  $\nu_E$  op de plaat E, die met deze oventemperaturen correspondeeren, kan men zich een voorstelling maken door de volgende gegevens: voor  $T_o = 570$  was  $\nu_E = 0,52 \cdot 10^{17}$ , voor  $T_o = 589$  was  $\nu_E = 1,13 \cdot 10^{17}$ .

Het aantal omwentelingen  $Z$  was bij de meeste proeven niet erg constant. Behalve in een paar gevallen, waarin de variaties zeer groot waren, hebben wij in de tabel gemiddelde waarden gegeven.

De  $\delta$ 's zijn met behulp van (18) berekend in de onderstelling, dat

TABEL

meting.	datum.	materiaal van de plaat.	$T_p$ , temperatuur van de plaat in °K.	$T_o$ , temperatuur van het oventje in °K.	$Z_i$ , aantal omwentelingen per sec.	$\lambda$ , afstand van plaat tot diaphragma in cm.	$t$ , duur van de proef in min.	qualificatie van de vlek.	nummer van photo (en fig.).	$\Delta$ , gemeten verschuiving in $\mu$ .	$\beta$ , impulseffect, berekend met $T_p$ in $\mu$ .	$\beta'$ , impulseffect, berekend met $T_o$ in $\mu$ .	$\tau$ , verblijftijd in $10^{-6}$ sec.
(a)	30—10—25	glas	ca. 240—270	563	136	0,06	ca. 5	d. 1)	1	< 200	48	31	< 10
(b)	16— 8—26	piceïne	209—212	573	165	ca. 0,05	9	ond.	3 en 4	70	ca. 50	ca. 30	< 1
(c)	24— 8—26	"	209—211	572	185	0,064	10	z. d.	5 (fig. 3)	76	72	43	< 0,4
(d)	7— 9—26	"	203—205	572	148	0,035	10	d.	6 (fig. 4)	46	32	19	< 1
(e)	14— 9—26	"	200—205	570—573	135	ca. 0,05	10	v. d.	7	46	ca. 41	ca. 24	< 1
(f)	20— 9—26	"	198—196	579—589	133	0,075	5	z. d.	8 (fig. 5)	53	62	36	< 0,6
(g)	27— 9—26	"	195—193	578—582	168	0,059	5	v. d.	9	20	62	36	< 1?
(h)	24—11—26	"	197—202	568—580	85—145	ca. 0,05	14	v. d.	14 <sup>2)</sup>	76?	ca. 45	ca. 27	< 3?
(i)	31— 3—26	mica	ca. 200	ca. 573	3		5	v. d.	geen	< 100			< 6
(j)	19— 4—27	"	186—189	573—578	151		10	v. d.	24 en 25	ca. —20 <sup>3)</sup>			< 1?
(k)	4— 1—27	koper	208	573	195	0,069	11,5	v. d.	15 <sup>4)</sup>	ca. 39	80	48	< 1?
(l)	6— 1—27	"	194—190	573—583	150—240	0,051	9	d.	16 (fig. 6) <sup>5)</sup>	?	58	33	
(m)	8— 1—27	"	176—181	575	170	ca. 0,05	3,5	v.ond.	geen	< 50	ca. 56	ca. 31	< 0,5
(n)	11— 1—27	"	178—176	573	130	ca. 0,05	9	v.ond.	geen	< 50	ca. 42	ca. 23	< 0,5
(o)	12— 1—27	"	189	580			8	v.ond.	geen				< 1?
(p)	13— 1—27	"	189—192	583	80	0,062	12,5	z.ond.	17	< 50	ca. 43	ca. 25	< 1
(q)	14— 1—27	"	194—191	579	85	0,052	9	v. d.	18 (fig. 7), 19 en 20	24	27	16	< 0,5
(r)	17— 1—27	"	191	577—598 (?)	110	0,055	9,5	v. d.	22 (fig. 8)	36	38	22	< 0,5

1) d. = duidelijk, ond. = onduidelijk, z. = zeer, v. = vrij.

2) zeer lastig uit te meten.

3) verschuiving in verkeerde richting.

4) aanwijzing van structuurveranderingen in de vlek.

5) niet uit te meten wegen structuurveranderingen in de vlek.

de moleculen de roteerende plaat verlieten met een snelheid, die beantwoordt aan  $T_p$ , de temperatuur van de plaat. De  $\delta$ 's zijn ook volgens (18) berekend, maar in de onderstelling, dat de moleculen de plaat nog verlieten met een snelheid, die correspondeerde met  $T_o$ , de temperatuur van het oventje.

Bij alle metingen (op het punt (j) na) is de waargenomen verschuiving in de verwachte richting geweest. De oorzaak van de afwijking bij de meting (j) hebben wij niet kunnen vaststellen. De mogelijkheid bestaat echter, dat wij ons bij het noteren der draairichting (die achteraf niet te controleren was) vergist hebben.

Uit de tabel kan men in de eerste plaats aflezen, dat verblijftijden van cadmiummoleculen op onderlagen van piceïne, mica en koper bij temperaturen respectievelijk boven 193, 186 en 176 °K, kleiner zijn dan  $10^{-6}$  sec.

In de tweede plaats pleit de vrij goede overeenstemming tussen de  $\Delta$ 's en de  $\delta$ 's en de slechte tussen de  $\Delta$ 's en  $\delta$ 's (zie vooral de metingen (c), (d), (f), (q) en (r), die zonder twijfel als de besten zijn te beschouwen) voor het met benadering = 1 zijn van de beide accommodatiecoëfficiënten.

Deze blijkbaar volledige aanpassing van de snelheid en de energie der Cd-moleculen aan de snelheid en de temperatuur van de plaat is voor ons een aanwijzing, dat de moleculen minstens een tijd, vrij groot ten opzichte van hun eigentrillingstijd, op den wand verwijld hebben, dat dus inderdaad een verblijftijd in den zin van *Langmuir* bestaat, ook bij temperaturen hooger dan de kritische condensatietemperatuur.

Onder de omstandigheden, waaronder onze proeven zijn genomen, mogen wij dus wel besluiten

$$10^{-12} \text{ sec} < \tau < 10^{-6} \text{ sec.}$$

Men ziet dus, dat de verblijftijd in de onderzochte gevallen aanmerkelijk kleiner blijkt te zijn dan wij verwacht hadden naar aanleiding van de ons ter beschikking staande literatuur. De oorzaak van deze tegenstrijdigheid is zeer lastig aan te geven, zal zeker gedeeltelijk wel aan onvolmaaktheden in de theoretische voorstellingen te wijten zijn. Zoo is b.v. in de theorie van *Frenkel* geen rekening gehouden met den tijd. Wij bedoelen hiermede, dat eigenlijk steeds, indien de invaldichtheid  $\nu$  maar grooter is dan de  $\nu$ , die past



bij den (met de temperatuur van het adsorbens corresponderende) verzadigingsdampdruk van de te adsorbeeren stof, condensatie moet intreden, als wij maar voldoende lang wachten.

Ook aan de experimenten mogen wij echter de noodige critiek niet onthouden.

Wij hebben ons toestel namelijk niet kunnen ontgassen, hetgeen als een groot gebrek moet aangemerkt worden. Hetzelfde bezwaar geldt echter ook voor de proeven van Chariton en Semennoff, zoodat een vergelijking van onze proeven met die der Russen mogelijk blijft. Het is dus wel denkbaar, dat wij bij onze proeven steeds den verblijftijd van Cd op geadsorbeerde gaslagen hebben trachten te bepalen, hoewel het zeer goede vacuum (steeds van de orde  $10^{-5}$  mm Hg) en het zeer groote oppervlak van het apparaat, dat ca.  $100^\circ$  kouder was dan de plaat en dus veel gretiger gassen adsorbeerde, deze onderstelling iets minder plausibel maken.

#### Summary.

Knudsen and Wood assume that, when metallic molecules strike a surface of glass, a definite probability of condensation exists. Under a certain „critical temperature of condensation” this probability is very great, while at a high temperature nearly all the molecules are reflected. However Langmuir has brought experimental evidence for a different hypothesis. He suggests that for any temperature all the molecules condense on the surface. At a high temperature they remain on the wall a short time only, while at a lower temperature this time is very much longer. We shall denote the average life of the molecules on the surface by  $\tau$ .

In order to settle whether such a finite time really exists and to determine how it depends on the nature and the temperature of the materials used we made the following experiment. A (see fig. 1 in § 5) is a small electric furnace which may produce a metallic gas-beam in the direction of the tube B in the metallic body C. The size of this beam is limited by the hole in the furnace and the diaphragm D. The molecules strike the plate E, which is mounted on the axis F and revolves rapidly above the diaphragm; the molecules remain on the plate during their „life”, re-evaporate to the body C and form a deposit which is shifted relative to the diaphragm. Obviously the experiments should be taken in a high vacuum.

This reasoning holds only if the intensity of the gas-beam, the temperature and the speed of the plate ( $T_p$ ,  $Z$  revolutions per sec) are chosen in such a way that the formation of nuclei, which might induce condensation on the plate, is impossible. Moreover the body C must be cold enough to retain all incident molecules. The distance  $\Delta$  between the centre of gravity of this deposit and the centre of the diaphragm will be a direct measure for the average life of a molecule on the plate, apart from a little correction  $\delta$

for the effect of impulse. This correction is necessary on account of the fact that the molecules leaving the plate get an average component of velocity in a direction perpendicular to the plane through D and the axis F. This effect of impulse can easily be eliminated by calculation or by changing the distance  $\lambda$  from C to E. If  $q$  is the distance from D to the geometrical axis of F and  $u$  the velocity of the molecules going from E to C, we have

$$\tau = \frac{\Delta - \delta}{Z \cdot 2\pi q} \quad \text{and} \quad \delta = \frac{Z \cdot 2\pi q \cdot \lambda}{u}$$

According to this principle an apparatus was constructed to measure the average life of Cd-molecules on glass, piceine, mica and copper. The metallic body C consisted of copper, making the observation of a deposit of Cd very easy. The diameter of the diaphragm was as a rule 0,030 cm, that of the hole of the furnace 0,2 cm. The distance  $q$  was 1,90 cm. In our experiments (see figures 3—8 <sup>1)</sup> and the table <sup>2)</sup> in § 7) we only found a little displacement  $\Delta$  just equal to the distance  $\delta$ , calculated in the supposition that the molecules left the plate with a velocity  $u$  corresponding to  $T_p$ . ( $\delta'$  was calculated in the supposition that  $u$  corresponded to  $T_o$ , the temperature of the furnace A.) From this equality we concluded 1°, that the coefficients of accommodation for Cd on piceine, mica and Cu are approximatively equal to unity and 2°, that  $10^{-12}$  sec  $< \tau < 10^{-6}$  sec for Cd on the said layers at temperatures in the neighbourhood of 200° K.

Eindhoven, Augustus 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

1) In such a figure the black spot corresponds to the diaphragm, the white ring, all round the black spot, to the Cd-deposit. The arrow under it indicates the direction of the moving plate.

2) In table III  $t$  is the duration of the experiment in min. d. = distinct, ond. = indistinct, z. = very and v. = rather.

# OVER AFBEELDINGSVERSCHIJSSELEN VAN VERLICHTTE VOORWERPEN

door C. LAKEMAN en J. TH. GROOSMULLER

## INLEIDING.

Het volgende onderzoek bestaat uit twee gedeelten, n.m. een theoretisch en een experimenteel deel.

Daar het de bedoeling is na te gaan, in hoeverre de beschouwingen van *Abbe*<sup>1)</sup> en van *Berek*<sup>2)</sup> bij afbeeldingsverschijnselen gebruikt mogen worden, behandelen we eenige eenvoudige gevallen, waaruit zal blijken, dat noch de theorie van *Abbe* noch die van *Berek* algemeen geldig is.

Bovendien zullen we, in de ons interesseerende gevallen een formule afleiden, die, hoewel van zuiver theoretisch standpunt niet streng, toch een uitbreiding is van bovengenoemde theorieën.

Verder leek het ons dienstig een experimenteel onderzoek uit te voeren, om over de juistheid van onze beschouwing te kunnen oordeelen.

## HOOFDSTUK I.

We denken ons een aantal zeer nauwe spleten, op afstanden, die groot zijn ten opzichte van de spleetbreedten. Deze spleten, die in één vlak gelegen zijn, worden verlicht door een spleetvormige lichtbron van eindige breedte.

Gevraagd wordt de intensiteit in een willekeurig punt van het vlak, waarin een afbeelding ontstaat van de spleten.

Dit probleem kan op zeer eenvoudige wijze worden opgelost door de „schijnbare” helderheid te berekenen in een punt van het voorwerpvlak zelf, immers alle stralen, die in een punt van het beeldvlak samen komen, schijnen te komen uit het geconjugeerde punt

1 *E. Abbe*, Die Lehre v. d. Bildentstehung im Mikroskop (*Lummer & Reiche*).

2) *M. Berek*, Zeitschr. f. Phys. Bd. 36, blz. 675; Bd. 36, blz. 824; Bd. 37, blz. 387 Bd. 40, blz. 420.

van het voorwerpvlak; het afbeeldingssysteem heeft geen invloed (afgezien van buiging door de intreepupil, die we in rekening brengen) op verdere fazeverschillen.

We kunnen het probleem twee-dimensionaal denken en geven in fig. 1 de vlakke afbeelding van de verschillende vlakken.

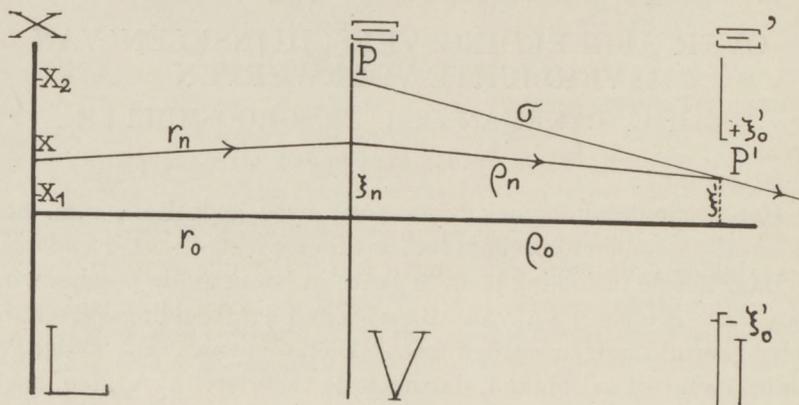


Fig. 1.

X is het vlak van de lichtbron, Z het vlak van de spleten,  
Z' het vlak van de intreepupil.

Voor de amplitude in  $P$ , door stralen uitgaande van een punt met ordinaat  $x$  en passerende door de intreepupil, vindt men:

$$A_p = \sum_n \int_{-\xi_0'}^{+\xi_0'} A_n \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_n + \rho_n - \sigma}{\lambda} \right) d\xi'. \quad (1)$$

Wanneer  $r_0$  en  $\rho_0$  groot zijn ten opzichte van  $x$ ,  $\xi$  en  $\xi'$ , dan kunnen we schrijven:

$$r_n = r_0 + \frac{(x - \xi_n)^2}{2r_0}; \quad \rho_n = \rho_0 + \frac{(\xi' - \xi_n)^2}{2\rho_0}; \quad \sigma = \rho_0 + \frac{(\xi' - \xi)^2}{2\rho_0}. \quad (2)$$

De integratie van (1) is gemakkelijk uitvoerbaar; we vinden:

$$A_p = \sum_n \frac{2 A_n \rho_0 \lambda}{n 2\pi (\xi - \xi_n)} \sin 2\pi \frac{\xi_0' (\xi - \xi_n)}{\rho_0 \lambda} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_n}{\lambda} - \frac{\xi_n^2 - \xi^2}{2\rho_0 \lambda} \right). \quad (3)$$

We stellen  $A_p = P_1 \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \varphi_1 \right)$  en vinden dan, als we  $2\pi \xi_0' (\xi - \xi_n) : \rho_0 \lambda = \rho_n$  stellen:

$$P_1^2 = \sum_n A_n^2 \left( \frac{\sin \phi_n}{\phi_n} \right)^2 + \sum_n \sum_m A_n A_m \frac{\sin \phi_n \sin \phi_m}{\phi_n \phi_m} \cos 2\pi \left( \frac{r_n - r_m}{\lambda} + \frac{\xi_n^2 - \xi_m^2}{2Q_0 \lambda} \right). \quad (4)$$

De intensiteit door de geheele lichtbron wordt nu:

$$H_P = \int_{x_1}^{x_2} P_1^2 \cos^2 2\pi \left( \frac{t}{T} - \varphi_1 \right) dx = \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} P_1^2 dx + \frac{1}{2} \int_{x_1}^{x_2} P_1^2 \cos 4\pi \left( \frac{t}{T} - \varphi_1 \right) dx. \quad (5)$$

De laatste integraal behoeft niet beschouwd worden, daar het gemiddelde gedurende een langen tijd zeker nul is, zoodat:

$$\overline{H_P} = \int_{x_1}^{x_2} P_1^2 dx. \quad 1) \quad (5')$$

Voeren we nu de integratie uit en stellen we:

$$\frac{x_2 - x_1}{r_0} = 2\Delta A_b, \quad \text{en} \quad \frac{x_1 + x_2}{r_0} = 2A_b,$$

dan komt er, als we:

$$K_{nm} = \frac{\sin 2\pi \frac{\xi_n - \xi_m}{\lambda} \Delta A_b}{2\pi \frac{\xi_n - \xi_m}{\lambda} \Delta A_b}. \quad (6)$$

stellen:

$$\overline{H_P} = \sum_n A_n^2 \left( \frac{\sin \phi_n}{\phi_n} \right)^2 + \sum_n \sum_m A_n A_m \frac{\sin \phi_n \sin \phi_m}{\phi_n \phi_m} K_{nm} \times \cos 2\pi \left\{ \frac{\xi_m - \xi_n}{\lambda} A_b + \frac{\xi_n^2 - \xi_m^2}{2\lambda} \left( \frac{1}{r_0} + \frac{1}{Q_0} \right) \right\}, \quad (7)$$

Deze formule bepaalt het afbeeldingsverschijnsel in zijn algemeensten vorm.

Dat hierin ook de beschouwingswijze van *Abbe* voorkomt is gemakkelijk in te zien door  $\Delta A_b = 0$  te stellen <sup>2)</sup>, waaruit volgt:

$$K_{nm} = 1.$$

We zullen evenwel bewijzen, dat deze formule ook bruikbaar is,

1) We schrijven steeds =, hoewel meestal de beide leden slechts evenredig zijn.  
 2) *Abbe* beschouwt steeds zuiver evenwijdige verlichting.

wanneer we te maken hebben met zelflichtende spleten, wier intensiteiten evenredig met  $A_n^2$  gesteld kunnen worden.

De amplitude in  $P$  door één lichtspleet is:

$$A_p = \int_{-\xi_0'}^{+\xi_0'} A_n \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{q_n - \sigma}{\lambda} \right) d\xi', \quad (8)$$

of geïntegreerd:

$$A_p = A_n \frac{\sin p_n}{p_n} \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{\xi_n^2 - \xi^2}{2q_0\lambda} \right). \quad (9)$$

De intensiteit per spleet in  $P$  is evenredig met het kwadraat der amplitude; de totale intensiteit is dus:

$$H = \sum A_n^2 \left( \frac{\sin p_n}{p_n} \right)^2. \quad (10)$$

Deze formule volgt ook uit (7), wanneer:

$$K_{nm} = 0.$$

Wanneer we dit nu vergelijken met beschouwingen van *Berek*, dan is er groote overeenkomst.

*Berek* voert het begrip „consonantiegraad” in en bewijst, dat men de afbeelding, overstemmend met de theorie van *Abbe*, verkrijgt, wanneer die consonantiegraad één is; bij de waarde nul komt er een afbeelding, die men ook zou verkrijgen, wanneer het voorwerp zelflichtend ware.

Hier hebben we, wat de vormen  $K_{nm}$  betreft, iets soortgelijks, alleen is de wijze van afbeelding nu bepaald door een aantal „partieele consonantiegraden”.

Daar  $K_{nm} = K_{mn}$  is het aantal bij  $N$  spleten  $\frac{1}{2}N(N-1)$ , hoewel ze niet onafhankelijk van elkaar zijn, terwijl volgens *Berek* het aantal slechts één bedraagt.

De berekening van den consonantiegraad volgens *Berek* is in dit geval niet gemakkelijk uit te voeren en ook voor ons doel niet noodig, daar we bewijzen, dat zelfs bij twee spleten, de door *Berek* ingevoerde grootheid niet steeds de wijze van afbeelding bepaalt.

We zullen nu het geval beschouwen, dat de spleten onderling even nauw zijn ( $A_n = A_m$ ) terwijl de afstanden der spleten ook

gelijk zijn. Noemen we dien afstand  $s$ , dan kunnen we schrijven:

$$\xi_m - \xi_n = (m - n) s.$$

Voeren we verder nog.

$$\sigma = \frac{s}{\lambda} A_0$$

in, waarin  $A_0 = \xi_0' / \varrho_0$ , dan vindt men uit (7):

$$\begin{aligned} \overline{H}_p &= \sum_n \left( \frac{\sin \phi_n}{\phi_n} \right)^2 + \sum_{nm} \frac{\sin \phi_n \sin \phi_m}{\phi_n \phi_m} K_{nm} \times \\ &\times \cos \frac{2\pi\sigma}{A_0} (m - n) \left\{ A_b + \frac{m + n}{2} \left( \frac{s}{r_0} + \frac{s}{\varrho_0} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (7')$$

Voor de „partieele consonantiegraden” vindt men nu:

$$K_{nm} = \frac{\sin \frac{2\pi\sigma}{A_0} (m - n) \overline{\Delta A_b}}{\frac{2\pi\sigma}{A_0} (m - n) \overline{\Delta A_b}}. \quad (6')$$

Hieruit blijkt, dat er nu slechts  $N - 1$  consonantiegraden zijn, wat we ook aan kunnen geven door  $m - n = q$  te stellen:

$$K_q = \frac{\sin \frac{2\pi\sigma}{A_0} q \overline{\Delta A_b}}{\frac{2\pi\sigma}{A_0} q \overline{\Delta A_b}}; \quad q = 1, 2, \dots, N - 1. \quad (6'')$$

We kunnen nu ook (7') met deze consonantiegraden schrijven, men vindt dan:

$$\overline{H}_P = \sum_{n=1}^N \left( \frac{\sin \phi_n}{\phi_n} \right)^2 + 2 \sum_{q=1}^{N-1} \left\{ K_q \cos \frac{2\pi\sigma}{A_0} q A_b \sum_{k=1}^{N-q} \frac{\sin \phi_k \sin \phi_{k+q}}{\phi_k \phi_{k+q}} \right\}. \quad (7'')$$

Daar we in het volgende toch ook den consonantiegraad volgens Berek moeten beschouwen, zullen we de formules hiervoor afleiden.

Volgens Berek vindt men voor den consonantiegraad:

$$K = \frac{H'_{\max} - H'_{\min}}{H'_{\max} + H'_{\min}}, \quad (11)$$

waarin  $H'$  de intensiteit is in een punt van de intreepupil van het optische stelsel.

1) We hebben hierbij  $\frac{m+n}{2} \left( \frac{s}{r_0} + \frac{s}{\varrho_0} \right)$  in (7') verwaarloosd, wat geoorloofd is, wanneer  $r_0$  en  $\varrho_0$  zeer groot zijn ten opzichte van  $s$ .

Volgens fig. 1 is de amplitude in  $P'$  door één lichtpunt ( $x$ ) gegeven door:

$$AP' = \sum_n A_n \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_n + \varrho_n}{\lambda} \right). \quad (12)$$

Stel dit voor door de trilling:

$$AP' = P_2 \cos 2\pi \left( \frac{t}{T} - \varphi_2 \right),$$

dan vindt men gemakkelijk:

$$P_2^2 = \sum_n A_n^2 + \sum_n \sum_m A_n A_m \cos 2\pi \frac{r_n - r_m + \varrho_n - \varrho_m}{\lambda}. \quad (13)$$

Voor de intensiteit vindt men

$$H'P' = \int_{x_1}^{x_2} P_2^2 \cos^2 2\pi \left( \frac{t}{T} - \varphi_2 \right) dx, \quad (14)$$

of evenals bij (5):

$$H_{p'} = \int_{x_1}^{x_2} P_2^2 dx. \quad (14')$$

Voeren we de integratie uit en substituëren we  $\overline{\Delta A_b}$ ,  $A_b$  en  $K_{nm}$ , dan komt er:

$$\begin{aligned} HP' = & \sum_n A_n^2 + \sum_n \sum_m A_n A_m K_{nm} \cos 2\pi \left\{ \frac{\xi_m - \xi_n}{\lambda} A_b + \right. \\ & \left. + \frac{\xi_m - \xi_n}{\lambda} A + \frac{\xi_n^2 - \xi_m^2}{2\lambda} \left( \frac{1}{r_0} + \frac{1}{\varrho_0} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

waarin  $A = \xi'/\varrho_0$ .

Nemen we weer aan dat de spleten even nauw zijn en ook even ver uit elkaar staan, dan volgt uit (15), als we  $\frac{\xi_n^2 - \xi_m^2}{2\lambda} \left( \frac{1}{r_0} + \frac{1}{\varrho_0} \right)$  verwaarloozen en  $K_q$  invoeren (met weglating van overbodige factoren):

$$HP' = N + 2 \sum_{q=1}^{N-1} (N-q) K_q \cos \frac{2\pi\sigma}{A_0} q (A_b + A). \quad (15')$$

Hieruit zouden nu de max. en min. waarden bepaald moeten worden, daar  $HP'$  een functie van  $\xi'$  dus van  $A$  is.

We zullen nu uit bovenstaande formules de uitdrukkingen afleiden, die gelden voor twee spleten en aantoonen dat er, in dat



eenvoudige geval, nog geen overeenstemming met Berek behoeft te zijn.

Uit (7''), (15') en (6'') vindt men:

$$H_p = \left(\frac{\sin \phi_1}{\phi_1}\right)^2 + \left(\frac{\sin \phi_2}{\phi_2}\right)^2 + 2K_1 \cos \frac{2\pi\sigma}{A_0} A_b \frac{\sin \phi_1 \sin \phi_2}{\phi_1 \phi_2}, \quad (16)$$

$$H_{p^1} = 2 + 2K_1 \cos \frac{2\pi\sigma}{A_0} (A_b + A), \quad (17)$$

$$K_1 = \frac{\sin 2\pi\sigma \frac{\Delta A_b}{A_0}}{2\pi\sigma \frac{\Delta A_b}{A_0}}. \quad (18)$$

Berekenen we nu de extremen uit (17), dan kan men uitgaan van het feit, dat  $A$  varieert van  $+A_0$  tot  $-A_0$ .

$2\pi\sigma (A_b + A)/A_0$  varieert dus van  $2\pi\sigma (A_b + A_0)/A_0$ , tot  $2\pi\sigma (A_b - A_0)/A_0$ , dus over  $4\pi\sigma$ .

Wanneer nu  $\sigma \geq 1/2$ , dan zijn de extreme waarden zeker  $+1$  en  $-1$ ,

waaruit volgt:

$$\begin{aligned} H'_{max} &= 2 + 2K_1, \\ H'_{min} &= 2 - 2K_1, \end{aligned}$$

dus volgens (11):

$$K = K_1.$$

Is evenwel  $\sigma < 1/2$ , dan is de verandering minder dan  $2\pi$ , dus behoeven de extremen niet juist  $+1$  en  $-1$  te zijn.

Noemen we nu de max. waarde  $M$ , de min. waarde  $m$ , dan volgt uit (11):

$$K = \frac{K_1 (M - m)}{2 + K_1 (M + m)}. \quad (18')$$

We zien hieruit dus dat bij ultramicroscopische afbeelding de consonantiegraad volgens Berek *niet* de wijze van afbeelding bepaalt.

Teneinde het bovenstaande experimenteel te kunnen toetsen, is het noodig de te gebruiken formules (16) en (18) nader te beschouwen.

$$H_p = \left\{ \frac{\sin \phi_1}{\phi_1} \right\}^2 + \left\{ \frac{\sin \phi_2}{\phi_2} \right\}^2 + 2K_1 \cos 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_0} \frac{\sin \phi_1 \sin \phi_2}{\phi_1 \phi_2}. \quad (16)$$

$$\text{Hierin is } \phi_1 = 2\pi A_0 \frac{\xi - \xi_1}{\lambda}; \quad \phi_2 = 2\pi A_0 \frac{\xi - \xi_2}{\lambda}.$$

Stel nu  $\xi_1 = 1/2s$ ;  $\xi_2 = -1/2s$  en noem  $\xi = a \cdot 1/2s$ , dan hebben we:

$$\phi_1 = \pi\sigma(a - 1); \quad \phi_2 = \pi\sigma(a + 1).$$

We schrijven (16) nu:

$$H = H_1 + aH_2, \quad (19)$$

waarin:

$$H_1 = \left\{ \frac{\sin \pi\sigma(a - 1)}{\pi\sigma(a - 1)} \right\}^2 + \left\{ \frac{\sin \pi\sigma(a + 1)}{\pi\sigma(a + 1)} \right\}^2; \quad (20)$$

$$H_2 = 2 \frac{\sin \pi\sigma(a - 1)}{\pi\sigma(a - 1)} \cdot \frac{\sin \pi\sigma(a + 1)}{\pi\sigma(a + 1)}; \quad (21)$$

$$a = \frac{\sin 2\pi\sigma \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0}}{2\pi\sigma \frac{\overline{\Delta A_b}}{A_0}} \cdot \cos 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_0}. \quad (22)$$

De grootheid  $a$  hangt alleen af van de wijze van verlichting en wel zoo, dat  $a = \cos 2\pi\sigma A_b/A_0$  is bij zuiver evenwijdig licht, terwijl  $a$  tot nul nadert, wanneer de verlichtingsapertuur  $\overline{\Delta A_b}$  groot wordt. In dit laatste geval krijgt men een afbeelding als bij zelflichtende spleten.

We zullen nu een aantal bijzondere gevallen beschouwen, n.m.  $\sigma = 1/2, 1, 1/2, 1/4$  en  $1/8$ , en in al deze gevallen tabellen geven voor  $H_1$  en  $H_2$  voor positieve waarden van  $a$ . (Dit is voldoende, daar er symmetrie is ten opzichte van  $a = 0$ ).

1e)  $\sigma = 1/2$ .

$a$	$H_1$	$H_2$	$a$	$H_1$	$H_2$
0	0,090	0,090	$1/4$	0,622	-0,136
$1/4$	0,016	0,014	$1/2$	0,096	-0,037
$1/2$	0,102	0,061	$3/4$	0,013	-0,006
$3/4$	0,627	0,176	2	0,050	-0,0030
1	1,000	0,000			

2e)  $\sigma = 1$ .

$\alpha$	$H_1$	$H_2$	$\alpha$	$H_1$	$H_2$
0	0,000	0,000	$1\frac{1}{4}$	0,840	+ 0,184
$\frac{1}{4}$	0,125	- 0,110	$1\frac{1}{2}$	0,422	0,162
$\frac{1}{2}$	0,451	- 0,270	$1\frac{3}{4}$	0,099	0,050
$\frac{3}{4}$	0,847	- 0,236	2	0,000	0,000
1	1,000	0,000			

3e)  $\sigma = \frac{1}{2}$ .

$\alpha$	$H_1$	$H_2$	$\alpha$	$H_1$	$H_2$
0	0,812	0,812	2	0,451	- 0,270
$\frac{1}{2}$	0,922	0,554	$2\frac{1}{2}$	0,109	- 0,080
1	1,000	0,000	3	0,000	0,000
$1\frac{1}{2}$	0,863	- 0,352	$3\frac{1}{2}$	0,043	- 0,036

4e)  $\sigma = \frac{1}{4}$ .

$\alpha$	$H_1$	$H_2$	$\alpha$	$H_1$	$H_2$
0	1,660	1,660	5	0,045	0,000
1	1,406	1,274	6	0,050	+ 0,047
2	0,922	0,554	7	0,045	0,000
3	0,406	0,000	8	0,027	- 0,026
4	0,125	- 0,111	9	0,016	0,000

5e)  $\sigma = \frac{1}{8}$ .

$\alpha$	$H_1$	$H_2$	$\alpha$	$H_1$	$H_2$
0	1,900	1,900	7	0,092	0,000
1	1,830	1,822	9	0,033	0,000
3	1,236	1,161	11	0,078	0,077
5	0,498	0,387	13	0,062	0,055

In de volgende figuren (2a, 2b, 2c, 2d, 2e) zijn de graf. voorstellingen gegeven van  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $H_1 + H_2$  &  $H_1 - H_2$ .

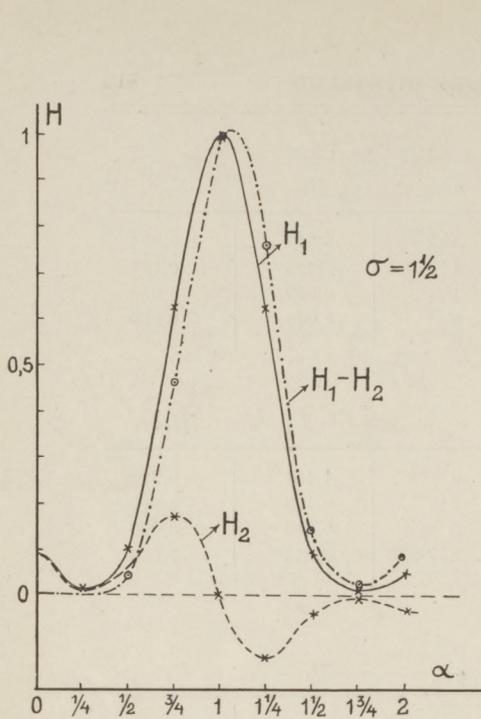


Fig. 2a.

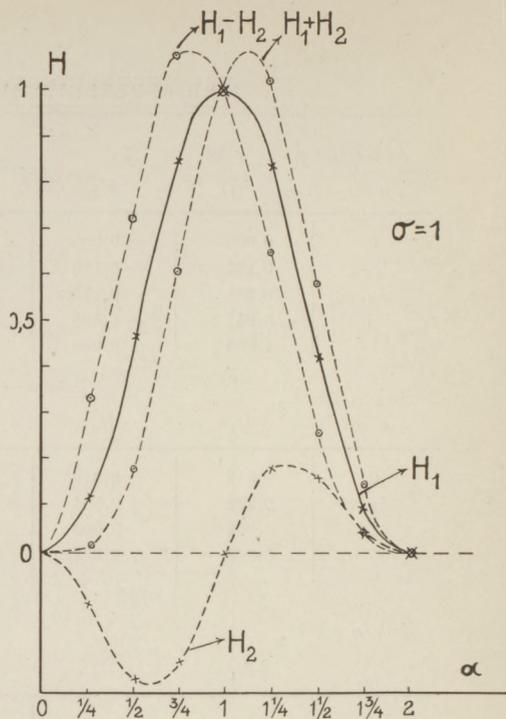


Fig. 2b.

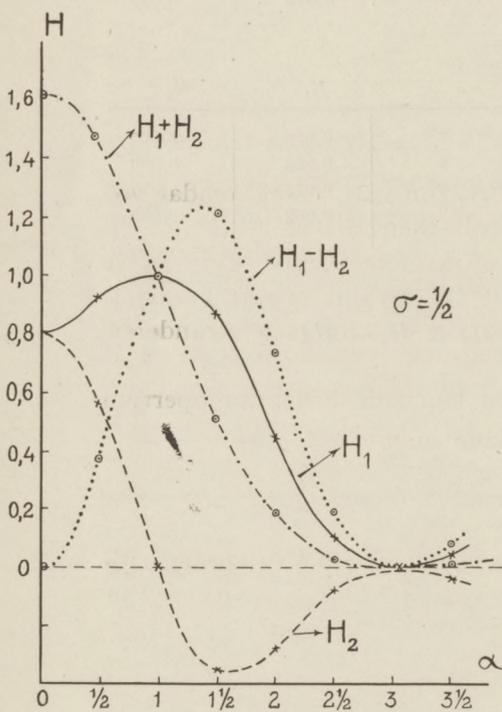


Fig. 2c.

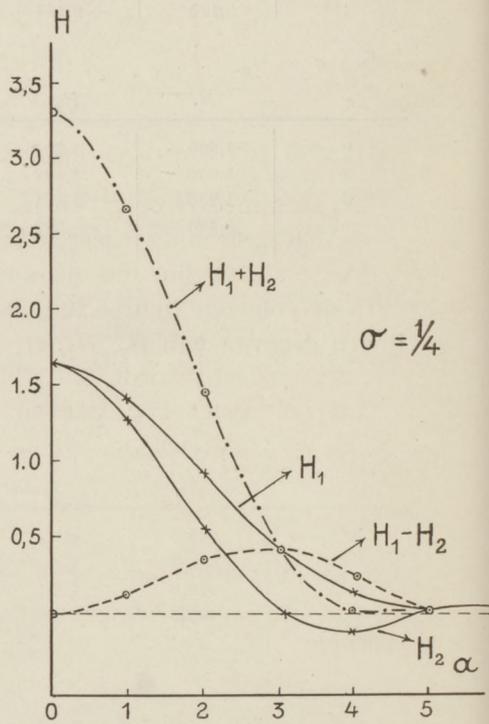


Fig. 2d.

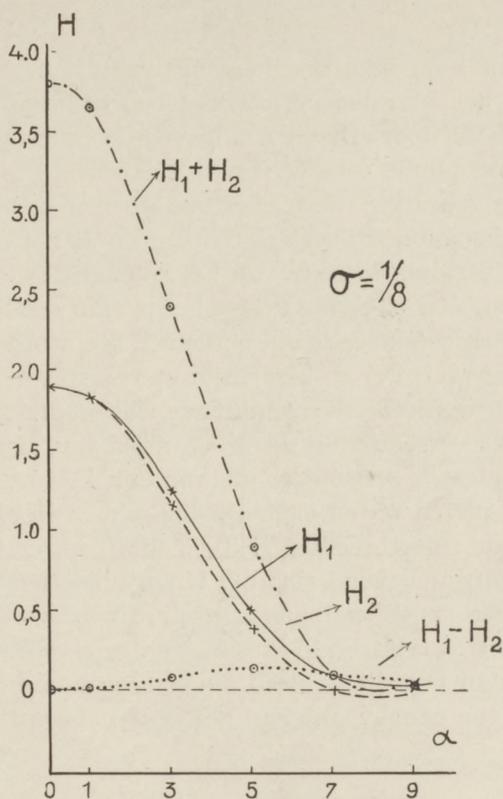


Fig. 2e.

De krommen  $H_1 + H_2$  en  $H_1 - H_2$  zijn van belang, omdat volgens (22)  $a$  slechts varieeren kan tusschen  $+1$  en  $-1$ .

Volgens (16) zijn dus de uiterste krommen juist  $H_1 + H_2$  en  $H_1 - H_2$ .

Uit de figuren blijkt verder ook, hoe de krommen veranderen, als  $a$  gevarieerd wordt.

Uit (22) volgt nog, dat bij een bepaalde belichtingsapertuur  $\overline{\Delta A_b}$ , in  $a$  een periodiciteit voorkomt met:

$$2\pi\sigma \frac{A_b}{A_0} = 2\pi. \tag{23}$$

Daar nu, volgens  $\sigma = \frac{s}{\lambda} A_0$ , weer  $s$  ingevoerd kan worden, is de

periode: 
$$A_b = \frac{\lambda}{s}. \tag{23'}$$

## HOOFDSTUK II.

Door ons zijn over deze beschouwingen een aantal proeven gedaan, 1e met het doel den invloed der belichtingsapertuur na te gaan <sup>1)</sup>, 2e om de door Berek ingevoerde „consonantiegraad” bij ultramicroscopische voorwerpen te toetsen.

De door ons gebruikte toestel bestond uit drie gedeelten, n.m.l. 1e de verlichtingsbron, 2e het spletenpaar en 3e het optische stelsel, dat een afbeelding maakte van het spletenpaar.

De lichtbron, een elektrische booglamp van zeer groote lichtsterkte, welke zeer mooi constant gehouden kon worden, wierp het licht door een waterfilter en kleurfilter op een spleet, die in wijdte gevarieerd kon worden en verschuifbaar was loodrecht op de centralie as, welke verschuiving tot in  $\frac{1}{10}$  m.m. was af te lezen.

Voor deze spleet  $S_1$  was op een afstand van 4 m. het spletenpaar geplaatst; de spleten waren ongeveer 0,3 m.m. van elkaar verwijderd, terwijl de spleetbreedten  $\pm 0,03$  m.m. waren <sup>2)</sup>. Op 15 m. van dit spletenpaar bevond zich het kijker objectief, dat  $8\frac{1}{2}$  c.m. middellijn heeft en gedeeltelijk afgeschut kon worden met een variabele spleet  $S_3$ . Het beeld van  $S_2$  werd met een oculair bekeken, welk oculair ook dienst deed om een vergroote afbeelding te ontwerpen in een camera, die aan het oculair bevestigd kon worden.

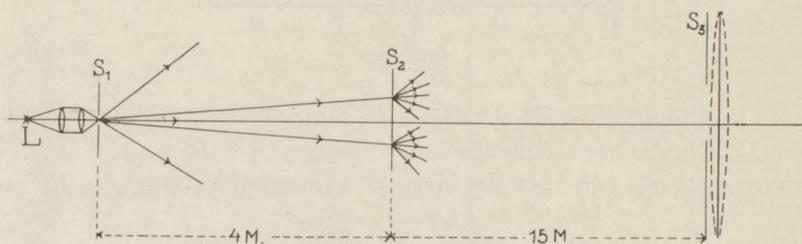


Fig. 3.

Om met deze opstelling de verschillende waarden van  $\sigma$  te kunnen verkrijgen, kan men gebruik maken van:

$$\sigma/A_0 = s/\lambda.$$

Daar  $s$  (de afstand der spleten  $S_2$ ) gegeven is, evenals  $\lambda$  (bepaald

1) Voorloopige resultaten zijn reeds vermeld in: C. Lakeman en J. Th. Groosmuller, *Physica* VIII, blz. 199.

2) Er werden verschillende spletenparen gebruikt, de nauwkeurige afstanden zijn aan gegeven bij de uitkomsten.

door het filter), kan men, bij gekozen  $\sigma$ ,  $A_0$  berekenen; daar  $A_0$  gelijk is aan de halve breedte van  $S_3$  gedeeld door den afstand  $S_2 S_3$  ( $= 15$  m.), kan men  $S_3$  berekenen.

Ten einde nu den invloed der belichtingsapertuur te kunnen nagaan werden bij rood licht ( $\lambda = 6,7 \times 10^{-4}$  m.m.) de verschillende gevallen  $\sigma = 1\frac{1}{2} \dots \frac{1}{8}$  bekeken <sup>1)</sup>, met een verlichtingspleet, die van  $\frac{1}{2}$  m.m. tot  $8\frac{1}{2}$  m.m. gevarieerd werd.

Het bleek steeds, dat de periodiciteit, die bij kleine verlichtingsaperturen bestaat, wanneer  $S_1 \perp$  de centratie as verschoven werd, onmerkbaar werd bij een opening varierende van 5—7 m.m., afhankelijk van  $\sigma$ . <sup>2)</sup>

Uit (18) kan men, daar  $S_2 = 0,30$  m.m. was en dus  $\sigma/A_0 = s/\lambda = 0,30/6,7 \times 10^{-4} = 448$ , de consonantiegraad vinden als functie van  $\overline{\Delta A_b}$  of, daar  $\overline{\Delta A_b} = \frac{1}{2} S_1/4000$  is, als functie van  $S_1$ , n.m.:

$$K_1 = \frac{\sin 0,11 \pi S_1}{0,11 \pi S_1} \tag{18}$$

$S_1$ (mm)	$K_1$	
0	1	Hieruit volgt nu, dat, wanneer $K_1$ een waarde heeft, die kleiner is dan 0,30, de afbeelding reeds in <i>alle</i> gevallen onmerkbaar weinig verschilt van die van zelflichtende spleten.
0,57	0,99	
1,14	0,97	
2,27	0,91	
4,55	0,64	Bovendien werd steeds de periodiciteit bepaald (23'); eenige uitkomsten vindt men in onderstaande tabel.
6,82	0,30	

$\lambda$ (mm)	$s$ (mm)	periode $Ab$ ( $= \lambda/s$ )	verschuiving $S_1$ (mm)	$\Delta S_1/\overline{S_1 S_2}$ ( $S_1 S_2 = 4$ m)
$6,7 \cdot 10^{-4}$	0,30	$22,3 \cdot 10^{-4}$	9,2	$23,0 \cdot 10^{-4}$
$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,30	$17,7 \cdot 10^{-4}$	7,1	$17,8 \cdot 10^{-4}$
$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,32	$16,6 \cdot 10^{-4}$	6,6	$16,5 \cdot 10^{-4}$

Wat het tweede deel van ons onderzoek betrof, bleek ons uit het bovenstaande reeds, dat  $K_1$  het gedrag van de verschillende wijzen van afbeelding bleef bepalen, ook voor  $\sigma < \frac{1}{2}$ , iets wat niet in overeenstemming is met de beschouwingen van B e r e k (zie form. 18').

Ten einde dit kwantitatief te kunnen nagaan beschouwen we den consonantiegraad bij  $\sigma = \frac{1}{4}$ .

1)  $\sigma = 1\frac{1}{2}$  kan bij deze opstelling niet met rood licht bekeken worden; we gebruikten een groen filter ( $\lambda = 5,3 \cdot 10^{-4}$ ) om  $S_3 < 8\frac{1}{2}$  cm te maken.

2) Een nauwkeurige grens is niet aan te geven, wat ook niet noodig is.

Daar we de verlichtingsspleet  $S_1 = 1/2$  m.m. kiezen, kunnen we  $K_1 = 1$  stellen en uitgaan van:

$$H' = 2 + 2 \cos 2\pi\sigma \frac{A_b + A}{A_o}, \quad (17')$$

waarvan de extremen beschouwd moeten worden.

Nu blijkt, als we vergelijken met (22), dat  $a$ , die hier de waarde  $\cos 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_o}$  heeft, van invloed is bij de grootten der extremen.

We beschouwen daartoe drie gevallen:

$$1e) a = -1; H = H_1 - H_2 \text{ (19)}; 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_o} = (2k + 1)\pi. \quad (22)$$

In (17') varieert  $A$  van  $-A_o$  tot  $+A_o$ , dus  $2\pi\sigma (A_b + A)/A_o$  varieert van:

$$(2k + 1)\pi + 1/2\pi \text{ tot } (2k + 1)\pi - 1/2\pi, \quad (\text{daar } \sigma = 1/4).$$

De extremen zijn: 0 resp.  $-1$ , dus  $H'$ max. = 2,  $H'$ min. = 0,  $K = 1$ . (volgens 18').

$$2e) a = 0; H = H_1; 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_o} = \frac{2k + 1}{2}\pi.$$

$2\pi\sigma (A_b + A)/A_o$  varieert hiervan  $(k + 1)\pi$  tot  $k\pi$ ; de extremen zijn  $+1$  en  $-1$ .

$$H'\text{max.} = 4, H'\text{min.} = 0, \text{ dus } K = 1.$$

$$3e) a = 1; H = H_1 + H_2; 2\pi\sigma \frac{A_b}{A_o} = 2k\pi.$$

$2\pi\sigma (A_b + A)/A_o$  varieert van  $(2k + 1/2)\pi$  tot  $(2k - 1/2)\pi$ ; de extremen zijn  $+1$  en  $0$ .

$$H'\text{max.} = 4, H'\text{min.} = 2, \text{ dus } K = 1/3.$$

Volgens onze beschouwing hebben we steeds  $K_1 = 1$ , wat dus bewijst, dat we afbeeldingen krijgen overeenstemmend met de theorie van Abbe.

Wanneer nu  $K = 1$  is, volgt dit ook uit de beschouwingen van Berrek; in het laatste geval evenwel moet volgens onze opvatting de afbeelding bepaald zijn door  $H = H_1 + H_2$ , terwijl dit volgens Berrek reeds zeer genaderd moet zijn tot het geval van zelflichtende spleten, dus  $H = H_1$  (zie fig. 2d).

Wanneer men de spleet  $S_1 \perp$  de centratie as verschuift, verandert men  $A_b$ , dus  $a$  en kan men de drie gevallen  $a = -1$ ,  $a = 0$  en  $a = 1$  gemakkelijk waarnemen.

Visueel bleek reeds zeer duidelijk dat de intensiteit bij  $a = 0$



( $H = H_1$ ) kleiner was dan die bij  $a = 1$  ( $H = H_1 + H_2$ ), wat dus niet met Berek overeenstemt.

Ten einde kwantitatieve gegevens te verkrijgen werden deze gevallen gefotografeerd met belichtingstijden resp. van 15 min. en 30 min.

Het bleek nu, zooals ook met de fotometers van Moll en Fabry—Buisson werd geconstateerd, dat het plaatje  $a = 1$  bij de kortste belichting even zwart was als het plaatje  $a = 0$  bij de langste belichting.

De vier foto's werden met den fotometer van F—B. uitgemeten met de volgende resultaten voor de gemiddelde standen der wig:

		15 min.	30 min.
$a = 0$	$H = H_1$	358	810
$a = 1$	$H = H_1 + H_2$	718	1494
	$(H_1 + H_2) : H_1$	2,01	1,84

De plaatjes genomen met 15 min. belichtingstijd geven juist de theoretische verhouding; dat de andere plaatjes een minder goede verhouding geven is te verklaren uit het feit dat we hier naderen tot maximale zwarting. Bovendien is de wigstand bij  $a = 1$  bij de kortste belichting niet erg verschillend van die bij  $a = 0$  bij de langste belichting. Het verschil kan misschien verklaard worden uit het verschil in sluier.

Bovendien werd dit verband nog visueel nagegaan met den fotometer van Moll. De gemeten galvanometeruitslagen waren resp. 112 en 115, waarbij de invloed van sluier slechts eenige schaaldeelen bedroeg.

Van dit geval (de beide plaatjes met 15 min. belichtingstijd) geven we nog een fotogram gemaakt met den fotometer van Zeiss.



Fig. 4.

Ten slotte willen we nog eenige opmerkingen maken over de wijze van afbeelding in het algemeen.

Het is ontegenzeggelijk een groote verdienste van Berek er op gewezen te hebben, dat de wijze van belichting een groote rol speelt en men met zekerheid kan zeggen, dat met een groot belichtingsapertuurgebied ( $\Delta \bar{A}_b$ ) een beeld gevormd zal worden, overeenkomend met dat van den zelflichter.

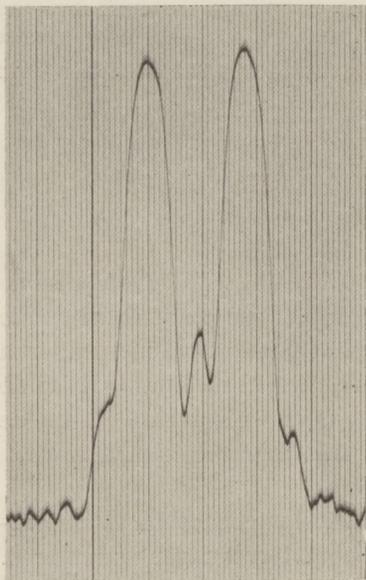


Fig. 5a.

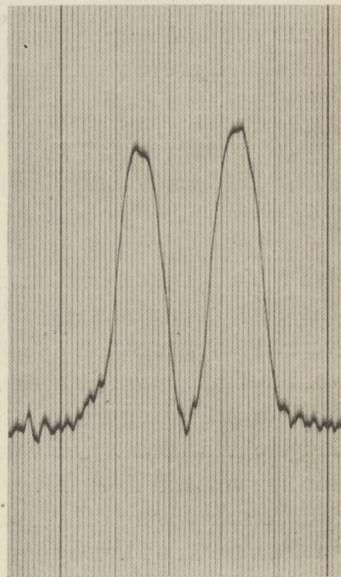


Fig. 5b.

Het is evenwel zeer de vraag of een dergelijke wijze van afbeelding altijd gewenscht is; beschouwen we het geval van twee spleten (fig. 2), dan blijkt, dat deze afbeelding ( $H = H_1$ ) minder detail heeft, dan men met een apertuur breedte *nul* kan bereiken.

Bovendien is het zelfs met structuren, die gemakkelijk onderscheiden kunnen worden ( $\sigma > 1$ ) lang niet altijd zeker dat de afbeelding met groote apertuurbreedte natuurgetrouwer is, dan die met kleine apertuurbreedte.

Als voorbeeld hiervan geven we  $\sigma = 1\frac{1}{2}$ .  $H = H_1$  (Fig. 5a) en  $H = H_1 - H_2$  (Fig. 5b).

Voor ultramicroscopische voorwerpen zijn soortgelijke voorbeelden te geven.

Wanneer  $\sigma < 1/2$  is, geeft de afbeelding  $H = H_1$  nooit eenige structuur. Bij een zeer kleine apertuurbreedte is het evenwel mogelijk, bij  $H = H_1 - H_2$ , een volledige splitsing te verkrijgen.

Op deze wijze was het mogelijk een onderscheidend vermogen

$$s = \lambda/8A_0$$

te bereiken.

Bij  $\sigma < 1/8$  werd de intensiteit te zwak om de splitsing waar te nemen.

Hierbij dient opgemerkt te worden, dat, bij *werkelijk* ultramicroscopische voorwerpen, deze gevallen niet bereikt kunnen worden.

Het onderscheidend vermogen komt voor bij  $a = -1$ , dus:

$$2\pi\sigma A_b/A_0 = (2k + 1)\pi.$$

Is nu  $\sigma < 1/2$  en  $A_0 = 1$ <sup>1)</sup>, dan volgt hieruit:

$$A_b > 2k + 1,$$

wat niet mogelijk is.

Men kan dus nooit verder komen dan  $s = \lambda/2$ , bij  $A_b = 90^\circ$  ( $\sigma = 1/2$ ,  $A_0 = 1$ ), een waarde die door het gebruik van immersiesystemen verkleind kan worden.

Wat hier evenwel van belang is, om opgemerkt te worden, is de mogelijkheid met objectiefsystemen met een geringer onderscheidend vermogen (kleine apertuur), door een geschikte keus van de wijze van belichting, een sterkere scheiding te verkrijgen.

Onderzoekingen over periodieke structuren gaven soortgelijke resultaten; alleen zijn de verschijnselen hier gecompliceerder en dus moeilijker te vergelijken met de beschouwingen van hoofdstuk I. We hopen deze onderzoekingen nog verder voort te zetten.

Aan het einde van dit onderzoek zij het ons vergund onzen harteelijken dank uit te spreken voor de groote bereidwilligheid van Prof. Dr. P. Z e e m a n, waardoor het ons mogelijk was opmetingen met de fotometers van M o l l, Z e i s s en F a b r y—B u i s s o n te doen.

1) Voor groote aperturen moet men (afgezien van immersie systemen)  $A_0$  vervangen door  $\sin A_0$ . Het zelfde geldt voor  $A_b$  zoodat de max. waarde hier één is.

**Zusammenfassung.**

Im 1sten Abschnitt geben wir eine Ableitung einiger Formeln, welche eine Erweiterung der A b b e'schen Theorie sind, da wir den Beleuchtungsaperturbereich in der Betrachtung aufnehmen.

Es stellt sich heraus, dass wir in Gegensatz zu B e r e k, die Beschreibung der möglichen Abbildungsweisen nur geben können mittels mehrerer Konsonanzgrade.

Es ist uns nicht gelungen diese Konsonanzgrade aus der B e r e k'schen Betrachtung abzuleiten, nur bei zwei Spalten kommen wir auch zu einem Konsonanzgrad, welcher aber bei ultramikroskopischen Gegenständen nicht mit dem B e r e k'schen identisch ist.

Im 2ten Abschnitt haben wir eine experimentelle Prüfung der Berechnungen unternommen und gezeigt, dass der B e r e k'sche Konsonanzgrad bei ultramikroskopischen Gegenständen *unrichtig* ist.

Amsterdam.

Pl. Muidergracht 6.

# EEN STRALENDE BOL IN EEN VERSTROOIENDE ATMOSFEER

door J. SPIJKERBOER

1. *De differentiaalvergelijkingen van het vraagstuk.*  $M$  zij het middelpunt van een bol  $S$ , die straalt volgens de cosinuswet en die omgeven wordt door een verstrooiende atmosfeer. De verstrooiende atmosfeer heeft tot tweede grenslaag een met 't oppervlak van  $S$  concentrisch boloppervlak  $S'$ .

De plaats van een punt  $P$  in de verstrooiende laag wordt bepaald door  $r$ , den afstand van dat punt tot  $M$ .

De intensiteit der straling in zulk een punt zij, voor een richting, die een hoek  $i$  maakt met  $MP$ ,  $b(r, i)$  indien de straling zich van de kern verwijderd,  $a(r, i)$  indien de straling naar de kern  $S$  terugkeert.

Voor  $Q$  is  $MQ = r + dr$ , de straling  $b$  langs  $PQ$  is  $b(r + dr, i + di)$ ;  $PQ$  zij  $l$ .

Binnen een oneindig klein cylindertje met  $PQ$  als as, met grensvlakken in  $P$  en in  $Q$  en met elementair doorsnede-oppervlak  $1$ , wordt van de invallende straling verstrooid:

$$sl \left\{ 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(r, i) \sin i \, di + 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} b(r, i) \sin i \, di \right\},$$

als  $s$  de verstrooiingscoëfficiënt is.

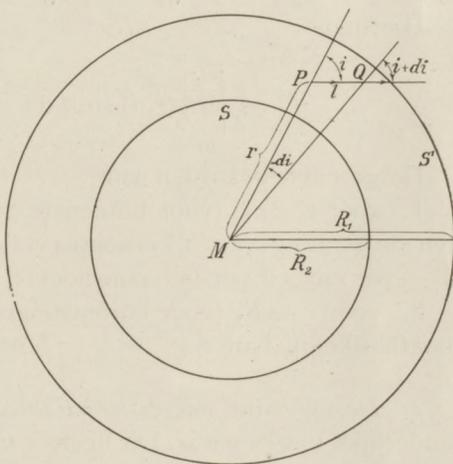


Fig. 1.

Hiervan wordt in de richting  $Q$  verstrooid:

$$\frac{s}{2} l \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(r, i) \sin i \, di + \int_0^{\frac{\pi}{2}} b(r, i) \sin i \, di \right] = l \times I.$$

Dit is *winst* door verstrooiing bij verplaatsing van  $P$  naar  $Q$ . Het *verlies* door verstrooiing is  $slb(r, i)$  en we vinden:

$$b(r + dr, i + di) - b(r, i) = -slb(r, i) + II.$$

$$dr = l \cos i; \quad di = \frac{-l \sin i}{r}.$$

$$\frac{\partial b}{\partial r} l \cos i - \frac{\partial b}{\partial i} \frac{l \sin i}{r} = -slb + II, \text{ of}$$

$$\cos i \frac{\partial b}{\partial r} - \frac{\sin i}{r} \frac{\partial b}{\partial i} = -sb + I. \quad (1)$$

Op dezelfde wijze vinden we voor  $a$  de vergelijking:

$$\cos i \frac{\partial a}{\partial r} - \frac{\sin i}{r} \frac{\partial a}{\partial i} = sa - I. \quad (2)$$

Hierin is:

$$I = \frac{s}{2} \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(r, i) \sin i \, di + \int_0^{\frac{\pi}{2}} b(r, i) \sin i \, di \right].$$

De grensvoorwaarden zijn:

1. voor  $r = R_2$  (voor binnenste grenslaag) . . .  $b = 1$  (we stellen de straling van 't kernoppervlak, die onafhankelijk is van  $i$ , 1 — per  $\text{cm}^2$  en per lichaamshoek 1 —).

2. voor  $r = R_1$  (voor buitenste grenslaag) . . .  $a = 0$  (eveneens onafhankelijk van  $i$ ).

2. *De oplossing der differentiaalvergelijkingen.* Als nieuwe veranderlijke kiezen we  $sr$ . Dit heeft 't voordeel, dat niet meer de verplaatsing in de richting naar  $M$ , maar de aanwezige optische massa de verandering van deze coördinaat bepaalt. We stellen  $sr$ ,  $sR_1$  en  $sR_2$  voor door  $r$ ,  $R_1$  en  $R_2$ .

De differentiaalvergelijkingen worden:

$$\cos i \frac{\partial b}{\partial r} - \frac{\sin i}{r} \frac{\partial b}{\partial i} = -b + I, \quad (1')$$

$$\cos i \frac{\partial a}{\partial r} - \frac{\sin i}{r} \frac{\partial a}{\partial i} = a - I, \quad (2')$$

terwijl

$$I = \frac{1}{2} \left[ \int_0^{\frac{\pi}{2}} a(r, i) \sin i \, di + \int_0^{\frac{\pi}{2}} b(r, i) \sin i \, di \right].$$

$I$  is een functie van  $r$ .

Aan de hand van fig. 2 en in aansluiting aan de natuurkundige betekenis der moleculaire verstrooiing vinden we als oplossing voor  $a$  en  $b$  de volgende integraalvergelijkingen:

Voor alle waarden van  $i$ :

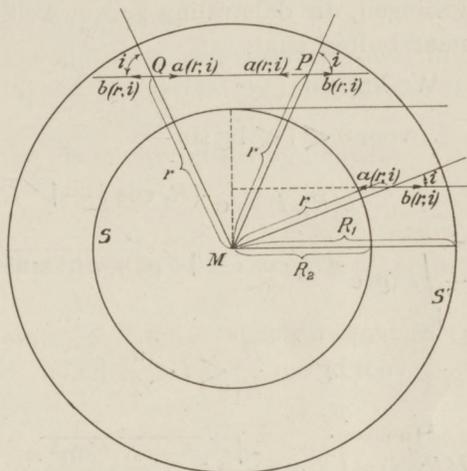


Fig. 2.

$$a(r, i) = \int_r^{R_1} I(\varrho) e^{-\left(\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i} - r \cos i\right)} \frac{\varrho \, d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}}.$$

Voor  $0 < i < \text{bg} \sin \frac{R_2}{r}$ :

$$b(r, i) = e^{-\left(r \cos i - \sqrt{R_2^2 - r^2 \sin^2 i}\right)} + \int_{R_2}^r I(\varrho) e^{-\left(r \cos i - \sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}\right)} \frac{\varrho \, d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}}.$$

Voor  $\text{bg} \sin \frac{R_2}{r} < i < \frac{\pi}{2}$ :

$$b(r, i) = \int_{r \sin i}^{R_1} I(\varrho) e^{-\left(\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i} + r \cos i\right)} \frac{\varrho \, d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}} + \int_{r \sin i}^r I(\varrho) e^{-\left(r \cos i - \sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}\right)} \frac{\varrho \, d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - r^2 \sin^2 i}}.$$

Getroost men zich enig rekenwerk, dan is na te gaan, dat deze oplossingen aan de vergelijkingen (1') en (2') voldoen; gemakkelijk is in te zien, dat aan de grensvoorwaarden voldaan wordt.

Belangrijk zijn de oplossingen  $b$  voor  $r = R_1$ ; dat zijn n.l. de oplossingen, die de straling geven, welke uit de buitenste grenslaag naar buiten gaat.

We krijgen

$$\text{voor } 0 < i < \text{bg sin } \frac{R_2}{R_1}: \\ b(R_1, i) = e^{-(R_1 \cos i - \sqrt{R_2^2 - R_1^2 \sin^2 i})} + \\ + \int_{R_2}^{R_1} I(\varrho) e^{-(R_1 \cos i - \sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i})} \frac{\varrho d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i}} \quad (3) \text{ en}$$

$$\text{voor } \text{bg sin } \frac{R_2}{R_1} < i < \frac{\pi}{2}: \\ b(R_1, i) = \int_{R_1 \sin i}^{R_1} I(\varrho) e^{-(\sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i} + R_1 \cos i)} \frac{\varrho d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i}} + \\ + \int_{R_1 \sin i}^{R_1} I(\varrho) e^{-(R_1 \cos i - \sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i})} \frac{\varrho d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i}} \quad (4).$$

Wanneer de waarden  $b(R_1, i)$  van (3) en (4) geleidelijk in elkaar overgaan, beteekent dat, dat de stralende kern  $S$  in de verstrooiende atmosfeer niet meer wordt onderscheiden; gaan de uitkomsten (3) en (4) niet geleidelijk in elkaar over, dan is in de verstrooiende atmosfeer de stralende kern  $S$  nog wel te zien. Het laatste zal het geval zijn, indien in (3) de term

$$e^{-(R_1 \cos i - \sqrt{R_2^2 - R_1^2 \sin^2 i})},$$

die de *doorgelaten* straling aanduidt, een merkbare fractie is van den term

$$\int_{R_2}^{R_1} I(\varrho) e^{-(R_1 \cos i - \sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i})} \frac{\varrho d\varrho}{\sqrt{\varrho^2 - R_1^2 \sin^2 i}},$$

die de *totale verstrooide* straling meet.

3. *Benaderde oplossing der integraalvergelijkingen (3) en (4).* Om



een benaderde oplossing te krijgen, stellen we een oogenblik  $a$  en  $b$  onafhankelijk van  $i$  <sup>1)</sup>.

Daardoor gaan (1') en (2') over in:

$$\cos i \frac{db}{dr} = -b + I, \text{ en } \cos i \frac{da}{dr} = a - I. \quad (5)$$

Afgezien van 't teeken van  $r$  zijn deze vergelijkingen dezelfde als de vergelijkingen in 't aangehaalde artikel van Schwarzschild.

Door een analoge redeneering als in dat artikel vinden we:

$$I(r) = \frac{r - R_1 - 0,5}{R_2 - R_1 - 1}.$$

Deze waarde van  $I$  substitueeren we in de oplossingen (3) en (4) voor  $b(R_1, i)$ .

Alleen voor  $\cos i = 1$  en  $\cos i = 0$  is de berekening eenvoudig.

We krijgen voor  $\cos i = 1$ :

$$\begin{aligned} b(R_1, i) &= e^{-R_1 + R_2} + \int_{R_2}^{R_1} \frac{\varrho - R_1 - 0,5}{R_2 - R_1 - 1} e^{-R_1 + \varrho} d\varrho = \\ &= \frac{1,5}{R_1 - R_2 + 1} - \frac{0,5}{R_1 - R_2 + 1} \times e^{-R_1 + R_2} \end{aligned} \quad (6)$$

en voor  $\cos i = 0$ :  $b(R_1, i) = 0$ . (7)

De uitkomst (6) komt overeen met de uitkomst (16) van Schwarzschild voor  $\cos i = 1$ ; de uitkomst (7) was, in aansluiting aan het vraagstuk hier, te verwachten.

4. *Uitkomsten van berekeningen.* Door substitutie van de in § 3 verkregen uitkomst

$$I(r) = \frac{r - R_1 - 0,5}{R_2 - R_1 - 1}$$

in de formules (3) en (4) wordt een  $b(R_1, i)$  verkregen, die voor verschillende waarden van  $i$  en verschillende waarden  $R_1$  en  $R_2$  door mij is berekend. De waarden der integralen zijn daarbij langs graphischen weg bepaald. Met de waarden van  $b(R_1, i)$  voor  $\cos i = 1$  en  $\cos i = 0$ , zooals die in (6) en (7) zijn gevonden, vereenigd, kreeg ik de uitkomsten, die in onderstaande tabel zijn samengevat.

1) Zie K. Schwarzschild, Sitzungsberichte Kön. Pr. Ak. d. Wissenschaften, 47, 1183, 1914.

Tabel voor  $b(R_1, i)$ .

	cos $i = 1$	cos $i = 0,8$	cos $i = 0,6$	sin $i = 0,9$		cos $i = 0,4$	cos $i = 0,2$	cos $i = 0$
				$a$	$b$			
$R_1 = 80; R_2 = 72; H = 8$	0,17 (0,17)	0,14 (0,14)	0,12 (0,12)	0,11 (0,10)	0,11 (0,10)	0,10 (0,10)	0,08 (0,08)	0,00 (0,06)
$R_1 = 10; R_2 = 9; H = 1$	0,66 (0,66)	0,60 (0,61)	0,52 (0,54)	0,42 (0,47)	0,41 (0,47)	0,41 (0,46)	0,33 (0,35)	0,00 (0,25)
$R_1 = 5; R_2 = 4,5; H = 0,5$	0,80 (0,80)	0,75 (0,76)	0,68 (0,71)	0,55 (0,64)	0,50 (0,64)	0,49 (0,62)	0,39 (0,48)	0,00 (0,33)

Het verschil der waarden  $R_1$  en  $R_2$  meet de optische massa tusschen de 2 concentrische bolvormige begrenzingen en is, zooals ook vroeger,  $H$  genoemd.

De waarden  $R_1$  en  $R_2$  zijn zóó gekozen, dat, indien de dichtheid in de verstrooiende laag constant wordt gedacht, de diepte der laag  $1/10$  van den straal van 't buitenste boloppervlak (fotosfeeroppervlak) wordt, terwijl voor  $H$  de vroeger gebruikte waarden 8, 1 en  $\frac{1}{2}$  zijn genomen.

Voor sin  $i = 0,9$  ( $R_2 : R_1$ ) zijn 2 waarden gegeven. Die onder  $a$  is de intensiteit, zooals we die aan den rand van de stralende kern nog juist *op* de kern, die onder  $b$  is de intensiteit, zooals we die aan den rand van de kern juist *buiten* de kern zullen waarnemen.

Tusschen haakjes zijn de waarden gegeven, zooals we die, met de overeenkomstige benadering, voor een vlakke laag vinden.

Op deze mededeeling hoop ik een artikel over proefnemingen over hetzelfde onderwerp — zoo noodig aangevuld met berekeningen voor andere verhoudingen  $R_2 : R_1$  — te laten volgen.

#### Summary.

The above communication treats the problem of a radiating sphere within a scattering atmosphere.

The optical mass of that foggy atmosphere and the proportion of radii determine the distribution of radiation over the disk and also, whether the radiating sun can be distinguished or not.

Bussum, October 1928.

# METINGEN OVER DE SOORTELIJKE WARMTE VAN WOLFRAAM TUSSEN 90 EN 2600° ABSOLUUT

door C. ZWIKKER en G. SCHMIDT

Het hieronder te beschrijven onderzoek is om twee redenen opgezet. In de eerste plaats om een praktische reden, n.l. om de numerieke waarden beter vast te leggen. De verschillende metingen, die ver-

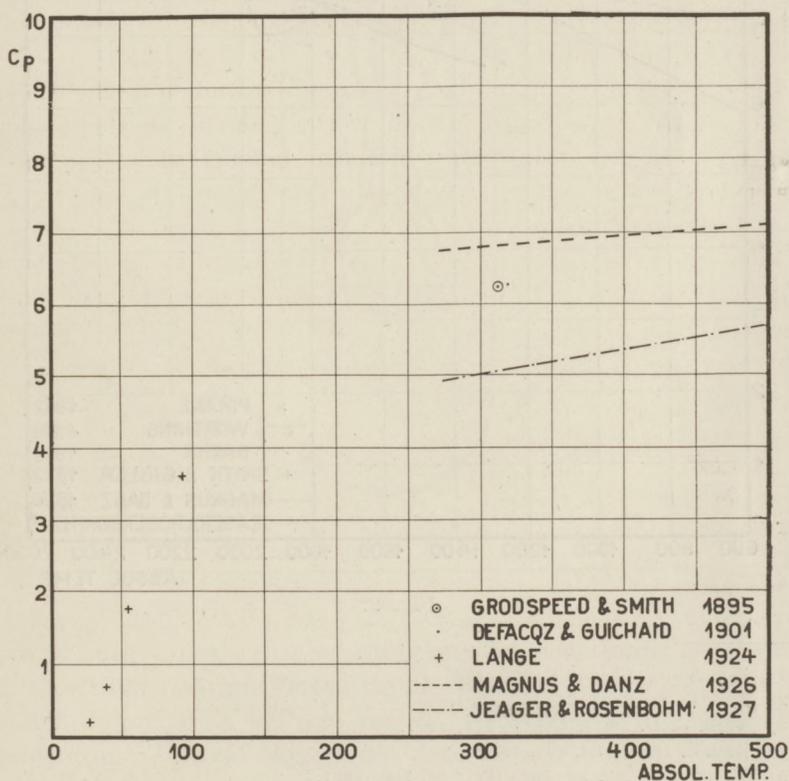


Fig. 1.

richt zijn ter bepaling van de soortelijke warmte van wolfram wijken sterk uiteen, wat gedemonstreerd mag worden door de figuren 1 en 2, waarin weergegeven zijn de metingen van Grod-

speed & Smith<sup>1)</sup>, Defacqz & Guichard<sup>2)</sup>, Nordmeyer & Bernoulli<sup>3)</sup>, Magnus & Danz<sup>4)</sup>, Jaeger & Rosenbohm<sup>5)</sup>, Lange<sup>6)</sup>, Worthing<sup>7)</sup>, Gaehr<sup>8)</sup>, Smith & Bigler<sup>9)</sup> en Pirani<sup>10)</sup>. Volledigheidshalve moeten nog genoemd worden metingen van Corbino<sup>11)</sup>, van Bock-

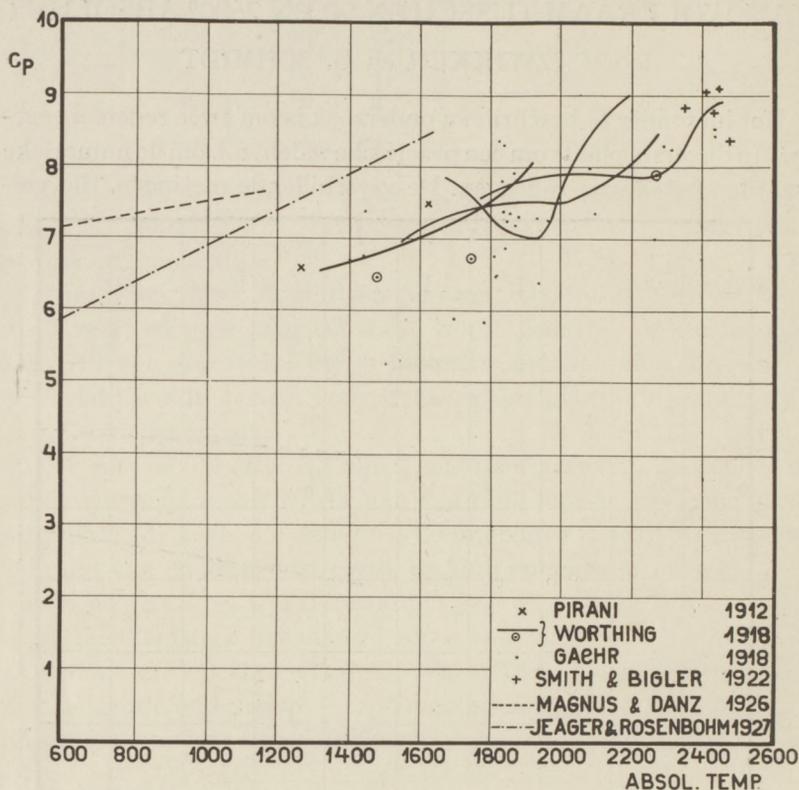


Fig. 2.

- 1) Z. f. Anorg. Chemie 8, 207, 1895.
- 2) Ann. Chim. Phys. 24, 139, 1901.
- 3) Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 175, 1907.
- 4) Ann. d. Physik 81, 407, 1926.
- 5) Versl. Kon. Ak. 36, 763, 1927; 36, 960, 1927.
- 6) Z. f. Phys. Chem. 110, 343, 1924.
- 7) Phys. Rev. 12, 199, 1918.
- 8) Phys. Rev. 12, 396, 1918.
- 9) Phys. Rev. 19, 268, 1922.
- 10) Ber. d. D. Phys. Ges. 14, 1037, 1912.
- 11) Phys. Zeitschr. 13, 375, 1912.

stahler<sup>1)</sup> en van Geiss & v. Liempt<sup>2)</sup>. In de tweede plaats werden we geleid door de overweging, dat te verwachten was, dat bij hogere temperaturen in het metaal meer oscillatoren wakker zouden worden dan de  $3N$  door de  $N$  atomen gevormde oscillatoren, waar de klassieke theorie en ook de theorie der soorte-

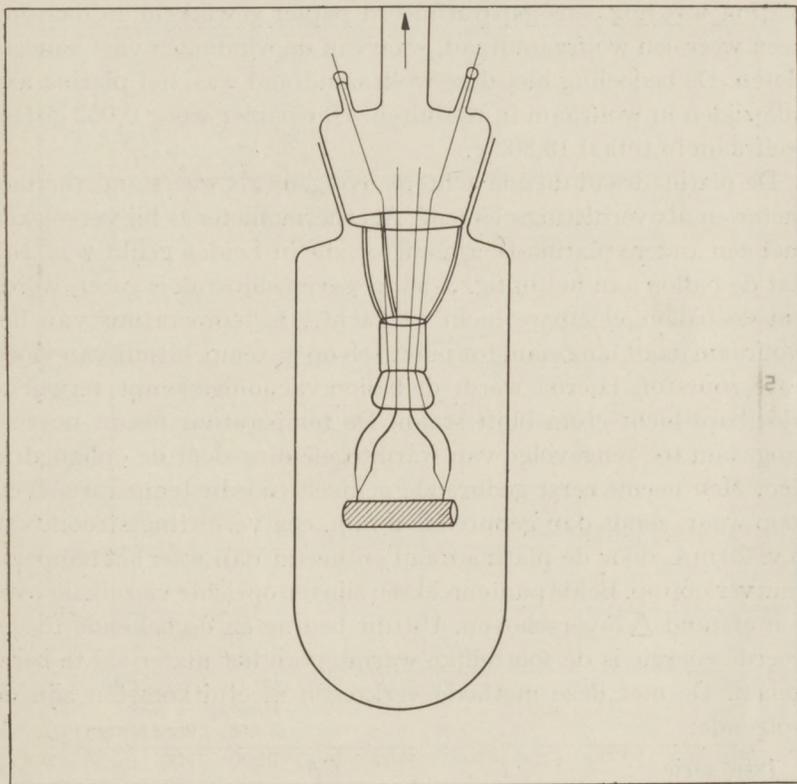


Fig. 3.

lijke warmte van De bije rekening mee houden. In dit geval zou de soortelijke warmte boven de klassiektheoretische waarde  $3R$  moeten uitkomen en wel zeer versneld aangroeien bij toenemende temperatuur. Het zal blijken, dat deze verwachting niet is uitgekomen. Weliswaar komt de soortelijke warmte boven de waarde  $3R$ , echter groeit zij daarna vertraagd aan.

De metingen bij temperaturen tusschen  $90$  en  $300^\circ$  absoluut zijn ver-

1) Phys. Rev. 25, 677, 1925.

2) Z. f. anorg. u. allgem. Chem. 171, 317, 1928.

richt volgens een methode, die in principe het eerst door E u c k e n<sup>1)</sup> is aangegeven. Het gebruikte apparaat is weergegeven in fig. 3.

Om een blokje wolfram van 17,457 g. werd een platinadraad gewikkeld, van het wolfram geïsoleerd door gearaffineerd papier. Het gewicht van het platina (60 $\mu$ -draad) bedroeg 0,112 g. Om het platina was nog eens gearaffineerd papier gewikkeld en daaromheen weer een wolframdraad, waarvan de windingen vast aaneensloten. De bedoeling met deze wolframdraad was, het platina aan alle zijden in wolfram in te sluiten. Het papier woog 0,062 g. Het wolfram in totaal 18,802 g.

De platinadraad diende achtereenvolgens als weerstandsthermometer en als verhittingselement. Als thermometer is hij vergeleken met een andere platina-thermometer, die in Leiden geijkt was. Nadat de ballon aan het in fig. 3. aangegeven slijpstuk is gezet, wordt om de ballon vloeibare lucht gebracht. De temperatuur van het wolfram daalt langzaam tot practisch op de temperatuur van vloeibare zuurstof. Hierna wordt de ballon vacuumgepompt, terwijl de vloeibare lucht erom blijft staan. De temperatuur neemt nu zeer langzaam toe tengevolge van warmtegeleiding door de ophangdraden. Men neemt eerst gedurende eenigen tijd dit temperatuurverloop waar, zendt dan gedurende 5 min. een verhittingsstroom van b.v. 20 mA. door de platinadraad en neemt dan weer het temperatuurverloop op. Beide puntenreeksen zijn ten opzichte van elkaar over een afstand  $\Delta T$  verschoven. Uit dit bedrag en de bekende toegevoerde energie is de soortelijke warmte van het materiaal te berekenen. De met deze methode verkregen meetuitkomsten zijn de volgende:

1ste serie	$T$	$Cp$
	92°K	3,48 cal/gr. atoom.
	93	3,61
	94	3,44
	96	3,78
	108	4,00
	113	4,09
	130	5,07
	140	4,61
	238	5,65
	240	5,48
	248	5,14
	290	5,88

1) Phys. Zs. 10, 536, 1909.

2de serie	$T$	$C_p$
	92°K	3,75 cal/gr. atoom.
	93	3,62
	108	4,10
	111	4,07
	150	4,79
	156	4,74
	195	5,24
	205	5,39
	280	5,84
	282	5,60

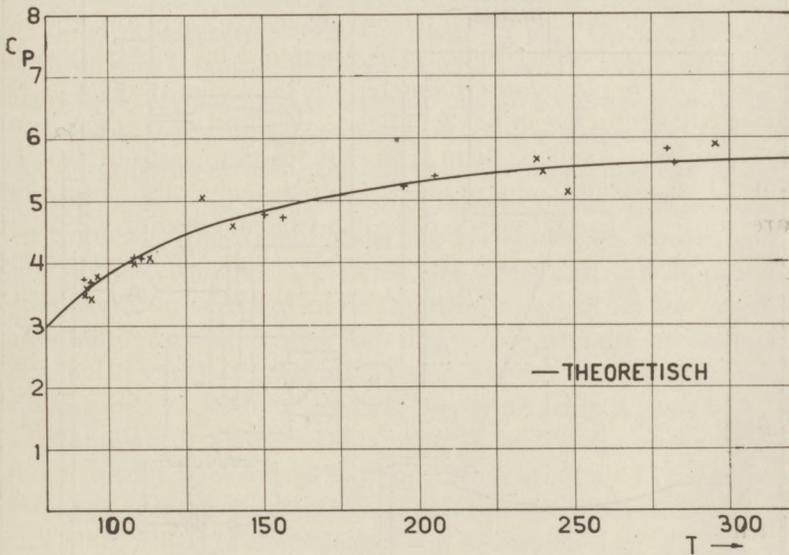


Fig. 4.

In het algemeen worden de meetpunten goed weergegeven door de theorie van De bij e, als we voor de daarin optredende karakteristieke temperatuur de waarde 310 invullen, in navolging van Lange (l.c.). Alleen in de buurt van 300° zijn de meetpunten alle hooger dan de theoretische waarde. Zie fig. 4.

Voor de bepaling der soortelijke warmte bij hogere temperaturen zijn door ons twee methoden uitgewerkt als contrôle op elkaar. De apparatuur van de eerste methode, tot welke beschrijving we nu overgaan en die genoemd mag worden de methode van de optelstroom, is schematisch weergegeven in fig. 5.

Op het oogenblik  $t_0$  verhoogen we plotseling de stroomsterkte

van een op constante temperatuur gloeiende wolframdraad. De temperatuur en ook het voltage van de draad gaan vanaf dit oogenblik toenemen. Waargenomen wordt de tijd, waarop een zeker, van tevoren vastgesteld, voltage wordt bereikt. In verband met de vrij zekere kennis, die we hebben van de afhankelijkheid van de elec-

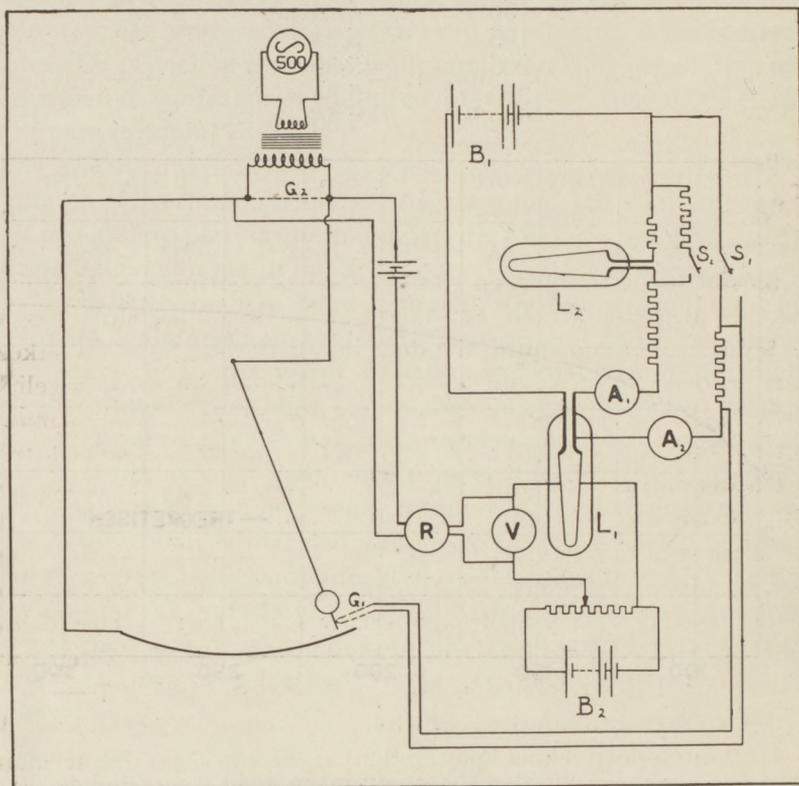


Fig. 5.

trische grootheden van de draadtemperatuur <sup>1)</sup>, weten we, hoeveel graden de draad in de tijd tusschen  $t_0$  en  $t_1$  in temperatuur is gestegen. Op elk oogenblik geldt de betrekking:

Joulewarmte = Uitstraling + geabsorbeerde energie

$$\text{of } I^2R = W + C \frac{dT}{dt}, \text{ waarin:}$$

1) Zwikker, Dissertatie Amsterdam 1925. Versl. Kon. Ak. 34, 468, 1925. Jones, Phys. Rev. 28, 202, 1926.



$I$  = stroomsterkte,

$R$  = weerstand,

$C$  = warmtecapaciteit van de heele draad.

Door integratie volgt hieruit:

$$t_1 - t_0 = C \int_T^{T + \Delta T} \frac{dT}{I^2 R - W}$$

Omdat  $I^2 R$  en  $W$  als functie van  $T$  bekend zijn, is de integraal (graphisch) uit te voeren en  $C$  te berekenen.

Lamp  $L_1$  (fig. 5) is de eigenlijke meetlamp, gevoed door batterij  $B_1$ ; de stroomsterkte wordt afgelezen op  $A_1$ . Op het tijdstip  $t_0$  wordt de schakelaar  $S_1$  gesloten en gaat door  $L_1$  een optelstroom, waarvan de sterkte is af te lezen op  $A_2$ . Het voltage van de lamp  $L_1$  neemt nu eerst met een sprong, daarna continu toe. Hierdoor zakt de primaire stroom. Om dit te compenseeren is aangebracht de lamp  $L_2$  met een shunt, die door de schakelaar  $S_2$  ingeschakeld kan worden.  $S_1$  en  $S_2$  zijn onderling verbonden en worden gelijktijdig op het oogenblik  $t_0$  gesloten. De weerstand van de primaire keten wordt nu verlaagd en de shunt bij  $S_2$  wordt nu zoo gekozen, dat de discontinue stroomverandering van de primaire stroom bij het inschakelen van  $S_1$  wordt opgeheven. Doordat een gedeelte van de primaire stroom nu door  $S_2$  kan, wordt de lamp  $L_2$  kouder. Zijn weerstand wordt kleiner. De lampen  $L_1$  en  $L_2$  zijn ongeveer congruent, zoodat  $L_1$  even snel in temperatuur stijgt als  $L_2$  in temperatuur daalt, zoodat de totale weerstand in de primaire keten constant blijft. Dit is te controleeren aan de stroom door  $A_1$ .

Het voltage van lamp  $L_1$  wordt op een groote afstand van de polen (buiten de afgekoelde uiteinden) afgenomen met dunne spanningsdraadjes en tegengeschakeld aan een gedeelte van de spanning van batterij  $B_2$ . De verschilspanning wordt afgelezen op een voltmeter  $V$ . Als de tijden groot genoeg zijn, kan het oogenblik  $t_1$ , waarop de naald van  $V$  door de nulstand gaat, op een stopwatch worden afgelezen. In het algemeen waren de tijden echter zoo klein, dat deze tijdbepaling te onnauwkeurig was.

Deze geschiedde dan met behulp van de in de figuur aangegeven slinger. Deze begint te slingeren op het tijdstip  $t_0$ . Dat komt n.l. over de weerstand in de stroomtak van  $S_1$  een spanningsverschil te staan. Dit spanningsverschil komt ook op het dunne draadje  $G_1$  dat direct doorsmelt en de slinger loslaat. Op het tijdstip  $t_1$  slaat

het relais  $R$  om en sluit een stroom, die het draadje  $G_2$  doorsmelt. Als dit draadje doorsmelt, komt de hoge spanning van de boven in de figuur aangegeven klos van  $R$  u h m k o r f f te staan tusschen de (metalen) slinger en de cirkelvormige rail (nikkel) en zal er tusschen de punt van de slinger en de rail een reeks vonken overslaan. Om deze reeks zoo continu mogelijk te maken, werd de  $R$  u h m k o r f f in plaats van, zooals gebruikelijk, met 50 perioden, nu met 500 perioden bedreven. Het begin van de vonkenreeks werd geregistreerd op een strook filtreerpapier, die gedrenkt was in  $KJ$ -houdende stijfseleplossing en die op de rail was gelegd.

Met deze methode zijn metingen verricht aan een draad met diameter  $863\mu$  tusschen  $1400^\circ$  en  $2200^\circ$  absoluut en aan een draad van  $300\mu$  diameter tusschen  $600^\circ$  en  $1400^\circ$  absoluut. De schakeling was zoodanig ingericht, dat ook metingen verricht konden worden bij dalende temperatuur. De uitkomsten waren in het laatste geval systematisch hooger dan in het geval van stijgende temperatuur. <sup>1)</sup> Bij de hieronder gegeven getallen is tusschen de metingen bij stijgende temperatuur en die bij dalende temperatuur gemiddeld.

Gemeten aan $863\text{-}\mu$ -draad:	$T$	$Cp$
	$1415^\circ K$	7,1 cal/gr. atoom
	1520	7,3
	1615	7,2
	1710	7,5 <sup>5</sup>
	1805	7,7
	1890	7,6
	1975	7,5
	2055	7,5
	2135	7,7 <sup>5</sup>
	2220	7,9

Gemeten aan $300\text{-}\mu$ -draad:	$T$	$Cp$
	$60^\circ K$	6,57 cal/gr. atoom
	750	6,51
	840	6,68
	900	6,3
	920	7,04
	980	6,5
	1000	6,9 <sup>7</sup>
	1050	6,8
	1060	6,6 <sup>3</sup>
	1225	6,9 <sup>5</sup>

1) We zoeken de oorzaak hiervan in de traagheid der ionendifusie in de gebruikte accu's, waardoor deze bij snel veranderende stroomsterkte een andere klemspanning hebben dan in stationnair bedrijf.

Deze uitkomsten zijn in fig. 6 graphisch weergegeven.

We komen nu tot onze tweede, eveneens voor hoge temperaturen toegepaste methode, die we den naam gegeven hebben van de methode van de rimpel in de electronenemissie. Een gloeidraad, die gevoed wordt door een wisselstroom van frequentie  $\nu$  heeft een

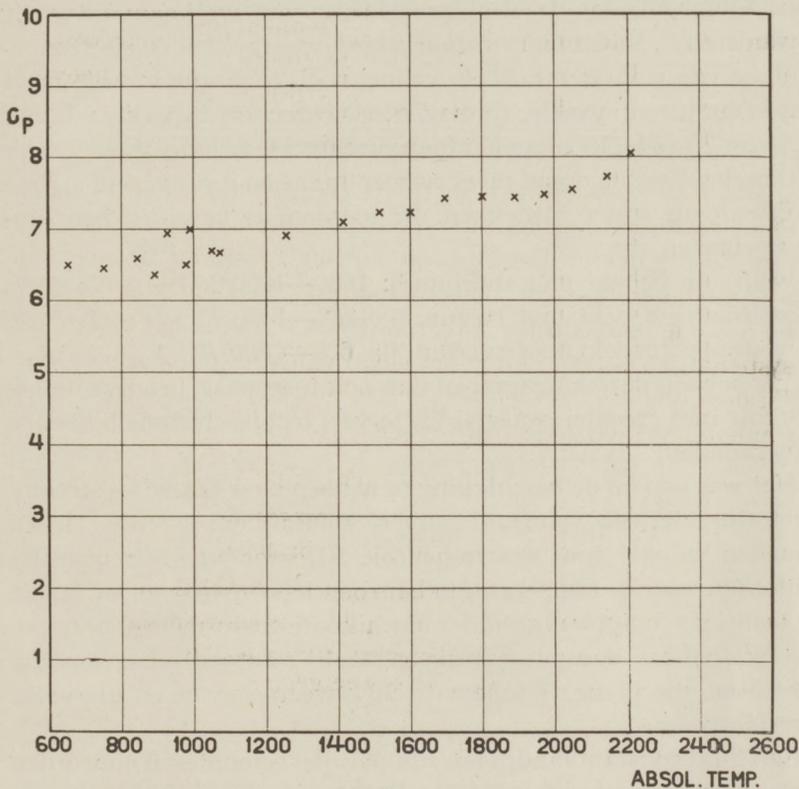


Fig. 6,

temperatuur, die eenigszins om zijn middelwaarde slingert. De amplitudo van deze slinging is afhankelijk van de warmtecapaciteit van de gloeidraad en wel is deze amplitudo,  $\Theta$ , gegeven door de formule:

$$\Theta = \frac{2 V \eta}{C_p \cdot d \cdot \nu}$$

waarin:  $V$  = atoomvolume,

$\eta$  = warmtestraling per  $\text{cm}^2$  draadoppervlak,

$d$  = draaddiameter,

$C_p$  = atoomwarmte,

$\nu$  = frequentie van de gloeistroom.

Alle temperatuurfuncties van de gloedraad vertoonen eveneens een rimpel. We hebben de rimpel in de thermische electronenemissie gebruikt ter bepaling van  $\Theta$  en dus van  $C_p$ , gebruik makende van de omstandigheid, dat de electronenemissie van wolfram uitvoerig bestudeerd is. <sup>1)</sup> Het temperatuurgebied, waarbinnen de electronenemissie van wolfram noch te kleine, noch te groote waarde heeft om de metingen mogelijk te maken, is echter vrij beperkt, n.l. van 2200 tot 2600°K. Men kan het toepassingsgebied der methode echter uitbreiden door de draad met een zeer dunne laag van een of andere emitterende stof te bedekken. De hierdoor te bereiken temperatuurgebieden zijn:

wolfram bedekt met thorium <sup>2)</sup>: 1600—1800°K.

wolfram, bedekt met barium <sup>3)</sup>: 1200—1400°K.

wolfram, bedekt met caesium <sup>4)</sup>: 600—800°K

We hebben deze kunstgrepen dan ook toegepast, behalve de bedekking met caesium, waarbij we te veel technische moeilijkheden ondervonden.

Het was noodig de beschikking te hebben over een wisselstroom-generator, die een volmaakt zuivere sinusstroom leverde. Hierin slaagden we wel voor een frequentie 50, voor lagere frequenties echter (en voor de temperaturen beneden 1800°K hadden we lagere frequenties noodig) was geen der beschikbare omvormers naar onzen zin. We hebben daarom gebruik gemaakt van een zelf gemaakte generator, die in fig. 7 schematisch is weergegeven en als volgt ingericht was:

Een 5-tal constantaandraden zijn parallel gemonteerd en worden door een gelijkstroom doorloopen. De draden zijn zoo dik genomen, dat ze bij een stroomsterkte van  $5 \times 4$  Ampère juist beginnen te gloeien. Over deze 5 draden zijn dwarsdraadjes gelascht, 60 in getal, die de punten van gelijke potentiaal met elkaar verbinden. Deze 60 draadjes zijn sinusvormig over de weerstandsdraden verdeeld en verbonden met een systeem van 120 contactblokjes, die in een cirkel zijn gemonteerd. Zie voor de doorverbindingen de figuur. Over

1) Davisson & Germer. Phys. Rev. 20, 300, 1922. Zwikker, Versl. Kon. Ak. 35, 339, 1926.

2) Langmuir, Phys. Rev. 4, 357, 1923.

3) Wien u. Harms, Handb. der Experimentalphysik XIII, 2, p. 312.

4) Wien u. Harms, Handb. der Experimentalphysik XIII, 2, p. 186.

deze 120 blokjes glijdt met constante hoeksnelheid een contact. Zooals gemakkelijk is in te zien komt tusschen *A* en *B* een zuivere sinusspanning te staan. Het bewegelijk contact is zoo gemaakt, dat het steeds het volgende contactblokje raakt voor het het voorgaande loslaat, dit teneinde vonken te voorkomen. Het draaiend

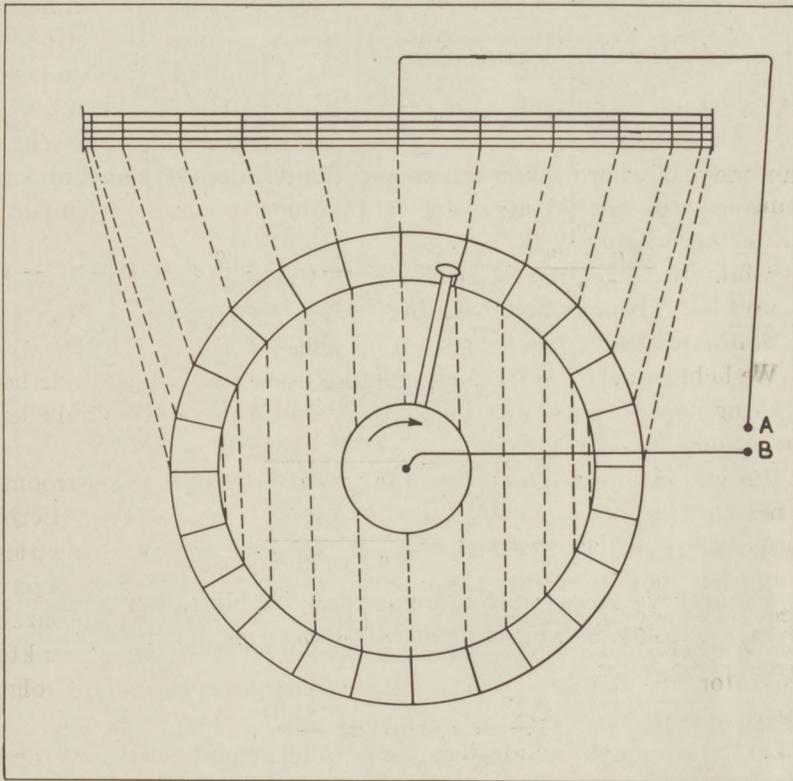


Fig. 7.

contact wordt aangedreven door een machine, die op een normaal toerental loopt en door tusschenbrenging van vertragingen willekeurig lage frequenties levert. Een vliegwiel zorgt verder nog voor de constante frequentie. Naar de zijde der hoge frequenties kwamen we tot ongeveer 16. De machine kon 1 Amp. bij 6 Volt effectief leveren.

We gaan de technische bijzonderheden der gebruikte lampen stilzijgend voorbij, maar willen nog iets opmerken over de aan te brengen correcties. Als de gloeistroom n.l. zuiver sinusvormig is,

is de rimpel in de temperatuur dit nog niet, omdat het verband tusschen temperatuur en gloeistroom niet volmaakt lineair is. Als we n.l. aannemen, dat de specifieke weerstand  $\varrho$  in de buurt van de gemiddelde temperatuur  $T_0$  als volgt van  $\Delta T = T - T_0$  afhangt:

$$\varrho = \varrho_0 \left( 1 + \hat{p}_\varrho \frac{\Delta T}{T_0} + q_\varrho \left( \frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 \right),$$

en de totaalstraling per  $\text{cm}^2$  draadoppervlak als volgt:

$$\eta = \eta_0 \left( 1 + \hat{p}_\eta \frac{\Delta T}{T_0} + q_\eta \left( \frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 \right),$$

dan hangt bij gebruik van een zuivere sinusstroom de temperatuur als volgt van de tijd af:

$$\frac{\Delta T}{T_0} = x_0 \left( 1 + \frac{2(q_\varrho - q_\eta)}{\pi^2 \eta_0} x_0^2 \right) \cos(2\omega t - \varphi_1) + \frac{\hat{p}_\varrho}{4} x_0^2 \cos(4\omega t - \varphi_2)$$

waarin:

$$x_0 = \frac{2 \eta_0 V}{C_p T d v'}$$

$$\text{tg } \varphi_1 = - \frac{1}{(\hat{p}_\eta - \hat{p}_\varrho) x_0'}$$

$$\text{tg } (\varphi_2 - \varphi_1) = - \frac{2}{(\hat{p}_\eta - \hat{p}_\varrho) x_0'}$$

Wanneer we zorgen, dat  $x_0$  kleiner dan 5% blijft, dan berekenen we met de bekende waarden van  $\hat{p}_\varrho$ ,  $\hat{p}_\eta$ ,  $q_\varrho$  en  $q_\eta$ , dat met voldoende benadering geldt:

$$\frac{\Delta T}{T_0} = x_0 \cos(2\omega t - \varphi_1),$$

d.w.z. de temperatuuramplitudo is:

$$\Theta = \frac{2 \eta_0 V}{C_p d v'}$$

In de tweede plaats is de emissierimpel niet zuiver sinusvormig, ook al nemen we de temperatuurrimpel wel als zuiver sinussoëdaal aan, omdat de emissie niet lineair van de temperatuur afhangt. Stel deze afhankelijkheid in een klein temperatuurgebied om  $T_0$  als volgt:

$$i = i_0 \left( 1 + \hat{p}_i \frac{\Delta T}{T_0} + q_i \left( \frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 \right)$$

Als nu de temperatuur zuiver sinusvormig is, dus stel

$$\frac{\Delta T}{T} = x_0 \sin 2vt,$$

dan is de emissie als functie van de tijd:

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{1}{2} q_i x_0^2 + p_i x_0 \sin 2vt - \frac{1}{2} q_i x_0^2 \cos 4vt.$$

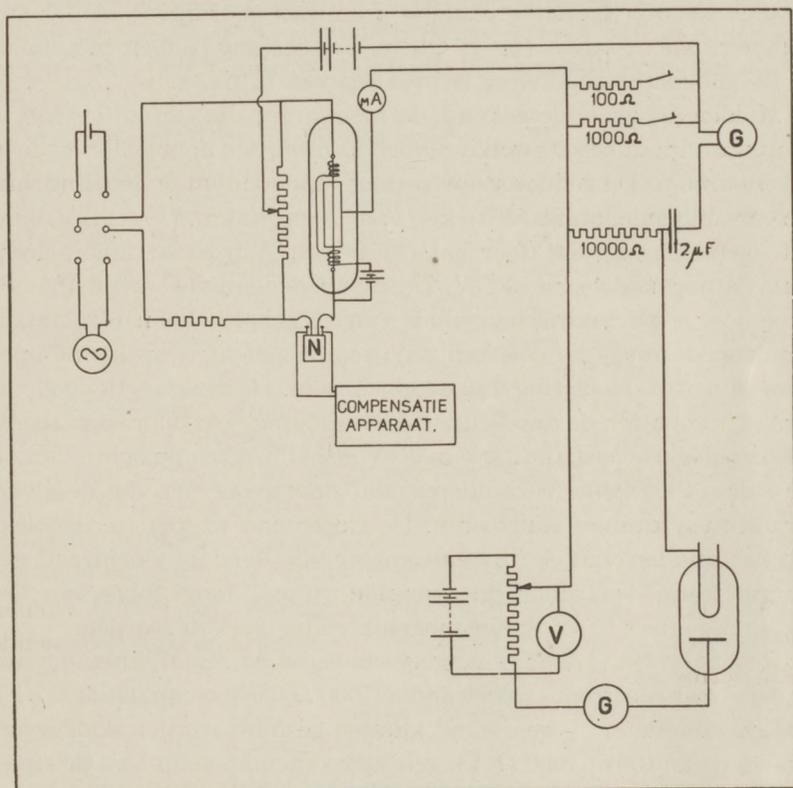


Fig. 8.

De term met  $\cos 4vt$  is in het algemeen niet te verwaarloozen. Hij maakt de rimpel asymmetrisch. We hebben deze invloed geëlimineerd door steeds het gemiddelde van de beide amplitudo's, die naar boven en die naar beneden, te nemen.

In de derde plaats is de vraag onder het oog gezien, of de amplitudo van de temperatuurrimpel voor de as en de buitenkant van de draad dezelfde is. De berekening leerde, dat de temperatuuramplitudo aan den buitenkant,  $\Theta_u$  grooter was dan die in de as,  $\Theta_m$ , en wel is:

$$\Theta_u = \Theta_m \left( 1 + \frac{C_p v}{2 V k} \left( \frac{d}{2} \right)^2 \right),$$

waarin  $k$  = warmtegeleidingsvermogen; de overige symbolen zijn reeds eerder gebruikt.

Met de bekende gegevens over wolfram volgt hieruit, dat we draden tot een diameter van  $100 \mu$  kunnen gebruiken, zonder dat het verschil tusschen  $\Theta_u$  en  $\Theta_m$  in aanmerking behoeft te komen.

De gebruikte schakeling is weergegeven in fig. 8.

Midden boven is geteekend de meetlamp, die een uitgestrekte wolframdraad bevat, welke gevoed kan worden door gelijk- of door wisselstroom. De gelijkstroomvoeding was noodig ter bepaling van de verschillende karakteristieken van de meetlamp. De gelijkstroom kan gemeten worden door het compensatie-apparaat met behulp van de normaalweerstand  $N$ . De electronenemissie wordt afgenomen door een cilindrischen anode van nikkel of zirkoon (dit laatste bindt gasresten), die ook aan de uiteinden dicht is op kleine openingen na tot doorlating van de gloeidraad. De deelen van de gloeidraad, die buiten de anode uitsteken zijn omgeven door spiraaltjes, die een negatieve spanning van 20 Volt hebben ten opzichte van de gloeidraad en welke verhinderen, dat deze gedeelten van de gloeidraad mee kunnen emitteren. De electronen worden teruggeleid op het midden van een potentiometer, die over de gloeidraad geshunt staat, waardoor de storende rimpel tengevolge van het Schottky-effect <sup>1)</sup> zoo klein mogelijk gemaakt kan worden.

Rechts boven is door G aangegeven een torsiesnaargalvanometer in serie met een groote weerstand ( $10\,000 \Omega$ ) en een capaciteit ( $2\mu F$ ). De galvanometer + weerstand kunnen geshunt worden door weerstanden van 100 of  $1000 \Omega$ . De gelijkstroomcomponent van de emissiestroom gaat niet door de galvanometer, de wisselstroomcomponent verdeelt zich volgens de wet van Kirchhoff. De tusschenvoeging van de capaciteit beïnvloedt de impedantie van de galvanometertak nauwelijks.

De amplitudo van de op de groote weerstand van  $10.000 \Omega$  optredende wisselspanning wordt gemeten met de rechts beneden geteekende inrichting voor topspanningsmeting. De anode van de daar geteekende diode krijgt een negatieve voorspanning, zoodat er geen stroom door de diode gaat. Zooals bekend, is de tegenspan-

1) Dat is de kleine verandering der emissie bij verandering der anodespanning; de anodespanning schommelt enigszins, doordat de gloeidraad op wisselspanning brandt.



ning, die dit juist nog presteert, gelijk aan de de topwaarde van de wisselspanning, die we willen meten.

De torsiesnaargalvanometer zou ook in staat zijn de amplitudo van de rimpel van de emissiestroom aan te geven. Een bezwaar is echter, dat de ijking van de torsiesnaargalvanometer afhankelijk is van de frequentie. We gebruikten de torsiesnaargalvanometer om de constantheid van de rimpel en de zuiverheid van de sinus te controleren. (Dit laatste door de lichtvlek op een draaiende spiegel te laten vallen).

De meetresultaten zijn de volgende:

a. Wolframemissie:

Draaddiameter	<i>T</i>	Frequentie	<i>C<sub>p</sub></i>
40 $\mu$	2210 <sup>0</sup> K	49,8	8,0 cal/gr. at.
	2265		8,0
	2306		8,1 <sup>5</sup>
	2398		8,2
40 $\mu$	2210	50,0	8,1 <sup>5</sup>
	2265		8,1 <sup>3</sup>
	2306		8,2 <sup>0</sup>
	2398		8,2 <sup>8</sup>
	2470		8,3 <sup>7</sup>
	2521		8,3 <sup>5</sup>

b. Thoriumemissie:

Draaddiameter	<i>T</i>	Frequentie	<i>C<sub>p</sub></i>
119 $\mu$	1610	7,30	7,4 <sup>0</sup>
	1700	7,82	7,4 <sup>7</sup>
	1805	8,45	7,4 <sup>7</sup>
119 $\mu$	1640	7,52	7,4 <sup>5</sup>
	1669	7,10	7,3 <sup>9</sup>
	1745	13,6	7,5 <sup>0</sup>
	1873	12,8	7,6 <sup>2</sup>

c. Bariumemissie:

Draaddiameter	<i>T</i>	Frequentie	<i>C<sub>p</sub></i>
51,7 $\mu$	1150	9,75	7,0 <sup>0</sup>
	1217	10,2	7,1
	1250	10,4	7,2
	1269	10,4	7,0
51,7 $\mu$	1259	12,0	7,0 <sup>7</sup>
	1285	11,5 <sup>5</sup>	6,9 <sup>1</sup>
	1305	10,9 <sup>5</sup>	7,0 <sup>5</sup>
51,7 $\mu$	1287	11,3	6,8 <sup>0</sup>
	1305	11,5	7,0 <sup>2</sup>
	1333	13,9	7,2 <sup>0</sup>

*d. Caesiumemissie.*

Geen punten opgemeten.

Het gemiddelde resultaat van al onze metingen is in fig. 9 weergegeven door de lijn  $C_p$ .

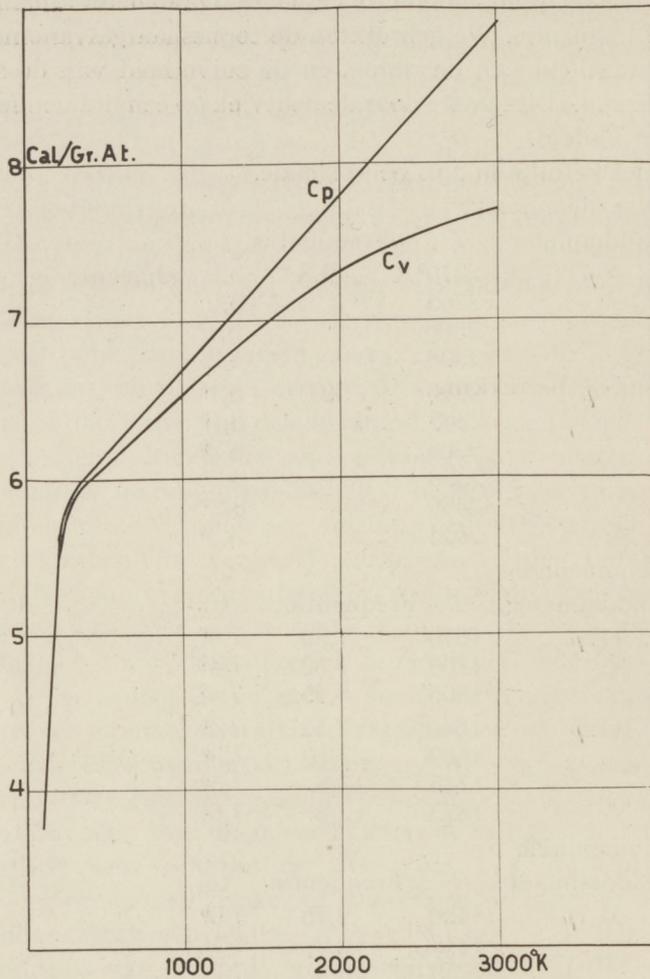


Fig. 9.

Van theoretisch belang is de kennis van  $C_v$  als functie van de temperatuur. De berekening van  $C_v$  uit  $C_p$  geschiedt met de thermodynamische formule:

$$C_p - C_v = \frac{\rho \alpha^2 VT}{\kappa},$$

waarin  $\alpha$  = lineaire thermische uitzettingscoëfficiënt,  
 $V$  = atoomvolume,  
 $T$  = absolute temperatuur,  
 $\kappa$  = compressibiliteit.

De moeilijkheid, waarop we bij deze berekening stuiten, is, dat  $\kappa$  niet bij hogere temperatuur bekend is. Bij kamertemperatuur is  $\kappa$  gemeten door Bridgman<sup>1)</sup> en door Richards and Martlett<sup>2)</sup>. Als gemiddelde van hun bepalingen nemen we aan  $\kappa = 3,0 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{kg}$ .

Om  $\kappa$  bij hogere temperatuur uit te rekenen, maken we gebruik van metingen van Geiss<sup>3)</sup>, die de elasticiteitsmodulus  $E$  en de glijdingsmodulus  $G$  van wolfrum als functie van de temperatuur mat. Van deze beide grootheden vond hij, dat ze evenredig zijn aan:

$$\left( \frac{T_{smelt} - T}{T_{smelt}} \right)^{0,263}$$

Volgens de betrekking:

$$\kappa = \frac{9}{E} - \frac{3}{G}.$$

is dan  $\kappa$  evenredig met

$$\left( \frac{T_{smelt}}{T_{smelt} - T} \right)^{0,263}$$

Met deze gegevens kunnen we de volgende tabel samen stellen:

$T$	$C_p$	$C_p - C_v$	$C_v$
100	3,77	0,00	3,77
200	5,32	0,02	5,30
300	5,90	0,03 <sup>5</sup>	5,87
600	6,23	0,08 <sup>1</sup>	6,15
900	6,57	0,13 <sup>0</sup>	6,44
1200	6,90	0,19 <sup>1</sup>	6,71
1500	7,23	0,27 <sup>2</sup>	6,96
1800	7,56	0,38 <sup>2</sup>	7,18
2100	7,89	0,52 <sup>7</sup>	7,36
2400	8,22	0,71 <sup>7</sup>	7,50
2700	8,56	0,94 <sup>1</sup>	7,62
3000	8,89	1,19	7,70

$^{\circ}\text{K}$       cal/gr. atoom      cal/gr. atoom      cal/gr. atoom.

1) Proc. Am. Acad. Arts and Sci. 58, 165, 1923.

2) Jl. Am. Chem. Soc. 37, 470, 1915.

3) Physica 3, 322, 1923.

Ann. d. Physik 77, 106, 1925.

Het resultaat kan kort aldus samengevat worden: Van  $300^\circ$  absoluut af naar hooger temperaturen neemt  $C_p$  lineair met de temperatuur toe, beneden  $300^\circ$  volgt  $C_p$  de wet van D e b i j e.  $C_v$  neemt boven  $300^\circ$  eveneens toe tot ver boven de klassiek theoretische waarde  $3R = 6$  cal/gr. atoom; de helling wordt echter steeds flauwer, zoodat  $C_v$  schijnt te naderen tot de asymptotische waarde 8 cal/gr. atoom.

**Summary.**

New measurements have been performed on the specific heat of tungsten under constant pressure for the region between 90 and  $2600^\circ K$  by different methods. For temperatures higher than  $300^\circ K$   $C_p$  increases linearly with temperature,  $C_v$  increases less than linearly and does not exceed the value of 8 cal/gr. atom degree at high temperatures.

Eindhoven, 10 October 1928.

Natuurkundig Laboratorium der  
N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

## JAARVERSLAG VAN HET VAN DER WAALS-FONDS 1927—1928.

Het werk in den Wester Toren ondervond eenige vertraging, o. a. ten gevolge van werkzaamheden voor de illuminatie tijdens de Olympische Spelen en voor een automatische brandleiding. Toch konden wij ons derde vertrek op een hoogte van 40 m. in gereedheid brengen en verschillende hulpinrichtingen monteeren. Ook werd de slingering van den Toren bij storm nagegaan, waarbij een dubbele uitwijking van 25 mm. werd waargenomen bij een windsnelheid van 80 km/h.

Wanneer wij niettegenstaande bedoelde vertraging het afgelopen vereenigingsjaar beschouwen als een jaar, waarin onze onderzoekingen een heel eind zijn opgeschoten, is dit hoofdzakelijk wegens de vóóronderzoekingen, welke niet in den Toren, maar gedeeltelijk in het Natuurkundig Laboratorium der Universiteit, gedeeltelijk in de Artillerie werkplaatsen aan de Hembrug werden verricht.

Het gelukte den leider der werkzaamheden van het fonds Dr. A. Michels een druk van 35000 atmosferen te bereiken, bij welchen druk aanvankelijk de buizen stukgeperst werden. Uit theoretische beschouwingen, welke echter nog een geheel voorloopig karakter droegen, gelukte het Dr. Michels af te leiden welke eigenschappen staalsoorten moeten bezitten om een hooger druk te weerstaan. Inderdaad bleken buizen, overeenkomstig deze aanwijzingen vervaardigd, den druk van 35000 atm. te weerstaan. Maar nu bleken de pennen, die in de buizen gedreven werden om den druk te weeg te brengen, bij dien druk in kleine stukken uiteen te vallen. Ook hiervoor werden betere staalsoorten gekozen, welke bleken een belasting van 470 KG. per mm.<sup>2</sup> te kunnen verdragen. Met deze pennen zullen de drukproeven worden voortgezet.

Verder hadden onder leiding van Dr. Michels de volgende onderzoekingen plaats:

F. Coeterier zette de onderzoekingen voort aangaande de wenschelijkheid het ijspunt van de thermometerschaal als uitgangpunt van temperatuurmeting door het tripelpunt van water te vervangen.

Ook hield hij zich bezig met de bepaling van de absolute compressibiliteit van vaste stoffen en bepaalde hij smeltlijnen.

P. Geels beëindigde de onderzoekingen voor zijn dissertatie over den invloed van druk op het electricisch geleidingsvermogen van platina en goud.

A. Gerver zette de isothermmetingen van den heer Ten Haaf voort.

R. O. Gibson uit Manchester hield zich bezig met het meten van stikstof isothermen, en maakte voorbereidingen voor het bepalen van de viscositeit van vloeistoffen en gassen onder hoogen druk. Het instrumentarium voor deze viscositeitsmetingen wordt thans gebouwd.

M. Lensen hield zich bezig met het electricisch geleidingsvermogen van metalen. Hij toonde hierbij, zoowel bij metalen met positieve als met negatieve drukcoëfficiënt een negatieve hysteresis aan; d. w. z. dat na het afdrukken van den druk een weerstandsverandering achterbleef tegengesteld in teeken aan de verandering door den druk teweeggebracht. Dit merkwaardige verschijnsel, waarvan Dr. Michels reeds verleden jaar een voorbeeld had gevonden, wordt nog nader onderzocht.

Mej. C. Veraart bracht de vóóronderzoekingen voor de bepaling van den invloed van druk op de diëlectriciteitsconstante van gassen en vloeistoffen ten einde. Met den bouw van het definitieve instrumentarium wordt begonnen.

Gedurende het jaar verschenen de volgende publicaties over met steun van het fonds verrichte onderzoekingen: Mededeeling van het Van der Waals fonds:

No. 16. in „de Ingenieur”, „Het Van der Waals-fonds en zijn werk op het gebied van hooge drukken”.

No. 18. A. Michels en P. Geels. „Invloed van druk op het electricisch geleidingsvermogen van goud tot 1000 Atmosfeer”. (Versl. Kon. Akad. van Wetenschappen).

No. 19. A. Michels en F. Coeterier. „Het ijspunt van de thermometerschaal”. (Versl. Kon. Akad. van Wetenschappen).

No. 20. P. Geels en A. Michels. „Schakelingen voor weerstandsmeting”. (Versl. Kon. Akad. van Wetenschappen).

No. 21. A. Michels en P. Geels. „Gunstigste afmeting van een weerstandsthermometer”. (Versl. Kon. Akad. van Wetenschappen).

No. 22. A. Michels. „Mechanische invloeden op het electrisch geleidingsvermogen van Metalen”. (Annalen der Physik).

No. 23. A. Michels. „Het gedrag van dikwandige buizen bij hooge drukken”. (Versl. Kon. Akad. van Wetenschappen).

No. 24. A. Michels en R. O. Gibson. „Isothermmesungen bei hohem Druck. Die Isothermen von Neon zwischen 0° und 100°”. (Ter perse bij de Annalen der Physik).

De dissertatie van Dr. P. Geels.

In de onlangs gehouden Jaarlijksche Bestuursvergadering werd de assistent Dr. A. Michels tot „Leider der werkzaamheden van het Van der Waals-fonds” benoemd en werd in zijn plaats als assistent aangesteld Dr. G. P. Nijhoff.

Verblijvend was, dat de industrie meer en meer belang in onze onderzoekingen ging stellen. Konden wij in het vorig Jaarverslag nog vermelden, dat de drukvaten, gratis voor ons vervaardigd door „werkspoor”, waren in ontvangst genomen, thans kunnen wij melding maken van twee drukbalenzen, door de fabriek der Gebr. Stork & Co. en van een pers door de N.V. Dijkers & Co. belangeloos voor ons gebouwd. Vóór dat deze instrumenten verzonden werden hield Dr. Michels in Hengelo voor de leidende personen van beide fabrieken een lezing met demonstratie met het instrumentarium.

Ook de samenwerking met de Artillerie-inrichtingen aan de Hembrug onder goedkeuring van Z. Excellentie den minister van Oorlog en van den directeur der Inrichtingen stelden wij zeer op prijs.

Ook met de buitenlandsche industrie werd contact gekregen. Daartoe uitgenoodigd door de autoriteiten der „Imperial Chemical Industries” bezocht Dr. Michels de „Headquarters” dezer N.V. in Londen en de synthetische Ammoniakfabrieken te Billingham, waar hij volle belangstelling voor het werk van ons fonds vond. Dit bezoek was aanleiding tot de uitnoodiging voor een langer bezoek, dat in de paaschvacantie plaats vond, waarbij ook

de Brunner Mond Soda works te Winnington, de Nobel Explosives Ltd. te Ardeer en Vickers Armstrong Ltd. te Sheffield werden bezocht.

De „Imperial Chemical Industries” schonk ons een geldelijke subsidie, terwijl Vickers Armstrong een serie staalmonsters en de Mond Nickel Comp. te Londen ons draden van zeldzame metalen ter beschikking stelden.

Gelijktijdig werd een contact tot stand gebracht tusschen de Engelsche fabrieken en de Nederlandsche industrieën, welke onze hooge-druk toestellen vervaardigen, tengevolge waarvan reeds bestellingen in Nederland zijn geplaatst.

In Augustus bezocht Dr. Michels de staalwerken van Poldi in Kladno (Bohemen). Deze Fabriek verklaarde zich bereid ons gedurende de eerstvolgende jaren het door ons benoodigde staal gratis te verschaffen en verleende ons ook een geldelijke subsidie.

Het doet ons genoegen, dat wij tegenover dezen steun, van de industrie ondervonden, ook tegenprestaties van ons kunnen vermelden. In verschillende gevallen gaven wij adviezen over hooge-druk inrichtingen en toestellen, terwijl wij ook in enkele gevallen toestellen ijkten.

Met bijzonderen dank zij nog vermeld, dat toen in het begin van het jaar, door de groote uitgaven der vorige jaren, onze financiën dreigden te kort te schieten een krachtige actie van Dr. F. G. Waller te Delft, die van verschillende Nederlandsche industriele ondernemingen een subsidie voor ons wist te verkrijgen, voor ons van grooten steun is geweest.

---



## MEDEDEELINGEN

Van den **Bond voor Materialenkennis** ontvingen wij een circulaire omtrent het in 1931 te Zürich te houden *Congres*, welke circulaire vergezeld is van een lijst der onderwerpen, die op dat congres in behandeling zullen kunnen komen. Zij die over een of meer dezer onderwerpen een rapport zouden willen samenstellen, worden uitgenoodigd zich nu reeds in verbinding te stellen met het secretariaat van genoemden bond, *Maarland 27, Den Briel*.

**Cursus nieuwe Atoomtheorieën.** Prof. **Kramers** is wederom bereid een cursus van ongeveer 12 avonden te geven, zooals reeds aan het eind van de vorige reeks was aangekondigd.

Prof. **Kramers** stelt zich voor, de nu te behandelen stof te doen aansluiten aan die vóór de Paaschvacantie behandeld, en dus uitgebreider de theorieën van **Schrödinger** en **Heisenberg** te bespreken.

De deelnemers aan de vorige cursus wordt verzocht aan een der laatste twee ondergeteekenden te willen mededeelen, of zij bereid zijn aan de nieuwe cursus deel te nemen. De voordrachten zullen elke week op Vrijdagavond te Utrecht plaats hebben.

De kosten zullen niet hoger zijn dan de vorige maal.

**A. H. W. Aten**, **N. H. Kolkmeijer**, Van 't Hoff-laboratorium, Utrecht. **J. M. Bijvoet**, Chem. Lab. N. Prinsengracht 126, Amsterdam.

**Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie.** De Wetenschappelijke commissie der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie verzoekt studenten aan de Nederlandsche Universiteiten en Hoogescholen (met inbegrip van pas afgestudeerden), die in 1929 gedurende eenige maanden *hunne studiën zouden wenschen voort te zetten in de Vereenigde Staten*, zich, met opgave van hun tot dusver afgelegde studiën en met eenige omschrijving van hun studieplan in Amerika, onder overlegging van aanbevelingen, vóór 15 Januari a.s. schriftelijk aan te melden bij den secretaris der commissie Professor Dr. **H. A. Brouwer** te Delft.

Aan een beperkt aantal wordt door de Fundatie steun verleend, welke in hoofdzaak uit vergoeding der reiskosten zal bestaan. Ook voor studeerenden die geen subsidie begeeren, bestaat gelegenheid om van de aanbevelingen der Nederlandsch-Amerikaansche Fundatie gebruik te maken.

In verband hiermede wordt verzocht, tevens op te geven of een uitzending al dan niet van het verleenen eener subsidie afhankelijk wordt gesteld.

**Nederlandsch Radiogenootschap.** Het Nederlandsch Radiogenootschap heeft zich als lid en vertegenwoordiger voor Nederland van de „Union Radio-Scientifique Internationale” (U. R. S. I.) belast met de verspreiding in Nederland van de „Recueil des Travaux de l'Assemblée Générale gehouden te Washington in October 1927.

Het geheele werk, hetwelk nu compleet en van vele illustraties en grafieken voorzien is, bestaat uit 7 afleveringen bevattende ongeveer 270 bladzijden druks.

De prijs van het complete werk bedraagt f 10.—.

Het Bestuur van het Nederlandsch Radiogenootschap mag niet nalaten

ten zeerste de aandacht op deze uitgave, welke van groote wetenschappelijke waarde is, te vestigen.

Bestellingen, met ingesloten postwissel tot bovengenoemd bedrag, verhoogd met 30 cent portokosten, worden gaarne ingewacht bij de *Redactie van het Ned. Radiogenootschap*, Oude Utrechtsche weg 8, Baarn.

## STRIKVRAGEN.

**Het antwoord op vraag XXXVII:** *Aan zekere instelling van Hooger Onderwijs verontrustte men zich over een maatregel van den Minister, die de vacantie liet eindigen op den derden Maandag in stede van op den derden Dinsdag van September. Werd de vacantie daardoor gemiddeld één dag korter of niet?* werd als volgt gegeven:

We noemen de oorspronkelijke regeling  $O$ , de nieuwe  $N$ , een schrikkeljaar  $S$  en een jaar zooals 3100, dat in den nieuwen stijl geen  $S$  is, naar  $G r e g o r i u s G$ ; voorts wordt door  $a(j)$  aangegeven de weekdag van 1 Sept. van 't jaar  $j$ .

Ingeval  $a \equiv$  Dinsdag, boekt  $N$  een winst (aan vacantiedagen) van 6 d., in elk der overige gevallen een verlies van 1 d. In een zonnecirkel  $C = 28 j.$ , die geen  $G$  bevat, is  $a$  vier keer Dinsd., 24 keer niet, dus

over een  $G$ -loozen zonnecirkel is 't gemiddelde van  $N - O = 0$ .

Met 't oog op 1929 laten we  $C$  steeds beginnen met 't jaar volgend op een  $S$  (of  $G$ ). Ingeval nu  $C$  een  $G$  bevat, is de winst voor  $N$ , die  $0, + 7, - 7, - 14$  kan bedragen, een functie van

$a$  (1e  $j$ . van  $C$ ) en  $a(G)$ .

Wat de laatste  $a$  betreft, zijn Zondag en Vrijdag in 't voordeel van  $O$ , de andere dagen gunstig voor  $N$ . Nu is  $a(1929) \equiv$  Zondag en dus  $a(G)$  opvolgend Woensdag, Maand. en Zaterd., periodiek weerkerend (althans voorloopig), dus

voorloopig is 't voordeel aan den kant van  $N$ .

Nemen we aan, dat 't jaar 5600, als zijnde  $1600 + 4000$ , tot een  $G$ -jaar gepromoveerd wordt, dan gaan van dien datum af Dinsd., Zond. en Vrijdag de genoemde periode van 3 d. vormen en komt dus  $O$  in 't voordeel.

Echter van 1929 tot 5600 geeft  $N$  een vermeerdering van  $8 \times 7$  dagen vacantie. (Wat een aanslag op de intellectuele ontwikkeling van 't Nederlandsche ras!)

**Het antwoord op vraag XXXVI:** *Hoe hoog moet op zijn minst een verticaal staande spiegel zijn, opdat men zich daarin ten voeten uit kan zien?* luidt als volgt:

De hoogte van de verticale spiegel moet op zijn minst gelijk zijn aan de helft van de lichaamslengte; en dit is zoo, onafhankelijk van de afstand waarop men van de spiegel staat, en onafhankelijk van de plaats waarop de oogen zich in het lichaam bevinden.

## REGISTER

	Blz.		Blz.
Adsorptie aan vlakken van heteropolaire kristallen . . . . .	145	Fermat, Stelling van. . . . .	269
Afbeelding, Microscopische . . . . .	199	Fokker, A. D., Lorentz' werk . . . . .	4
Afbeeldingsverschijnselen van verlichte voorwerpen . . . . .	305	— Herdenkingsrede . . . . .	105
Anomaal verschijnsel in Röntgengebied . . . . .	60	— Natuurkundige concepties . . . . .	225
 		<b>G</b> asontlading . . . . .	13, 137
Berek, theorie microscopische afbeelding . . . . .	193	Grafrede Prof. P. Ehrenfest . . . . .	101
Berlijn, Vacatiecursus theoretische natuurkunde . . . . .	90	Groeneveld, Y. B. F. J., Toongenerator . . . . .	157
Biermasz, L., Demonstratie toestellen . . . . .	141	Groningen, Opening Laboratorium te . . . . .	45
Boer, J. H. de, Adsorptie aan kristalvlakken . . . . .	145	Groosmuller, J. Th., zie Lakeman	
Bouw van de Stof. . . . .	257	Groot, W. de, Randvoorwaarde bij diffusieproblemen. . . . .	23
Burger, H. C., en L. S. Ornstein, Heliumspektrum. . . . .	111	Groot, H., Vloeibare sterren. . . . .	205
 		<b>H</b> aak, J. J., Chromatische polarisatie . . . . .	34
Clausing, P., Verblijftijd uit meeveroeringsproeven . . . . .	289	Held, E. F. M. van der, Intensiteitsmeting aan Na-brander. . . . .	163
Chromatische polarisatie . . . . .	34	Heliumspektrum, Ontstaan van het. . . . .	111
Colorimetry . . . . .	223	Hooge temperaturen, dampdrukken bij . . . . .	241
Coster, D., Openingsrede Laboratorium te Groningen . . . . .	45	Hydrodynamische vraagstukken . . . . .	273
 		<b>I</b> ntreerede Prof. A. D. Fokker . . . . .	225
Dampdrukken bij hoge temperaturen . . . . .	241	— Dr. J. A. Prins . . . . .	257
Diffusieproblemen, randvoorwaarde bij . . . . .	23	Ionen, werking der, bij gasontlading . . . . .	13
Dirac's $\delta$ -functie . . . . .	119	<b>J</b> ong, W. F. de, Werkingsstralen van roosterdeeltjes. . . . .	129
Doorzichtigheidsgrens van lucht en van kwarts . . . . .	81	<b>K</b> warts, ultraviolette doorzichtigheidsgrens . . . . .	81
Ehrenfest, P., Grafrede . . . . .	101		

## REGISTER

	Blz.		Blz.
Lissajous-figures. . . . .	141	Sinusvormige elektrische trillingen, opwekken van. . . . .	157
Lorentz †, H. A. . 1, 4, 101,	105	Soortelijke warmte van Worfraam	
Lakeman, C., en J. Th. Groos-		Spijkerboer, J., Stralende bol in	
muller, Over de theorie van		verstrooiende atmosfeer. . . . .	323
Berek . . . . .	193	Standaardkilogrammen, Oude . . . . .	37
— Microscopische afbeeldingen .	199	Sterren, Vloeibare . . . . .	205
— Afbeeldingsverschijnselen van		Sterk dubbelbrekende kristal-	
verlichte voorwerpen. . . . .	305	soort . . . . .	95
Lucht, ultraviolette doorzichtig-		Strikvragen 44, 92, 128, 144, 171,	
heidsgrens . . . . .	81	224, 256, 352	
Microscopische afbeeldingen 193,	199	Strutt, M. J. O., Dirac's $\delta$ -functie	119
Natriumbrander, intensiteitsme-		— Hydrodynamische vraagstuk-	
ting aan . . . . .	165	ken . . . . .	273
Nederl. Natuurkundige Vereeni-		Terpstra, P., Sterk dubbelbre-	
ging, — Adres . . . . .	181	kende kristalsoort . . . . .	95
Onderwijsbespreking . . . . .	173	— De stelling van Fermat in een-	
Onderwijsbespreking Ned. Na-		assigkristal . . . . .	269
tuurk. Vereeniging. . . . .	173	Toongenerator voor sinusvormi-	
Onderwijsadres Ned. Natk. Ver.	181	ge elektrische trillingen. . . . .	157
Ornstein, L. S. en H. C. Burger,		Trillingen, opwekken elektrische .	157
Heliumspektrum. . . . .	111	Trinitro-2-aethylamido naphthaline	95
Penning, F. M., Positieve ionen		Tuuk, J. H. van der, Anomalie in	
bij gasontlading. . . . .	13	Röntgengebied . . . . .	60
— Nieuw photo-elektrisch effect	137	Van der Waalsfonds, Jaarverslag.	347
Photo-elektrisch effect, demon-		Verblijftijd uit meevoeringsproe-	
stratie . . . . .	137	ven . . . . .	289
Polarisatie, chromatische . . . . .	34	Verstrooiende atmosfeer om stra-	
Prins, J. A., Absorptie en disper-		lende bol.	
sie van Röntgenstralen. . . . .	68	Vloeibare sterren . . . . .	205
— De bouw van de Stof . . . . .	257	Werkingsstralen van roosterdeel-	
Redactie . . . . .	93	tjes in kristallen . . . . .	129
Röntgengebied, anomaal ver-		Wolfraam, s. w. tusschen 90° en	
schijnsel in het . . . . .	60	2600° K. . . . .	329
Röntgenstralen, absorptie en dis-		Zeeman, Naschrift. . . . .	92
persie . . . . .	68	Zernike, F., Ultraviolette door-	
Satellieten van röntgenlijnen. . .	60	zichtigheidsgrens . . . . .	81
Schmidt, G., zie Zwikker.		Zwevingsfiguren . . . . .	141
Siertsema, L. H., Oude Standaard-		Zwikker, C., Dampdrukken bij	
kilogrammen . . . . .	37	hooge temperaturen. . . . .	241
		— en G. Schmidt, Soortelijke	
		warmte Wolfraam . . . . .	329

