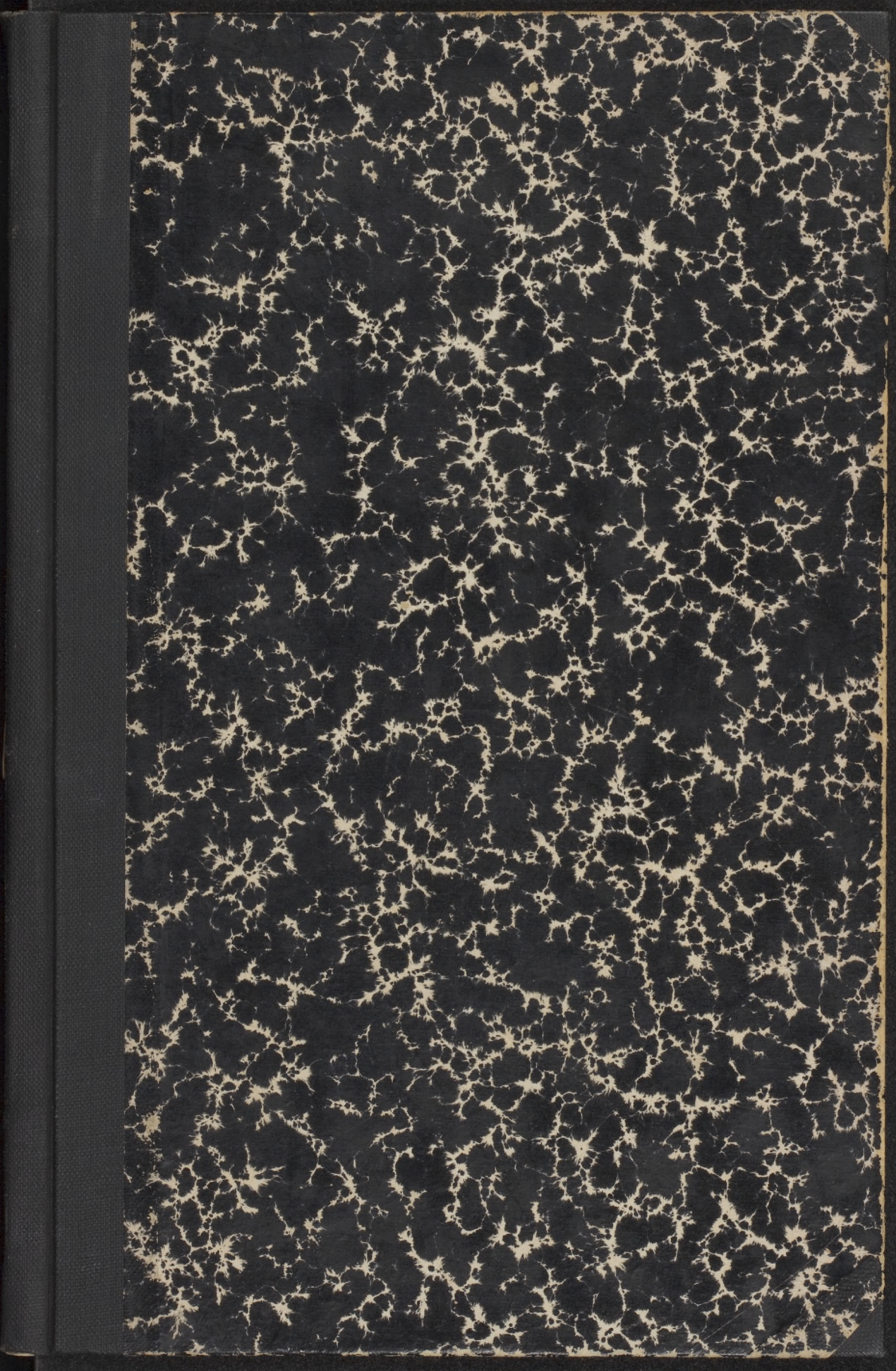


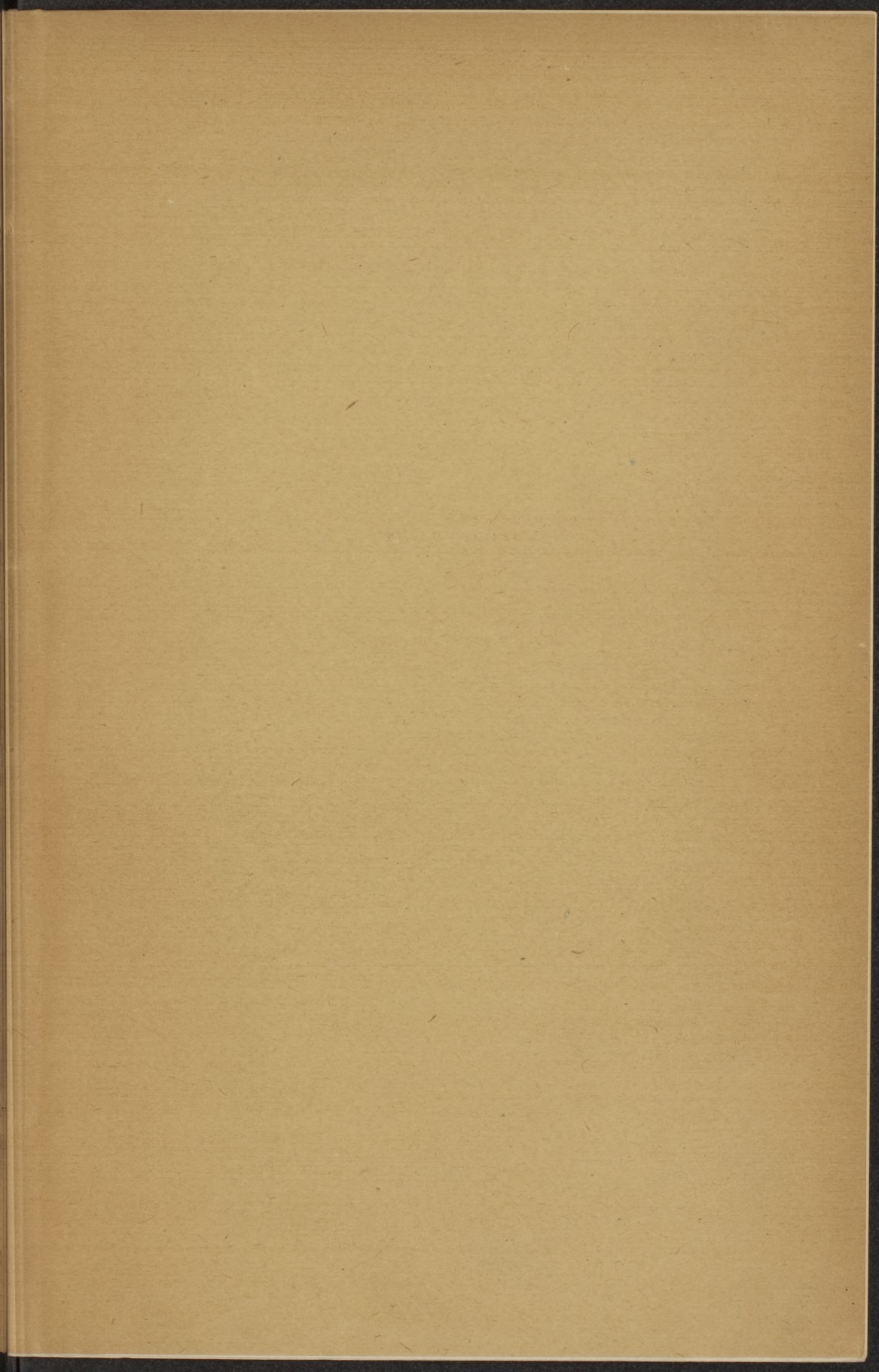


Universiteit Leiden



2 039 939 5

BOEKBINDERIJ
J.V. WELZEN J²
LEIDEN
Rapenburg 92
Jan v. Houtkade 25



PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT

VOOR NATUURKUNDE

REDACTIE:

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

6e JAARGANG

1926

PHYSICA

THEORY AND EXPERIMENT

BY J. VAN DER POL

TRANSLATED BY J. VAN DER POL

PHILADELPHIA

1908

Register van Namen en Onderwerpen

6e Jaargang Physica, 1926

Abbink, J. H. , en H. B. Dorgelo , Het spectrum van neon en helium in het uiterste ultraviolet	150	D emping, invloed op de frequenties van gekoppelde ketens	56
Adaptatie van het oog bij verblindings	117	DiffRACTIE van Röntgenstralen door kwik	315
Aequivalentie van versnellingsveld en zwaartekrachtsveld	313	Dorgelo, H. B. , en J. H. Abbink , Het spectrum van neon en helium in het uiterste ultraviolet	150
Argon, Röntgenabsorptiespectrum	258	Draden, trillingen van gespannen	339
Arkel, A. E. van , Over den bouw van mengkristallen	64	E instein, A., Toespraak bij de herdenking van het 50-jarig doc- toraat van professor Lorentz	20
B reking en terugkaatsing van licht	144	Electronen, abnormale snelheden in ontladingsbuizen	241
Bremekamp, H. , Over de voort- planting van een golf beweging in een medium van periodieke struc- tuur	136	Electron, roteerend en structuur der spectra	273
Brillouin, Marcel , M. H. A. Lo- rentz en France et en Belgique	30	Electronenbotsingen en kans op ioni- satie	290
C alifornia Institute of Technology	181	Elst, W. van der , De staaafreso- nator	42
Cinnaber, structuur van	129	Ewald, P. P. , Berichtigung	336
Cittert, P. H. van , Beschrijving van de optische instrumenten van het Physisch Laboratorium te Utrecht	224	F ototoestellen, gordijnsluiters op	189, 272
Clausing, P. , en G. Holst , Over den plaktijd van metaalatomen op een glazen wand	48	Frenkel, E. , Lesproef om het Peltier- effect aan te toonen	197
Colijn, H. , Rede bij de herdenking van het 50-jarig doctoraat van professor Lorentz	16	Frequenties van gekoppelde ketens	56
Curie, Mme. P. , Toespraak bij de herdenking van het 50-jarig doctoraat van professor Lorentz	18	G eleidingsvermogen van kristallen	36
		Golfbeweging, voortplanting in een medium van periodieke structuur	136
		Gordijnsluiters, onderzoek van	189, 272
		Goudsmit, S. , en G. E. Uhlenbeck , Over het roteerende electron en de structuur der spectra	273

- Groot, W. de*, Resonantie in neon
opgewekt door lijnen uit het zicht-
bare neon spectrum. 53, 158
- H**afnium, modificatieveranderingen 361
- Helium, spectrum in uiterste ultra-
violet 150
- Helium, vastmaken van 198
- G. Hertz, Nobelprijswinnaar 1925 337
- Holst, G., en P. Clausen*, Over
den plaktijd van metaalatomen op
een glazen wand 48
- Holst, G.*, G. Hertz, winnaar van
den Nobelprijs 1925 337
- I**onisatiekans bij botsingen tusschen
electronen en atomen 290
- Joffe, A., und E. Zechnowitzer*,
Elektrische Leitfähigkeit in Ein-
kristall und Kristallaggregaten . . 36
- Jong, W. F. de, en H. W. V.*
Willems, Over de structuur van
cinnaber 129
- Jong, W. F. de*, Bepaling van de
absolute aslengten van markasiet
en daarmee isomorfe mineralen . 325
- Kaiser, Mej. L.*, Eenige fysische
problemen in het gebied der experi-
menteele phonetica 69
- Kamerlingh Onnes, H.*, Rede bij
de herdenking van het 50-jarig
doctoraat van prof. Lorentz . . . 5
- Kamerlingh Onnes, H., In Memo-
riam 41
- Kamerlingh Onnes, H., Zijn Levens-
werk, de stichting van het Cryogeen
Laboratorium, door W. H. Keesom 81
- Kamerlingh Onnes' Proefschrift be-
sproken door H. A. Lorentz . . 165
- Kathodisch bestuiven van kwarts-
snaren 249
- Keesom, W. H.*, Prof. Dr. H. Kamer-
lingh Onnes † 81
- Kristallen, elektrisch geleidingsver-
mogen van 36
- Kwartssnaren, kathodisch bestuiven
van. 249
- Kwik, diffractie van Röntgenstralen
door 315
- L**aboratorium te Utrecht, zie Phy-
sisch Laboratorium
- Lange Dzn., H. de*, Het onderzoek
van gordijnsluiters op phototoe-
stellen. 189, 272
- Langerhuizen Lzoon-fonds 304
- Lely, U. Ph.*, Eenige proeven over
het aequivalentiebeginsel van een
versnellingsveld en een zwaarte-
krachtsveld 313
- Lichtstralen, proeven met en photo-
graphieën daarvan 299
- Lorentz, H., A.* Antwoordrede
bij de herdenking van zijn
50-jarig doctoraat 21
Het proefschrift van Prof.
Kamerlingh Onnes 165
- Lorentz en France et en Belgique 30
- M**aanen, A. van, Het California
Institute of Technology 181
- Markasiet, absolute aslengten van 325
- Membraan, gedaante van belaste . 366
- Mengkristallen, bouw van. 64
- Minnaert, M.*, De heliophysische
afdeeling van het Fysisch Labo-
ratorium te Utrecht 230

- Modificatieveranderingen bij zirkoon en hafnium 361
- Mogendorff, E. E.*, Eenige opmerkingen over de methodiek en de didactiek van het onderwijs in de natuurkunde op de middelbare school 376
- Moll, W. J. H.*, De verdeeling der stralingsintensiteit over de zonneschijf 99
- Stralingsmetingen met thermozuïl en galvanometer 233
- Nederl. Natuurkundige Vereeniging
69, 120, 128, 154, 221, 272
- Neon, resonantie in 53, 158
- gestrieerde ontlading in . . . 120
- spectrum in uiterste ultraviolet 150
- Onderwijs in de natuurkunde, methodiek en didactiek 376
- Ontlading, gestrieerde in neon . . . 120
- Ontladingsbuizen, abnormale electronensnelheden en trillingen van
hooge frequentie 241
- Oog, adaptatie bij verblinding . . . 117
- Oosting, H. J.*, Proeven met lichtstralen en photographieën daarvan 299
- Onderhouden trillingen van gespannen draden 339
- Ornstein, L. S.*, Bouw en inrichting van het Fysisch Laboratorium der Rijks Universiteit Utrecht 205
- Peltiereffect, lesproef ter aantooning van 197
- Penning, F. M.*, Over een gestrieerde ontladingsvorm in neon 120
- Abnormale electronensnelheden en trillingen van zeer hooge frequentie in ontladingsbuizen 241
- Over de kans op ionisatie bij botsingen tusschen electronen en atomen 290
- Pentaprisma's 372
- Phonetica, experimenteele 69
- Fysisch Laboratorium te Utrecht,
Bouw- en inrichting . . . 205
- Overzicht van demonstratie 221
- Beschrijving van de optische instrumenten . . . 224
- Heliophysische afdeeling 230
- Stralingsmetingen met thermozuïl en galvanometer 233
- Plaktijd van metaalatomen op een glazen wand 48
- Pol, Balth. van der*, De invloed van de dempingen op de frequenties van twee gekoppelde ketens 56
- Over relaxatietrillingen . . . 154
- Prins, J. A.*, Onderzoek van vetzuurkristallen met Röntgenstralen 305
- DiffRACTIE van Röntgenstralen door kwik 315
- Quelle, J. H. Ch.*, Een werkwijze tot cathodisch bestuiven van kwartssnaren 249
- Raynich, G. Y.*, Electric charge and mass in the general relativity theory 149
- Relativiteitstheorie, lading en massa in 149
- Relaxatietrillingen 154
- Resonantie in neon 53, 158
- Röntgenabsorptiespectrum van argon 258

Röntgens'ralen, onderzoek van vet- zuurkristallen met	305	Trillingen, relaxatie	154
diffRACTIE door kwik	315	in ontladingsbuizen	241
Roosterstroom in triode	113	van gespannen draden	339
Sirks, J. F. , Onderzoek van penta- prisma's	372	Trioden, grootte van roosterstroom	113
Sitter, W. de , Rede bij de her- denking van het 50-jarig doctoraat van professor Lorentz	1	Tuuk, J. H. van der , Over het Röntgenabsorptiespectrum van ar- gon	258
Skineffect, stroomverdeling overeen- komend met gedaante van belaste membraan	366	Uhlenbeck, G. E. en S. Goudsmit , Over het roteerende electron en de structuur der spectra	273
Soest, J. L. van , Adaptatie van het oog bij positieve en negatieve verblindings	117	V erblindings, adaptatie van het oog bij	117
Spectrum van neon en helium in het uiterste ultraviolet	150	Verschaffelt, J. E. , Nog eens de spiegelformule	298
Spectrale structuur en roteerend electron	273	Versnellingsveld en zwaartekrachts- veld	313
Spiegelformule	298	Vetzuurkristallen, onderzoek met Röntgenstralen	305
Staaf-resonator	42	Voortplanting van golfbeweging in medium van periodieke structuur	136
Staring, A. J. , Terugkaatsing en breking van het licht bij bol- vormige grensvlakken	144	Went, F. A. F. C. , Rede bij de herdenking van het 50-jarig doc- toraat van professor Lorentz	14
Stralingsintensiteit, verdeling over de zonneschijf	99	Willems, H. W. V. , en W. F. de Jong , Over de structuur van cinnaber	129
Stralingsmetingen met thermozuil en galvanometer	233	Z echnowitzer, E., und A. Joffe, Elektrische Leitfähigkeit in Ein- kristall und Kristallaggregaten	36
Structuur van cinnaber	129	Zirkoon, modificatieveranderingen	361
Strutt, M. J. O. , De overeenkomst tusschen de stroomverdeling bij het skineffect en de gedaante van een hydrostatisch belaste membraan	366	Zonneschijf, verdeling der stralings- intensiteit	99
Tellegen Bzn., B. D. H. , De grootte van den roosterstroom in een triode	113	Zwikker, C. , Modificatieverande- ringen bij zirkoon en hafnium	361
Terugkaatsing en breking van licht	144, 298		

BOEKBESPREKINGEN.

<i>Althertum, H.</i> , Wolfram	198
<i>Auerbach, F.</i> , Physik in graphischen Darstellungen	163
<i>Back, E.</i> , und <i>A. Landé</i> , Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien	162
<i>Becquerel, Jean</i> , Champ de gravitation d'une sphère matérielle et signification de la formule de Schwarzschild	80
<i>Benrath, A.</i> , Physikalische Chemie, 2er Teil	161
<i>Berger, R.</i> , Die Schalltechnik	238
<i>Birtwistle, G.</i> , The quantum theory of the atom.	266
<i>Boerman, J. W.</i> , en <i>K. M. Knip</i> , Physica, beknopt leerboek der natuurkunde, I	267
<i>Bolte, Fr.</i> , und <i>H. Meldau</i> , Physik für Seefahrer unter besonderer Berücksichtigung der Funkentelegrafie	239
<i>Born, M.</i> , Atomtheorie des festen Zustandes	79
Vorlesungen über Atommechanik.	199
<i>Bouwman, Everh.</i> , Natuurkundige Vraagstukken	237
<i>Brill, A.</i> , Vorlesungen über ebene algebraische Kurven und algebraische Funktionen	126
<i>Chwolson, O. D.</i> , Die Evolution des Geistes der Physik, 1873—1923	270
<i>Crommelin, C. A.</i> , Beschrijvende catalogus der historische verzameling van natuurkundige instrumenten in het natuurkundig laboratorium te Leiden	301
<i>Denton, F. M.</i> , Relativity and common sense	266
<i>Eversheim, P.</i> , Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich	238
<i>Ferrier, R.</i> , Axiomes de l'électronique	204
<i>Gutenberg, B.</i> , Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten insbesondere Geologie und Meteorologie	158
<i>Gyemant, A.</i> , Grundzüge der Kolloidphysik vom Standpunkte des Gleichgewichts	237
Handbuch der Physik, herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel. Band X. Thermische Eigenschaften der Stoffe	333
<i>Hellingman, M.</i> , Radiotelegrafie en -telefonie	160
<i>Heux, J. W. N. 1e</i> , Beginselen der nomographie	271
<i>Heijnen, P. H.</i> , Natuurkunde Vraagstukken	237
<i>Hill, B.</i> , J. Robert Mayer und das Gesetz von der Erhaltung der Energie	125
<i>Hoppe, E.</i> , Geschichte der Physik	268
<i>Joly, J.</i> , The surface-history of the earth.	203
Kultur der Gegenwart, Teil III, Abt. III, Band I, Physik	76
<i>Landé, A.</i> , Die neuere Entwicklung der Quantentheorie	383
<i>Lecat, M.</i> , L'azéotropisme	39
<i>Martens, F. F.</i> , Hochfrequenztechnik	302

VIII

<i>Mises, R. von</i> , Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik I	201
<i>Moll, W. J. H.</i> , en <i>H. C. Burger</i> , Leerboek der Natuurkunde voor middelbaar, voorbereidend hooger en propaedeutisch onderwijs, 1e deel.	334
<i>Mosler, H.</i> und <i>G. Leithäuser</i> , Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung	301
<i>Müller-Pouillet</i> , Lehrbuch der Physik. Band III, 2e Hälfte, Kinetische Theorie der Wärme	200
<i>Pettersson, H.</i> , und <i>G. Kirsch</i> , Atomzertrümmerung	269
<i>Reichenbach, H.</i> , Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre	266
<i>Schoenflies, A.</i> , Theorie der Kristallstruktur	159
<i>Schreiber, P.</i> , Wärmemechanik wasserhaltiger Gasgemische mit den Hilfsmitteln der Flächennomographie bearbeitet.	332
<i>Siegbahn, M.</i> , Spectroscopy of X-rays	202
<i>Simpson, G. C.</i> , Scott's polar journey and the weather	335
<i>Sommerfeld, A.</i> , Atombau und Spektrallinien	127
<i>Southerns, L.</i> , Electricity and the structure of matter	198
<i>Swierstra, R.</i> , Grondbeginselen der Radio, II	302
<i>Terpstra, P.</i> , Over de theorie der kristal-structuur	272
<i>Tombrock, W.</i> , De fout van Einstein	78
<i>Tummers, J. H.</i> , La théorie de la relativité restreinte d'Einstein et la logique	78
<i>Walter, Bernh.</i> , Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik	334
<i>Wolf, F.</i> , Die schnellbewegten Elektronen	201
<i>Würschmidt, J.</i> , Theorien des Magnetismus	161
Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetsierungskurven	160

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

JANUARI 1926

NUMMER 1

HULDIGING VAN PROFESSOR LORENTZ

BIJ DE HERDENKING VAN ZIJN 50-JARIG DOCTORAAT
11 DECEMBER 1925.

REDE VAN PROF. DR. W. DE SITTER,

RECTOR-MAGNIFICUS DER LEIDSCH E UNIVERSITEIT.

*Waarde Collega Lorentz, Koninklijke Hoogheid,
Dames en Heeren.*

U allen heet ik welkom in deze oude Aula onzer Universiteit. In grooten getale zijt gij gekomen, maar ik weet dat nog veel meerderen gekomen zouden zijn, indien de plaatsruimte het had toegelaten.

Mijnheer Lorentz! op dezen dag, vijftig jaren nadat gij Uw eerste doctorstitel, die in de wis- en natuurkunde, aan deze Universiteit verwierft, heeft de Senaat U, uit erkentelijkheid voor alles wat gij gedurende die vijftig jaren voor de Universiteit gedaan hebt, voor den luister die van U op haar heeft afgestraald, en nog steeds afstraalt, het hoogste eerbewijs geschonken dat het in zijn macht staat te verleen, het doctoraat honoris causa, en wel in de geneeskunde, in bijzondere waardeering van wat gij voor de vorming der medici hebt gedaan.

Ik heb daar juist in de Senaatskamer de eer genoten de plechtigheid van Uwe promotie te mogen leiden, thans rust op mij de welkome taak voor wijder kring de dankbaarheid die de Universiteit jegens U voelt uit te spreken. Ik zal niet uitweiden over Uw wetenschappelijke beteekenis: hoe Uwe, heden voor vijftig jaren verdedigde, dissertatie de richting heeft aangegeven waarin sindsdien de wetenschap zich heeft ontwikkeld, en wat gij zelf in die vijftig jaren hebt gedaan, dat zal ik niet wagen hier te schetsen. Evenmin wil ik spreken over wat gij voor het onderwijs deedt: voorzoover het speciaal de studenten in de geneeskunde betreft heeft Uw promotor

het daareven reeds gezegd, ook over Uw onderwijs aan de studenten in de natuurkunde, evenals over wat gij zoo nu en dan voor de opvoeding der professoren deedt, zal ik zwijgen. Zeker gij zijt een uitnemend docent, ook zijt gij de grootste physicus van Uw tijd, en om die beide dingen eeren wij U en huldigen wij U, op die beide zaken zijn wij trotsch, omdat de glorie van onze Universiteit daardoor zoozeer verhoogd wordt, maar dat onze bewondering en onze trots gepaard gaan met, en gedragen worden door, een innig en warm gevoel van dankbaarheid, dat is omdat gij zoo'n goed mensch en voor ons allen zoo'n goed vriend zijt.

Ik wil U een geheim verklappen. Toen deze huldiging voorbereid werd, waren er die zeiden „zou het Lorentz wel aangenaam zijn, hij is zoo bescheiden”. Zij hadden ongelijk. Er zijn verschillende soorten van bescheidenheid, valsche en ware, en de Uwe is de ware. Gij weet even goed als wij allen, beter zelfs, omdat in alles Uw inzicht scherper en zekerder is dan het onze, gij weet dus zelf zeer goed dat gij een groot man zijt. Nu zou er een soort bescheidenheid zijn die U er toe dreef U voor te doen alsof gij dat niet wist. Deze bescheidenheid is niet de Uwe. Maar Uw bescheidenheid is dat gij, wetend dat gij een groot man zijt, U daarvoor niet schaamt, maar overtuigd zijt, dat dit niet *Uw* verdienste is, dat U voor het feit dat gij nu eenmaal zeer bijzondere gaven hebt, volstrekt geen buitengewone lof toekomt, en dat het niet meer dan doodgewoon is dat gij door harden arbeid en onvermoeide toewijding die gaven voor Uw medemenschen vrucht hebt doen dragen. Of dat nu werkelijk zoo doodgewoon en vanzelfsprekend is, daarover wil ik niet met U twisten, ik wil er alleen op wijzen dat het ook niet meer dan doodgewoon is dat wij daarvoor dankbaar zijn. En daarom zal ik mij door Uw bescheidenheid niet laten intimideeren, maar vrijuit zeggen wat ik op het hart heb.

„Nederland is op het gebied der wetenschap een der groote mogendheden”. „In Nederland is het aantal eminente mannen der wetenschap per vierkante kilometer grooter dan ergens anders ter wereld”. Deze en dergelijke uitingen hoort men herhaaldelijk in het buitenland, en ziet men gedrukt in buitenlandsche geschriften. En zeer dikwijls bemerkt men dat de buitenlander, wiens aardrijkskundige kennis soms eenigszins beperkt is, met Nederland, wel niet alléén, maar toch in de eerste plaats, Leiden bedoelt. Ik las het dezer dagen nog in een brief van een Engelsch geleerde: „Welk een

merkwaardig groot deel der nieuwe wetenschap komt er toch uit Leiden", stond daar. Onze positie tusschen de naties, ook op materieel en ook op politiek gebied, wordt door deze waardeering van onze wetenschappelijke praestatie ongetwijfeld zeer krachtig gesteund. Het geestelijk bezit van een volk maakt ten slotte zijn grootste, en zijn eenige blijvende, kracht uit. Wij hebben dus een plicht van groote dankbaarheid jegens onze groote mannen en van een gedeelte van dien plicht trachten wij ons heden te kwijten. Uw betreurde leerling, onze collega Kuenen heeft het gezegd: als iemand het Nederland der laatste vijftig jaren zou beschrijven, hij zou het noemen niet het land van Rembrandt, maar het land van Lorentz.

Maar ik sta hier niet om te spreken voor Nederland, ik sta hier voor de Leidsche, voor onze en Uwe Universiteit. Dat gij Uw geheele leven lang de Leidsche Universiteit zijt trouw gebleven, dat Uwe glorie onze glorie is, en niet maar toevallig, doch door Uw eigen wensch en voorkeur, dat is het waarvoor onze dank tot U uitgaat. Reeds dadelijk bij het begin van Uw professorale loopbaan is de keus ten gunste van Leiden uitgevallen, zoo al niet door Uw direct toedoen, dan toch met Uw volle instemming. Later riepen U Utrecht, Weenen, München, maar gij bleef hier; door de geheele wereld gaat Uw roem, Uw naam is internationaal, doch gij blijft U als tot de Leidsche Universiteit behoorende voelen, en zelfs thans, nu de wet U verjaagd heeft, zijt gij nochtans toch nog hier. Wat gij in die jaren voor de Universiteit geweest zijt is niet zoo eenvoudig te zeggen. Natuurlijk hebt gij op de gestelde tijden de gewone functies bekleed, secretaris en decaan van de faculteit, secretaris van den Senaat etc. Rector Magnificus waart gij in den cursus 1899—1900. En natuurlijk hebt gij al die functies op voortreffelijke wijze vervuld. Die verzekering is gemakkelijk te geven, en wordt ook aan iederen aftredenden functionaris gegeven; minder gemakkelijk is het onder woorden te brengen wat Uw wijsheid, Uw menschenkennis, Uw werkkraft, Uw belangstelling en toewijding voor de zaken van elken dag, voor de faculteit en de Universiteit hebben beteekend, voortdurend en altijd, of gij functies bekleedde of niet. Altijd als er een bijzonder moeilijke of een bijzonder delicate zaak te behandelen was, dan waart gij het die met tact de tegengestelde gezichtspunten tot elkaar wist te brengen, de beste oplossing wist te vinden. Voorbeelden zal ik niet noemen, ze liggen voor het grijpen. En zoo is

het ook buiten de Universiteit, in nationale en evenzeer in internationale zaken, in den Volkenbond, in de International Research Council en de Unies, overal waar moeilijke en teere questies zich voordoen, wordt Uw advies gevraagd, en Uw medewerking ingeroepen. En gij geeft Uw hulp en raad altijd met die onvergelykelijke eenvoud en natuurlijkheid, die doet vergeten welk een kostbare gaven gij om U heen strooit.

Onvermoeid waart gij altijd, Uw werkkracht is ongelooflijk. Uw merkwaardige gezondheid is U daarbij natuurlijk van veel nut geweest, lichamelijk zijt gij al evenzeer een wondermens als geestelijk. De faculteit der geneeskunde is niet dikwijls in de gelegenheid op haren nieuwen eeredoctor haar wetenschap toe te passen. Het verhaal hoe gij ééns in Uw leven ziek geweest zijt, en het zelf niet wist, of niet wildet weten, en doorgingt Uw colleges te geven, zelfs terwijl gij terwille van de gezondheid Uwer kinderen te Wijk aan Zee — het kan ook Egmond geweest zijn — vertoefdet, en dus 's morgens voor dag en dauw al op moest staan om naar Leiden te reizen, dat relaas van Uw eenige ernstige ziekte, zeker om zijn inhoud al merkwaardig genoeg, het heeft zich in mijn geheugen gegrift, minder nog om dien inhoud dan wel om de reden waarom gij het mij deedt. Het was op een koude winterdag, jaren geleden, dat wij samen langs het Rapenburg liepen, en gij deedt mij een lang verhaal om mij het spreken te beletten. Het is een klein trekje, maar in het groot deedt gij evenzoo. Even natuurlijk als gij het vindt op dien winterdag mij het spreken in de kille buitenlucht te besparen, even natuurlijk vindt gij het gedurende bijna een kwart eeuw een college te geven van vele uren in de week, benevens eenige dagen practicum en alle tentamens en examens daarmede annex op U te nemen, om een collega te ontlasten.

En boven en naast dat alles wat gij voor anderen en voor de gemeenschap deedt, staat dan nog Uw eigen wonderbare wetenschappelijk werk. Het is voor wie U niet kent onbegrijpelijk hoe één man dat alles kan gedaan hebben. En wie U wel kent, ja die leert het langzamerhand bijna even natuurlijk en gewoon vinden als gij zelf het vindt.

Mijnheer Lorentz — ik zal niet verder voortgaan. Dit oogenblik is een der schoonste van mijn leven. Dat Uw feest juist onder mijn rectoraat valt, dat het juist mij gegeven is U heden te mogen toespreken, en U, zij het nog zoo gebrekkig, te mogen zeggen

welke bewondering, welke vriendschap en welke dankbaarheid ik U toedraag, is een bestiering van het lot waarvoor ik mij uitermate gelukkig prijs. Vergeef mij deze enkele persoonlijke noot — ik weet dat niet ik alléén zoo tegenover U voel, dat ieder onzer, dat de geheele Senaat, de geheele Universiteit, zich oprecht verheugt een gelegenheid te hebben U te huldigen en te eeren, U te danken voor alles wat gij voor haar hebt gedaan en zijt geweest, en nog steeds doet en zijt.

Ik heb gezegd.

REDE VAN PROF. DR. H. KAMERLINGH ONNES.

Hooggeachte Lorentz, beste Vriend.

Weet ge nog hoe wij 54 jaren geleden als aankomende Studenten van Leiden en van Groningen, te Arnhem door Van Bemmelen met elkander in kennis gebracht, wandelden in de Geldersche bosschen en onze gesprekken liepen over het mooie van de Natuurkunde. En hoe gij verlangdet zelf later ook iets tot haar opbouw bij te dragen. Dat U dit gelukken zou, daarvan was men toen reeds zeker. Haga kan daarvan vertellen. Aan de H. B. S. had gij, toen de leeraar in de afleiding van de wet van Snellius uit het beginsel van Huygens bleef steken, dezen op weg geholpen. Uit een andere bron blijkt, dat twee leeraren toen zij met een moeilijk vraagstuk voor het eindexamen geen weg wisten, maar even waren gaan zien wat gij er van maakte, die inderdaad de juiste oplossing reeds rustig neerschreeft. Maar wat moet gij U heden overgelukkig gevoelen, wanneer gij naast hetgeen gij gehoopt had te kunnen bereiken, stelt, wat het U gelukt is tot stand te brengen. Dit is immers van zoo groote beteekenis, dat het ons zelfs tot een dieper inzicht in het wezen der natuur heeft gevoerd.

Gij houdt niet van wierook, maar wanneer gij ons vertelt, dat waar gij staat zich eigenlijk slechts een wolk van kleine electrisch geladen deeltjes bevindt, waarvan wij nu weten dat zij samen nog niet het milloenste van de ruimte beslaan, die gij inneemt, en dat door deze ijle wolk van U een etherwind met een snelheid van 30 K.M. per secunde blaast, en wanneer dat dan alles waar blijkt, zie dan moet gij U voor het ontdekken van zulke waarheden toch wel een beetje wierook getroosten.

Reeds bij Uw zilveren doctor jubileum had gij de voldoening, dat men zich in al de wetenschappelijke centra van beteekenis met denkbeelden van U bezig hield, die reeds het eigendom van het vorig geslacht geworden waren en U toen reeds tot een beroemd man gemaakt hadden, getuige het Livre Jubilaire U toen aangeboden en de spoedig daarop gevolgde bekroning met den Nobelprijs.

Thans zijn Uwe denkbeelden tot de grondslagen onzer wetenschap gaan behooren. Dit is zoozeer het geval, dat op elk oogenblik zeker wel ergens ter wereld college over Uwe theorie wordt gegeven of een colloquium over een Uwer verhandelingen wordt gehouden of een geleerde in een tijdschrift bladerende Uw naam ontmoet of over zijn schrijftafel gebogen een Lorentz-transformatie toepast. Misschien dat terzelfder tijd ergens een examinandus over de Lorentzkracht wordt ondervraagd en deze zich dan dankbaar herinnert hoe helder het betreffende in de mooie voordrachten, die gij in Amerika hebt gehouden, uiteen gezet wordt.

Hoe gelukkig zal het U heden verder stemmen, dat gij, naarmate Uw werk zijn invloed deed gevoelen, in steeds ruimeren kring een rijken schat aan vriendschap verworven hebt. Terwijl U de belangrijkste wetenschappelijke onderscheidingen, de een na de andere, ten deel vielen, kreeg men ook in het buitenland de gelegenheid U persoonlijk te leeren kennen en hebt gij er met Uwe welwillende hulpvaardigheid en eenvoudige hartelijkheid, evenals in Uw eigen land, aller harten gewonnen.

Uw vrienden van heinde en ver samen met die in Nederland hebben vertrouwd, dat zij U op den dag van Uw gouden doctoraat een vreugde zouden bereiden, wanneer zij U als 't ware in één beeld samengevat, de sympathie en vereering, die gij overal hebt verworven, voor oogen stelden.

Wij vleien ons, dat de lijst van leden van ons Internationaal Comité, welke, al behoefde voor elk land slechts een kleine, tot de U persoonlijk of door hun werk het allernaast staanden te beperken, groep van natuurkundigen en een enkele vertegenwoordiger van de industrie te worden opgenomen, als onderteekening van de Internationale Circulaire deze tot een historisch document heeft gemaakt, tot U zal spreken als de stem van de geheele natuurkundige wereld. Die van ons Nationaal Comité, met de vele kringen, die het vertegenwoordigt, als de stem van allen, die U dank brengen voor hetgeen gij ten bate van Nederland hebt gedaan.

Onze Comités, voor welke beide mij de eer te beurt valt het woord te voeren, komen U thans namens eens tweeduizendtal Nederlandsche en Buitenlandsche vrienden en vereerders geluk wenschen en huldigen.

Door Uw bezoek aan Pasadena en het winterverblijf met Uwe vrouw in het heerlijk klimaat van Californië uit te stellen hebt gij Uwe talrijke Nederlandsche vrienden en vereerders de gelegenheid gegeven U alle eindelijk dan eens van hun gevoelens te doen blijken. Bij vorige heugelijke gebeurtenissen viel dit voorrecht steeds slechts een beperkten kring te beurt.

Het was geheel in Uw geest, dat, toen bij Uw zilveren doctoraat U in Uw Livre Jubilaire, naar de woorden van Poincaré, die zelf medewerker was, „een gedenkteeken werd opgericht”, Haga en ik, die U reeds in den voormiddag als oude vrienden kwamen feliciteeren, U dit werk, zwaar van wetenschap, gezellig keuvelende overhandigden. Toen 's middags Bosscha U het ridderlint op de borst kwam spelden, geschiedde dit op een huiselijke receptie.

Zulk een eenvoud te betrachten zou nu onmogelijk zijn. Buitendien zou dan aan de beteekenis van dezen historischen dag geen recht wedervaren. Wij verheugen ons, dat gij de gastvrijheid van het huis van Uwe Alma Mater voor Uwe receptie hebt aanvaard.

De ontvangst door Rector en Senaat aan U en de Uwen bereid, het eeredoctoraat U verleend, de aanwezigheid hier van Z. K. H. den Prins der Nederlanden als uiting van de belangstelling van het Koninklijk Huis, van zijne Excellentie den tijdelijken Voorzitter van den Ministerraad, van zijne Excellentie den Minister van Onderwijs, Kunsten en Wetenschappen, van de buitenlandsche geleerden, die zich door het barre jaargetijde niet hebben laten afschrikken van hun spontane reis, van zoovelen op wier genegenheid gij prijs stelt, de woorden door den Rector tot U gericht, dat alles zal U het geheele beeld van Uw loopbaan met al het goede, dat zij U bracht, voor den geest brengen.

Gij hebt wel eens gesproken van de gelukkige omstandigheden, die tot Uw welslagen hebben medegewerkt, waar wij U in het bijzonder dankbaar voor zijn is, dat gij van deze steeds zoo ten volle partij getrokken hebt, om in vasten gang Uw gaven steeds verder te ontplooien. Dit maakt, dat Uwe loopbaan zich voor ons ontrolt als een schouwspel van buitengewone schoonheid, waarvan elk tafereel beantwoordt aan het ontstaan van nieuw wetenschappelijk leven.

Uw dissertatie roept al dadelijk de herinnering op aan de mooie golf van bezieling voor de exacte wetenschap, die met de stichting der H. B. S. verband hield, en waarvan de dissertatie van Van der Waals in '73 de eerste uiting was geworden. In Uw tweede studiejaar hadt ge reeds Maxwell gelezen en hoe Uw studie was, had Kaiser eens in een korzelige bui na een college gezegd. „Ze begrijpen er allen niets van, alleen die eene jongen met die zwarte oogen”.

Welk een gelukkig beeld van ongestoorde studie brengen U die drie jaren vóór en twee jaren na Uwe promotie voor den geest. Jaren van hard werken en idealistisch streven, die gij in de stille studeerkamer in het ouderlijk huis te Arnhem, waar gij enkel aan de Avondschool les had te geven, doorbracht, met de autodidactische studie van Helmholtz en Maxwell, en waar gij, Maxwell de hand reikende, in Uwe dissertatie het program hebt opgesteld van de systematische ontwikkeling der electromagnetische theorie van het licht, waarvan de uitvoering Uw levenswerk heeft beheerscht.

Hoe gelukkig hebt gij ook partij getrokken van de eerste jaren van Uw professoraat te Leiden, waar Rijke, die den Studenten reeds gezegd had, „dat zij nu een knappen professor in de mathematische physica kregen”, zelf, wanneer hij met hen op een moeilijkheid stuitte, zich met een: laten wij het hem maar vragen, want die zal het weten, tot U wendde,

Door de onderwerpen van Uw colleges, toen nog gering in aantal, te kiezen in nauw verband met Uwe eigen studie, deedt gij Uwe leerlingen medegenieten van hetgeen U aantrok, en medeleven met den onderzoeker. Elk jaar hebt gij Uwe eigen beschouwingen gegeven over iets, dat juist uit een of ander oogpunt belangrijk was geworden, terwijl gij het U tot wet had gemaakt om nooit iets voor te dragen, dat niet door U ten volle doordacht en in voortreffelijken vorm — gij hadt het U door de studie van Helmholtz eigen gemaakt — gebracht was. Van hoeveel belang is de toewijding van die dagen niet geweest om Uwe colleges en wetenschappelijke voordrachten te ontwikkelen tot die „festijnen der wetenschap”, waartoe gij ze door rustelooze volmaking gedurende een kleine halve eeuw hebt opgevoerd. Hoe hebt gij U deze jaren ten nutte gemaakt om over de verschillende punten der Natuurkunde het „net van kennis te slaan, waarvan gij telkens de mazen hebt vernauwd en waaraan gij het mooie, wat later Uw aandacht kwam trekken, hebt aangehecht”.

Hoeveel voldoening hebt gij ook gehad van de liefde waarmede gij U toen reeds op de kunst zijt gaan toelleggen anderen van dienst te zijn. Wanneer iemand een college had moeten verzuimen hem dit privatim bij te vertellen werd door U vanzelfsprekend gevonden. Maar herinnert gij U, hoe gij toen zulk een verzuim eens twee maanden bedroeg en de candidate haar schrift opensloeg om een dictaatje te maken gij er nog snel bij bedacht: O, dat hoeft niet, ik zal het wel opschrijven, terwijl ik praat.

Wanneer men over Uwe hulpvaardigheid begint, raakt niemand uitgepraat, of het nu de chemici betreft, voor wie gij herhaaldelijk theoretische colleges hebt ingericht, of de filosofen, aan wie gij in het begin van Uw professoraat op de Sterrewacht de colleges over Wiskunde hebt gegeven, waar de physici mooie wiskundige hulpmiddelen als de reeks van Fourier leerden kennen, en waaruit Uw Leerboek der Differentiaal- en Integraalrekening ontstond, of dat men de ingenieurs hoort, aan wie gij, ten behoeve van de vooruitberekening van den invloed der Zuiderzeewerken op de getijbewegingen en de stormvloed, den weg tot het behandelen van onoplosbaar geachte vraagstukken wijst ¹⁾, of wel dat het om heel andere voorbeelden uit Uw loopbaan te nemen — Schreinemakers geldt, die U een stuk ter beoordeeling voorlegt, of Korteweg, die U over de Huygens uitgave raadpleegt en dien gij soms met prachtige vondsten verblijdt.

Tijd om iemand iets uit te leggen weet gij altijd nog te vinden. Toen in Amerika alle vrije minuten van den dag, die de voordrachten overlieten, bezet waren met afspraken voor conferenties, zag men geleerden komen om zelfs nog op den weg van Uwe woning naar de collegezaal door U onderricht te worden.

Zoo hebt gij steeds, naar een woord van Van Bemmelen, ieder getoond: Uwe vriendelijkheid van hart en nederigheid van gemoed, die U gul en gaarne doet geven van het goud van Uw verstand.

Uwe warme belangstelling in het lief en leed van wie met U in betrekking kwamen, kan hen doen beseffen, wat gij zijt voor diegenen, wien gij Uw hart in vriendschap ontsluit.

In de eerste plaats was het ook Uwe hulpvaardigheid aan den vriend, welke er U toe bracht al spoedig een nieuwe zeer zware

¹⁾ De verandering in de getijbeweging tengevolge van de verbinding van Wieringen met Noord-Holland, die veel belangrijker is, dan algemeen gedacht werd, bleek met de langs dezen weg voorspelde overeen te stemmen, wat niet algemeen geloofd werd voor men zich er met eigen oogen van kon overtuigen.

onderwijstaak aan de U opgedragene toe te voegen. Het was kort nadat ik Uw naaste collega had mogen worden.

Mijn laboratoriumplannen hadden Uw volle sympathie gevonden, en al was het aantal candidaten om wier verdere leiding wij zouden hebben te wedijveren, gij als theoreticus en ik als experimentator, zoo gering, dat wij om in de goede stemming te blijven, één, die twee namen had voor twee telden, onze idealen werden daardoor niet in hun vlucht belemmerd. Naast de behartiging van de belangen der toekomstige experimentatoren ook nog het algemeene onderwijs te verzorgen, bleek voor mij echter te zwaar. Toen hebt gij mijne gezondheid gered door onmiddellijk het groote college van mij over te nemen en zijt gij daarmede ook na mijn herstel op den voet van een nieuwe arbeidsverdeeling voortgegaan. Gij zoudt daardoor, zoo voerdet gij aan, dan de gelegenheid hebben om met de verschijnselen in aanraking te blijven en ik om mij aan het Laboratorium te kunnen wijden. Zonder eenige verdere regeling dan ons vertrouwen op onze vriendschap en op onze liefde voor de wetenschap staken wij in zee. Gij kunt nauwelijks weten hoe gelukkig ik mij gevoel U ook in dit gedenkwaardig uur dank te zeggen voor het voorrecht, dat gij altijd mij Uwe vriendschap, die zich ook tot onze gezinnen ging uitstrekken, en Uwe samenwerking zijt blijven schenken en dat al de jaren sinds dien tijd het een glorie en geluk voor het Laboratorium geweest is, dat gij daar het tehuis van Uw professoraat hebt willen vinden.

Het werken met uiterst gebrekkige hulpmiddelen, de bezwaren van het steeds nijpender ruimtegebrek, gij hebt ze U getroost, door U in de moeilijkheden van het laboratorium te verplaatsen, en Uwe sympathie voor wat daar beoogd werd in de weegschaal te werpen tegenover de lasten, die de verwezenlijking er van voor U medebracht.

Met volle liefde hebt gij het groote college gegeven en Uwe bezieling in het ontvankelijk gemoed van eerstbeginnende studenten overgestort. Gij voegdet er al dadelijk het persoonlijk geven van het practicum voor de medici aan toe. Later bracht het U ook nog tot het schrijven van Uw Leerboek over de Beginselen der Natuurkunde. Een vriend, die zich bezorgd maakte, dat gij, dit voegende bij al Uw andere werk, U zoudt overwerken, kondt gij geruststellen met: O, daar is geen gevaar voor, dan val ik in slaap.

Welk een heerlijk evenwicht van lichamelijk kunnen en geestelijke gaven, te treffender omdat het gepaard gaat met een niet

minder gelukkig evenwicht van hoog intellect en klaarheid van gemoed. Hoe dikwijls heeft dit U ook in staat gesteld in moeilijke gevallen verzoenende oplossingen te vinden. Geen wonder dat Uw invloed zich van Leiden uit over ons geheele land ging uitstrekken. De wetenschappelijke belangen buiten die van Uw eigen onderzoek en onderwijs, in welker dienst gij U gingt stellen, namen reeds in het begin der tachtiger jaren een zoo grooten omvang aan, dat men wat Uw gezamenlijk werk betreft, in tegenstelling met de voorafgaande Leidsche periode, daarna van een Vaderlandsche periode mag spreken.

Al de U toevertrouwde belangen hebt gij weten te verzorgen, terwijl gij vervuld waart met het bij uitnemendheid moeilijke vraagstuk betreffende de wijziging der electromagnetische en optische verschijnselen door de beweging der lichamen. Gij had U de kunst eigen gemaakt in den vrijen tijd, dien Uw omvangrijke arbeid voor anderen U liet, terstond weer gereed te staan, om verder te gaan met de behandeling van fundamenteele vragen en hoofdbrekende kwesties, waaraan elders natuurkundigen van de eerste grootte zonder succes hun krachten beproefden en die door U werden opgelost. Het is of gij uw onderzoekingen doet zooals een vogel zijn lied zingt.

De invloed door U te Leiden uitgeoefend breidde zich intusschen voortdurend uit. Allergelukkigst werkte hij op de natuurkundigen, die het laboratorium tot zich trok, en langeren tijd, dikwijls ook als assistenten bij U, vasthield. Uw opgetogenheid, wanneer er ergens weer een nieuw „effect” gevonden was, Uwe verrukking over het mooie van een experiment, of het nu hooge nauwkeurigheid beoogde, of pioniersarbeid was, Uw ingenomenheid met het aardige in een nieuw onderwerpje, wanneer een laborant dit op ons seminarium — laatst vertelde mij een er nog van — ging demonstreeren, het was alles even opwekkend en aanmoedigend. Door Uwe theoretische colleges geboeid bleven de experimentatoren na hun doctoraal en verder zoo lang zij konden tot Uwe trouwe toehoorders behooren en droegen hunnerzijds weder bij tot het verhoogen van de eischen, die gij aan Uw onderwijs steltet.

In geregelde voeling met het theoretisch onderwijs ontwikkelde zich intusschen anderzijds het experimenteele streven, dat aanstonds gericht was geworden op het verkrijgen van nieuw materiaal tot uitbreiding van het gebied, waarop onze vaderlandsche theorieën zich bewogen. Terwijl het werk in de richting der latere specialisatie

van het Laboratorium geregeld vorderingen maakte, groeiden in het bijzonder ook de vruchten aan, welke de andere reeks van onderzoekingen, die er ondernomen was en die ter Uwer eere de Lorentz-serie genoemd werd, afwierp. Zij werd schitterend bekroond door de gelukkige ontdekking van Zeeman, waarna de samenwerking van Uwe theorie met dit experiment het Laboratorium een der schoonste episoden uit de nieuwe Natuurkunde deed doorleven.

Uw onderzoek over de voortplanting van het licht in de bewegende middenstoffen en Uwe verklaring van het Zeeman-effect staan als monumenten naast Uw loopbaan van toewijding aan vaderlandsche belangen der wetenschap, monumenten, die in schoonheid alleen nog overtroffen worden door Uwe verhandeling van 1904 met hare contractie der electronen en hare voltooiing van Uwe wonderschoone electronentheorie.

Door de uitbreiding, die hetgeen gij voor de belangen der theoretische physica deed, intusschen gekregen had, was de toestand, dat gij nog altijd met het groote college belast bleef, reeds lang onhoudbaar geworden.

Gij hebt toen ge, in 1906 naar München geroepen, den eisch kondt stellen, van dit werk ontheven te worden, weder een buitengewone dienst aan Leiden bewezen, door te verlangen dat het door een Hoogleeraar zou worden overgenomen, waardoor Kuenen als tweede experimentator naar Leiden kon komen, wiens, helaas te vroeg afgesneden, werkzaamheid voor de ontwikkeling van het Laboratorium verder van de grootste beteekenis is geworden.

Had in dit laatste deel van wat ik noemde Uwe Vaderlandsche periode het buitenland reeds meer en meer mogen genieten van Uwe gaven, de periode, waarin Uwe behartiging van internationale belangen der wetenschap een grooten omvang kregen, wat al weder geschiedde zonder dat Leiden of Nederland er bij verloren, werd ingeleid door Uw Voorzitterschap van de Conseils Solvay en sterker geaccentueerd toen directeuren van Teyler's Genootschap, met een inzicht, waarvoor de geschiedenis hun dank zal weten, U naar Haarlem riepen in dier voege, dat gij aan Leiden verbonden kondt blijven. Door de benoeming van Ehrenfest als opvolger naast U, hebt gij voor Uwe nieuwe bemoeiingen, waarbij laatstelijk nog de Commissie voor het Institut International de Coopération Intellectuelle is gekomen, meer vrije energie beschikbaar gekregen. En weder heeft de behartiging van de nieuwe

U toevertrouwde belangen U niet verhinderd om met vasten gang den weg van Uw onderzoek te vervolgen en belangrijke beschouwingen te geven in verband met Einstein's relativiteitstheorie en met de nieuwe grootheid, die zich als quantum in de natuurverschijnselen openbaart.

Aan de besprekingen van deze en aanverwante onderwerpen zijn reeds eenige van de Conseils Solvay onder Uw voorzitterschap gewijd. En gaarne zult gij U herinneren hoeveel gij door die samenkomsten te organiseeren, hebt bijgedragen tot het levensgeluk van onzen betreurden vriend Ernest Solvay.

Voor de vrienden en landgenooten van U, die aan deze Conseils mochten deelnemen, was het een bron van gerechtvaardigden trots en vreugde U, van den vroegen ochtend tot den laten avond bezig met allerlei regelingen, bij het leiden der zich over den ganschen werkdag uitstreckende vergaderingen, en het in drie talen tegelijk denken om de meeningen van ieder op te vangen en deze dan aan de anderen, soms zelfs in helderder vorm weer te geven, bij het treffen van den juisten toon en bij het wekken van den gewenschten geest van vertrouwelijkheid, en eindelijk nog bij recepties en banketten het woord voerende, Uwe gaven er ten volle te zien ontplooien.

Innig wenschen wij U geluk, dat gij op Uw leeftijd, U nog in het bezit van Uwe volle gezondheid, werkkraft en jeugdige bezieling moogt verheugen, en brengen wij hulde aan Uwe vrouw, die steeds Uw steun is geweest en U op al Uwe reizen vergezelt.

Toen met Uw 70e jaar volgens de wet aan Uw ambtelijk werk een einde kwam, heeft de kring van Uwe intieme wetenschappelijke vrienden gemeend, U geen beter hulde te kunnen brengen, dan tot U het verzoek te richten, als het ware in een professoraat van hooger orde, bevrijd van alle banden, voort te gaan met de uiteenzetting van Uwe beschouwingen over de vraagstukken der physica. Hoe gelukkig gij ons met de inwilliging van dat verzoek voorhands al hebt gemaakt, blijkt wel daaruit, dat ge reeds naar een grootere collegekamer hebt moeten verhuizen.

Thans komen onze Comité's, vervuld van dankbaarheid aan U, een tweeledig verzoek tot U richten, dat hun stof tot nieuwen dank zal geven.

In de eerste plaats verzoeken zij U Uwe verhouding tot het Leidsche Universiteitsfonds en de Leidsche Universiteit in denzelfden geest als zij werd ingezet voor het leven te bestendigen en op deze wijze de eerste te worden, die een internationaal

professoraat van deze soort, alleen voor de allereersten weggelegd, zult bekleeden.

In de tweede plaats verzoeken zij U wel de bestemming, die U het beste zal schijnen, te willen geven aan het Lorentzfonds ter bevordering van de belangen der theoretische physica, dat door hen is bijeengebracht, teneinde U tot hulp te zijn waar gij met de zonneschijn van Uw sympathie wetenschappelijk leven wilt koesteren.

Waar het onze wensch was, dat ons land broederlijk met het buitenland zou samenwerken om dit tweeledig verzoek tot U te kunnen richten, zal het toch een ieder goed doen, onze hoop vervuld te zien, dat ons land het leeuwenandeel in het gemeenschappelijk werk, waardoor *ruim een ton gouds* is bijeengebracht, zou behouden. Nederland weet ook in ruimere kringen, te waardeeren, dat ge te midden van ons leeft en werkt, en dat het *onze* Lorentz is, die een plaats inneemt in de rij van de meest uitnemenden van alle volken en tijden.

Van de warme aanhankelijkheid van den kring, die U het naast staat, getuigde de ontroering, die allen vervulde, toen gij met enkele eenvoudige woorden het laatste college, door U als 70-jarige gegeven, besloot en rondgingt om ieder de hand te drukken.

Moogt gij nog lang voor ons blijven wat gij voor ons zijt.

REDE VAN PROF. DR. F. A. F. C. WENT,

VOORZITTER DER KONINKLIJKE AKADEMIE VAN WETENSCHAPPEN.

Waarde Lorentz.

De Koninklijke Akademie van Wetenschappen stelt het op hoogen prijs, dat haar de gelegenheid gegeven wordt, U hier haar gelukwensen te komen aanbieden. De Akademie beseft zeer goed, welke groote beteekenis het voor haar heeft, dat Gij sedert 44 jaar deel van haar uitmaakt. Zij voelt een klein weinig Uw triomfen als de hare en zij mag het als hoogste wetenschappelijk lichaam van Nederland wel uitspreken, dat het een zeer groot voorrecht is voor de Nederlandsche wetenschap, dat zij reeds gedurende 50 jaren roem mag dragen op het bezit van een der grootsten onder de thans levende geleerden. Ik mag dit zeggen, nu ik uit naam van de Akademie spreek, ook al ben ik zelf als niet-physicus niet in staat, Uw ideeën te doorgronden en U te volgen bij Uw

mathematische deducties. D.w.z. het is mij gegaan, zooals zoo velen van mijn medeleden der Akademie: ik hoorde menigmaal een voordracht van U en Uw glashelder betoog gaf mij dan den indruk, dat ik U begreep; maar dat was toch grootendeels waan, daar ik, evenmin als andere niet-physici, in staat was, later den gang van Uw betoog weer te geven.

Maar de Koninklijke Akademie heeft veel grooter reden, zich met U één te voelen, daar Gij immers van 1910—1921 voorzitter van haar Natuurkundige Afdeling zijt geweest en dientengevolge om het andere jaar Algemeene Voorzitter. Niemand zou het U hebben mogen kwalijk nemen, wanneer Gij, wiens geest zich met zulke problemen van de hoogste orde bezig houdt, U had verontschuldigd en het voorzitterschap aan anderen overgelaten. Maar Gij hebt U niet alleen niet aan deze taak willen onttrekken, maar Ge hebt met groot talent de Akademie door tal van moeilijkheden heengeholpen. De jaren van Uw voorzitterschap zeggen het eigenlijk wel reeds voldoende; daarin viel toch immers de wereldoorlog en die bracht ook voor de Akademie tal van nieuwe problemen met zich. Mag ik er op wijzen, dat het o.a. aan Uw initiatief, aan Uw buitengewone leiding en aan Uw doorzettingsvermogen te danken is geweest, dat de Wetenschappelijke Commissie van Advies en onderzoek ten behoeve van Volkswelvaart en Weerbaarheid is tot stand gekomen? Dat die Commissie reeds enkele jaren na haar ontstaan niet veel meer kon uitrichten, was niet Uwe schuld, maar een gevolg ten deele van het eindigen van den oorlog, ten deele van het feit, dat medewerking van de Departementen van Algemeen Bestuur niet altijd te verkrijgen was.

Nog belangrijker is de rol, die de Akademie onder Uwe leiding heeft gespeeld, waar het gold, de wetenschappelijke mannen uit de vijandelijke landen weer bijeen te brengen. Ook daar hebt Ge U door geen teleurstelling laten ontmoedigen en de Akademie heeft te dezen opzichte, ook nadat Gij het voorzitterschap hebt neergelegd, nooit te vergeefs een beroep op Uw steun en medewerking gedaan. Ik heb nog in den laatsten zomer gezien, hoe Ge U voor deze zaak des vredes geweldige moeite gegeven hebt bij de vergadering van den Conseil international de Recherches te Brussel. De hooge plaats, die men U ook in het buitenland onder de wetenschappelijke mannen geeft, heeft er zeker niet weinig toe meegewerkt, dat velen — helaas niet allen — toen aan Uwe woorden zoo groote aandacht schonken.

Intusschen de Akademie heeft mij niet alleen hierheen gestuurd, om U dit alles te zeggen, maar ook om U te melden, dat zij in overleg met de internationale huldigingscommissie in hare vergadering van 31 October l.l. eenstemmig besloten heeft, bij gelegenheid van Uw gouden feest een gouden Lorentz-medaille in te stellen. Op de wijze van de Leeuwenhoekmedaille zou deze telkens na een bepaald aantal jaren uitgereikt kunnen worden aan dengeen, die zich het verdienstelijkst heeft gemaakt op physisch gebied. De Afdeeling hoopt, dat zij U bereid zal vinden, om de nadere regeling hiervan met haar samen te ontwerpen. Wanneer dan over 250 jaren de Nederlandsche Akademie van Wetenschappen de Lorentz-medaille uitreikt aan den een of anderen grooten physicus van de toekomst, zal zij evenals dit thans voor de Leeuwenhoekmedaille geschiedt, herinneren aan de onsterfelijke verdiensten van den man, wiens naam aan die medaille verbonden is. Maar in één opzicht zal zij dan toch in het voordeel zijn tegenover ons, wanneer wij de Leeuwenhoekmedaille uitreiken. Zij zal kunnen weten, dat de medaille inderdaad de beeltenis van Lorentz weergeeft, zooals deze er op 70-jarigen leeftijd uitzag. Want niet waar, de Akademie mag er zeker wel op rekenen, dat Gij geen bezwaar zult maken te poseeren voor den kunstenaar Toon Dupuis, dien wij bereid bevonden hebben, het modelé van de medaille te maken?

Hoewel Gij thans behoort tot de rustende leden van onze Akademie, hebben wij van dit rusten nog niet veel gemerkt. Nog steeds is Uw geest even frisch als voorheen en nog steeds mogen wij telkens en telkens een beroep op Uw medewerking doen. Laat mij de hoop uitspreken, dat wij U nog lang onder de werkende rustende leden onzer Akademie mogen rekenen en dat ook de Nederlandsche wetenschap nog veel van Uwen, ondanks Uw jaren steeds jongen frisschen geest moge verwachten!

REDE VAN MINISTER COLIJN. *

Indien ik goed geluisterd heb naar de toespraak, welke zooeven door den rector magnificus is gehouden, dan was daarin, naar het mij voorkomt, een gewilde lacune. Hij zeide toch dat hij op dezen dag prof. Lorentz wilde gelukwenschen en huldigen namens de Leidsche Universiteit. Die gewilde lacune geeft mij de gelegenheid

* Naar het verslag in de Nieuwe Rotterdamsche Courant.

het gesprokene aan te vullen en op dit oogenblik een woord tot prof. Lorentz te spreken uit naam van het geheele Nederlandsche volk.

Een feest te vieren zooals door U op dezen dag gevierd wordt, is slechts aan zeer weinigen gegeven. Reeds op zichzelf is de herdenking van een 50-jarig doctoraat een groote zeldzaamheid. Wie dit ten deel valt, moet echter aan twee voorwaarden voldoen. Hij moet op zeer jeugdigen leeftijd gepromoveerd zijn en desondanks de 70 jaren, welke door den psalmdichter zijn bezongen, hebben overschreden.

Doch als dan zulk een gouden feest gevierd wordt onder omstandigheden als hier het geval is, dat we hier voor ons zien een man met ongebroken geest en kracht, dan is er een dubbele reden om verheugd te zijn, en dan kan ik mij voorstellen, dat toen prof. Lorentz de Hooger Onderwijswet doorbladerende moet hebben gelezen, dat hij op zijn 70ste jaar afscheid moest nemen, een lichte glimlach om zijn lippen heeft gezweefd.

Niet echter in het algemeen is deze bepaling in de H. O.-wet een onwijze regel, doch voor U gold eigenlijk die regel niet en daarom verheugt het mij dat men er in is geslaagd een weg te vinden om U ook na Uw 70ste jaar aan de Leidsche Universiteit verbonden te houden.

Een derde reden tot verheugen is hierin gelegen, dat dit 50-jarig doctoraat bijna overeenkomt met het 50-jarig professoraat van prof. Lorentz, en weinigen is het gegeven, ook aan andere universiteiten, reeds op 24-jarigen leeftijd een professoraat te hebben bekleed.

Nu spreekt het vanzelf dat een feit als dit voldoende is om belangstelling te wekken in wijderen kring dan die van Uw ambtgenooten alleen, doch dat ook aan het Nederlandsche volk een dag als deze niet onopgemerkt voorbijgaat. Temeer omdat gij niet alleen geëerd wordt binnen de grenzen van ons eigen land, doch ook ver daarbuiten. Als ik wel geteld heb hebben geleerden uit niet minder dan 20 landen zich opgemaakt niet alleen om U geluk te wenschen, doch ook om U te huldigen, zooals wij zooeven uit den mond van prof. Kamerlingh Onnes hebben gehoord. Uit deze internationale waardeering valt ook voor ons volk iets te leeren, namelijk dat wij in U hebben een nationaal waardevol bezit en daarom is het dat ik het Nederlandsche volk gelukwensch met het bezit van U.

Er is door den rector gezegd dat het aantal eminente geleerden per vierkante kilometer in ons kleine landje grooter is dan in welk ander land ter wereld ook. In kilometers beteekent ons land zoo weinig. Doch dit is misschien waar als we naar buiten kijken; maar waar is aan den anderen kant dat bij de wetenschap er geen grenzen zijn en er niet gemeten wordt naar kilometers.

Prof. De Sitter heeft U geschilderd als een schitterend licht en het is daarom, dat het Nederlandsche volk aan Uw feest deelneemt.

Zijn rede vervolgende zeide de minister, dat er geen universiteit is welke in de 350 jaren van haar bestaan zooveel groote mannen heeft voortgebracht als juist de Leidsche.

Dat gij in de laatste 50 jaren zooveel hebt bijgedragen tot roem dezer universiteit, daardoor, ik versta het aldus, komt het dat U uit haar kring hulde wordt gebracht. Doch gij hebt meer gedaan, gij hebt dezen roem ook helpen verbreiden over alle volken der aarde. En daarom, aldus spreker, ben ik zoo blij dat ik op dezen dag een kort woord tot U zeggen mag. Ik laat het echter bij dit korte woord niet, maar ik deel U daarbij, en dat verheugt mij bovenmate, mede, dat het H. M. de Koningin heeft behaagd U te begiftigen met een hooge onderscheiding: Het Grootkruis in de Orde van Oranje Nassau.

Terwijl ik U met deze onderscheiding gelukwensch, voeg ik, aldus besloot de minister, hierbij de bede, dat God Almachtig, die U de schitterende gaven van hoofd en hart heeft geschonken waarop wij zoo trotsch zijn, ons schenke dat wij ons nog lange jaren zullen mogen verheugen in Uw bezit, met ongebroken geestelijke en lichamelijke kracht.

TOESPRAAK VAN MADAME CURIE.

Cher Monsieur Lorentz et cher Président.

L'Institut international de physique Solvay vous a envoyé une adresse, rédigée par votre ami Héger que nous avons eu la douleur de perdre tout récemment. Permettez-moi de vous exprimer l'admiration affectueuse de ceux qui ont eu le privilège de collaborer avec vous à l'oeuvre créée par Ernest Solvay.

En s'adressant à vous pour réaliser ses généreuses pensées, combien le fondateur a été bien inspiré. Il est permis de juger

utile et féconde cette conception que, d'accord avec lui, vous avez élaborée, de réunir de temps en temps un groupe restreint de physiciens pour discuter en Conseil, après étude préalable, quelque problème de physique bien défini. Car si la physique moderne s'est merveilleusement enrichie de faits nouveaux et de théories nouvelles, ces richesses n'ont pu encore être coordonnées et classées et ne pourront l'être sans doute qu'au prix d'un effort prolongé que facilitent et stimulent l'échange de vues et la discussion.

Nous savons quel soin extrême vous avez apporté à la préparation de ces réunions, au choix des sujets et des rapports préliminaires, et nous avons tous été unanimes dans notre appréciation la plus haute de la manière dont vous avez guidé et dirigé nos travaux. Je ne saurais dire ce qu'il convient d'admirer davantage. Est-ce la courtoisie attentive et bienveillante avec laquelle vous avez veillé à ce que toute opinion puisse s'exprimer sans que le programme général soit troublé ou compromis? Est-ce cette compétence universellement reconnue et la clarté lumineuse de votre esprit qui vous permettent de dominer la discussion, de la suivre en détail en plusieurs langages, utilisant vous même avec une aisance égale ces langages pour répondre? Est-ce cet intérêt si vivant et cette compréhension incomparable qui font que votre pensée semble jouer avec les difficultés, — est-ce la flamme d'enthousiasme qui est en vous et qui fait de vous le plus jeune des physiciens?

Les dons que vous possédez en propre, votre exquise bonté les rend communicatifs, et ce rayonnement extérieur établit entre vous et vos collaborateurs une atmosphère de sympathie intellectuelle et humaine particulièrement apte à donner au travail sa pleine efficacité. Si donc les travaux et discussions des Conseils de physique ont rendu des services à la science — si non en résolvant certains problèmes difficiles, du moins en les précisant et faisant mieux comprendre leur nature, — il est juste que l'hommage s'adresse à vous, car de cette oeuvre vous avez été le véritable animateur.

Je désire maintenant dire quelques paroles au nom de la Commission Internationale de Coopération intellectuelle, dont j'ai l'honneur de faire partie. La Commission n'a pu envoyer d'adresse à cette solennité, car son président, Mr. Bergson a été malade et a dû, à notre grand regret, résigner ses fonctions récemment. Je ne puis guère parler ici en détail des buts de la Commission, je me bornerai à dire qu'elle espère mériter son nom et par là servir

un idéal de civilisation pacifique. Je suis certaine d'être l'interprète de Monsieur Bergson et de tous les membres de la Commission dont Mr. le Professeur Einstein ici présent, en adressant à Mr. le Professeur Lorentz les meilleurs remerciements pour le précieux concours qu'il nous a apporté depuis que nous avons le privilège de l'avoir comme Collègue.

TOESPRAAK VAN PROFESSOR A. EINSTEIN.

Eine grosse Zahl gelehrter Gesellschaften des Auslandes hat Ihnen, hochverehrter Kollege, bei diesem erhebenden Anlass, der uns heute zusammengeführt hat in kunstvollen Adressen ihre Glückwünsche dargebracht. Nicht allein in deren Namen nehme ich hier das Wort sondern auch im Namen unzähliger Forscher des Auslandes, die heute in Verehrung und Sympathie Ihrer gedenken.

Ihr Einfluss auf die Entwicklung der Physik ist ein derart entscheidender gewesen, dass niemand sagen kann, wann die Wissenschaft den Einfluss der Materie und ihrer Bewegungen auf die elektromagnetischen und optischen Vorgänge ohne Ihre Forschungen richtig erkannt hätte. Indem Sie Maxwells Lebenswerk in konsequenter Weise fortsetzten, haben Sie nicht nur die Beziehung der Materie zum elektromagnetischen Felde aufgeklärt, sondern damit der Relativitätstheorie und der elektrischen Theorie der Materie die Basis geliefert. Ihr Werk ist von so wunderbarer Geschlossenheit, dass man seine axiomatische Basis in einen einzigen Satz zusammenfassen kann: Die Maxwellschen Gleichungen des leeren Raumes gelten überall, und die Materie wirkt elektromagnetisch einzig dadurch, dass ihre kleinsten Teilchen Träger elektrischer Ladungen sind. Auf diese Voraussetzung sich stützend haben Sie eine fast unübersehbare Fülle von Folgerungen abgeleitet, die durch die Erfahrung bestätigt wurden.

Seit etwa 20 Jahren wissen wir, dass Ihr wunderbares elektrodynamisches System zur Darstellung der sogenannten Quantenphänomene einer Weiterführung bedarf. Auch bei diesen tastenden Versuchen unserer Zeit, der Natur der Elementarvorgänge näher zu kommen dient die Maxwell-Lorentzsche Theorie als wichtigstes Hilfsmittel. Sie selbst haben bei dieser neueren Entwicklung durch den klaren und allgemeinen Nachweis des Versagens der sogenannten klassischen Theorie, sowie durch Ableitung wichtiger Einzelresultate entscheidend mitgewirkt; Sie gaben sich stets den

Einzelproblemen mit ebensoviel Interesse hin wie den prinzipiellen Fragen. Es gibt kaum ein Spezialgebiet der physikalischen Wissenschaft, das Sie nicht durch gelegentliche Untersuchungen gefördert haben.

Wer Arbeiten von Ihnen gelesen, wer, wie ich, das Glück gehabt hat Vorlesungen von Ihnen zu hören und Versammlungen beizuwohnen, die Sie leiteten, der kennt den besonderen Zauber der von Ihrer Persönlichkeit ausgeht. Durch feinen Sinn für Dinge und Personen, erquickenden Humor und schlichte Hingabe führen Sie die Menschen unmerklich auf den guten Weg. Sie litten wie wenige unter des Unglück Europas und Sie haben sich mit aller Kraft bemüht, wieder einträchtige Zusammenarbeit herbeizuführen. Darum lieben und verehren wir in Ihnen auch den Menschen und nicht nur den Forscher.

Wenigen ist es gegeben, Kunstwerke zu schaffen, noch viel weniger vermögen ihr eigenes Leben zu einem Kunstwerk zu gestalten. Ihnen ist es gegeben und wir preisen Sie darum glücklich. Möge das Schicksal Sie und Ihr Werk segnen, wie bis heute!

ANTWOORD VAN PROFESSOR LORENTZ

Koninklijke Hoogheid, Excellenties, Mijne Heeren Curatoren der Universiteit, Rector en Leden van den Akademischen Senaat, Bestuurders van het Leidsche Universiteitsfonds, Dames en Heeren.

Na al de hartelijke woorden die van middag, eerst in de senaatskamer en nu hier, tot mij zijn gericht, zult gij mij wel vergunnen U te zeggen, al kan ik niet alles uitspreken wat ik op het hart heb, hoe diep de mij bereide verrassingen mij hebben getroffen.

In de eerste plaats betuig ik thans U, Koninklijke Hoogheid, mijn oprechten dank voor de groote eer die gij mij bewijst door hier tegenwoordig te zijn. Dat is mij een nieuw blijk, na vele andere, van Uwe warme belangstelling in het wetenschappelijk leven in ons land, ik mag wel zeggen ook in hetgeen mij persoonlijk betreft. De uiting van mijn diepgevoelde dankbaarheid jegens Hare Majesteit de Koningin voor de mij verleende hooge onderscheiding mag ik zeker wel tot Uwe Koninklijke Hoogheid richten.

Dat Uwe Excellentie, Mijnheer de Voorzitter van den Minister-raad, mij van dat eerbewijs mededeeling hebt willen doen en woorden van gelukwensch en goedkeuring tot mij hebt willen richten, verhoogt eveneens voor mij in zeer bijzondere mate de beteekenis dezer plechtigheid. Ik ben er U zeer erkentelijk voor.

Voorts, laat ik dit dadelijk zeggen, gevoel ik het als een groote eer dat de Akademie van Wetenschappen mijn naam heeft verbonden aan de medaille waarvan Prof. Went heeft gesproken. Het stemt mij tot groote vreugde dat de banden die mij met de Akademie verbinden en die voor mij van veel waarde zijn geweest, op deze wijze zullen worden bestendigd. Dat de Akademie door toekenning der medaille tal van goede physici in hun werk zal kunnen aanmoedigen, is een wensch, op de vervulling waarvan ik zeker mag vertrouwen.

Waarlijk, men heeft het alles zoo geschikt dat er geen sprake van mocht zijn, dat ik mij heden, zooals ik mij een jaar geleden nog voorstelde, ver van hier zou bevinden en ik heb nu het gevoel dat ik vandaag nergens beter kon zijn dan in ons oude en geliefde Akademiegebouw. Terwijl ik nu U allen, Dames en Heeren, hartelijk dankzeg voor Uwe vriendelijke belangstelling, gevoel ik bovenal diepe erkentelijkheid jegens de Alma Mater, die toont dat zij hare kinderen niet vergeet, maar hun een warm hart blijft toedragen. Dat blijkt uit de door mij hoog gewaardeerde aanwezigheid van U, Mijne Heeren Curatoren, en het kwam heel duidelijk aan het licht in de wijze waarop gij, Mijnheer de Rector, mij hebt togesproken. Terwijl ik naar U luisterde, dacht ik weer aan den langen gelukkigen tijd, in eendrachtige samenwerking met de faculteit en met ambgenooten daarbuiten hier doorgebracht. Blijvende gevoelens van eerbied, van genegenheid en goede kameraadschap zijn in die jaren bij mij opgewekt. Dat thans de Universiteit mij, zoo mogelijk, door het verleen van een eeredoctoraat nog nauwer aan zich heeft willen verbinden, dat is voor mij een onderscheiding die ik tot de hoogste reken, die ik ooit heb mogen ontvangen.

Wel was het een eigenaardige gewaarwording, daar straks in de Senaatskamer precies dezelfde plaats in te nemen als vijftig jaar geleden, met dit onderscheid alleen dat ik nu een armstoel kreeg. Gelukkig dat ik bij deze tweede promotie geen stellingen had te verdedigen en geen proefschrift had behoeven te schrijven, wat trouwens, daar het nu de geneeskunde betrof, al heel moeilijk zou zijn geweest. Had ik het gedaan, dan had ik mijne dissertatie

kunnen opdragen aan mijne vrouw, die bijna deze geheele halve eeuw zich met mij verheugd heeft als het werk goed ging en mij heeft bemoedigd als het eens minder wou vlotten. Dan had ik ook in de voorrede mijn dank kunnen betuigen aan mijn promotor, wat ik nu echter mondeling mag doen. Het was inderdaad een voorrecht, een zoo welwillend beoordeelaar als prof. van der Hoeve als promotor te hebben, en den lof aanhoorende, dien hij mij, wel wat kwistig gaf, kwam ik zeer onder den indruk van de vriendelijke gezindheid die uit zijn woorden sprak. Ik begrijp ook wel dat, van alle leden der medische faculteit, juist hij het is geweest, die deze taak op zich heeft genomen en dat Einthoven dat zou gedaan hebben als hij niet te Stockholm had moeten zijn. Tusschen hen beiden en mij bestaat deze band dat, al ben ik, ook nu nog, geen medicus, zij wel goede physici zijn.

Prof. van der Hoeve heeft in zijn toespraak gewaagd van het college dat ik vroeger voor de studenten in de geneeskunde heb gegeven. Dat behoort tot mijn beste herinneringen. Terwijl ik hun een vrij elementair onderwijs gaf, is veel mij zelf duidelijker geworden en ik heb door dit deel van mijn werkzaamheid de gunst gewonnen van tal van medici, nu door het heele land verspreid. Ik bemerk dat telkens als ik een van hen ontmoet, al voel ik het dan als een lichte ontgoocheling dat zij veelal aanstonds zeggen, tentamen bij mij gedaan te hebben, alsof dat nu het allervoor naamste en het aangenaamste was geweest.

Ik weet natuurlijk niet meer hoe al die tentamens zijn afgeloopen, maar wat ik wel weet en graag bij deze gelegenheid nog eens zeg, de groote meerderheid der medici hebben altijd in een studie die zij ook wel eens enkel als een last hadden kunnen beschouwen, een belangstelling getoond zooals men niet beter had kunnen verwachten.

Ik heb U al gezegd dat ik mijn tweede promotie gemakkelijker vond dan de eerste. Maar toch ook die eerste, waartegen ik zoo had opgezien, viel erg mee. Mijn promotor, prof. Rijke, mocht misschien een eerstejaars student wat ongenaakbaar schijnen, hij had een goed en warm hart; in later jaren zou ik overvloedig gelegenheid hebben, dat te ondervinden.

Wat wij, studenten, bovenal in hem bewonderden, dat was zijn groote nauwgezetheid. Rijke, die een der eersten was geweest, die de studenten geregeld practisch liet werken, had zich tot regel gesteld dat de collegeproeven nooit mochten mislukken; die werden dan ook met de uiterste zorg en eindeloos geduld voorbereid. Later,

toen ik hetzelfde college gaf, is het vaak voorgekomen dat de amanuensis, die ook Rijke had geholpen, zeide: „Professor, dat moet zoo.” Ik heb mij dan, en dat was maar goed ook, naar die aanwijzingen gedragen en mij aan geen nieuwigheden gewaagd.

De andere leden der faculteit die mijn promotie bijwoonden, waren al even toegeeflijk als Rijke; in het algemeen hadden wij in die dagen het geluk dat ons geen zeer zware eischen gesteld werden. Er was Bierens de Haan, die ons jongeren altijd een voorbeeld van onverpoosde werkzaamheid en inspanning is geweest; ik zou dat later, toen ik met hem aan de uitgave der werken van Huygens mocht deelnemen, meer en meer waardeeren. En van Geer, die ons op zijn boeiende colleges de poezie der wiskunde had doen gevoelen.

Ik dwaal misschien, Koninklijke Hoogheid, in persoonlijke herinneringen te ver af, maar gij zult het vergeven, daar een gelegenheid als deze er onweerstaanbaar toe dringt. Gij zult gevoelen dat het mij op dit oogenblik een behoefte is, oude leermeesters in dankbaarheid en genegenheid te herdenken. Als ik dat nu doe, dan gaan mijn gedachten nog heel wat verder dan vijftig jaar terug, tot den tijd toen ik bij Meester Geurt Kornelis Timmer op de schoolbanken zat. Het was een school voor meer uitgebreid lager onderwijs, met zes klassen en drie onderwijzers, die zich 's morgens, 's middags en 's avonds met ons bezig hielden. Maar er werd een soort van Dalton-onderwijs gegeven en in de avonden rekende ieder naar zijn lust meebracht. Zoo konden wij heel wat van de lagere wiskunde leeren en, wat de natuurkunde aangaat, wij kregen van Meester Timmer, die een ijverig lid was van het nog te Arnhem bestaande Natuurkundig Genootschap, en de schrijver van natuurkundige leer- en leesboeken, in de klas menige proef te zien.

Of nu natuurkunde dan wel wiskunde het mooiste vak was, dat was een vraag waaromtrent ik toen twijfelde, maar die ten gunste der natuurkunde beslist werd toen wij, op de hogere burgerschool gekomen, het levendige onderwijs van van de Stadt genoten. Van de Stadt, pas te Leiden gepromoveerd, plantte op ons de geestdrift over, die bij hem zelf, in de eerste plaats wel door Kaiser, gewekt was.

Onwillekeurig ben ik gaan spreken van „wij” en van „ons.” Het is omdat ik hierbij denk aan Haga, die een van mijn paranymphen is geweest, en dien ik, na een 59-jarige vriendschap, tot

mijn groote vreugde hier mag zien. Hij zal zich ook nog wel onze levendige discussies op wandelingen in de Arnhemsche bosschen herinneren, de veelal onmogelijke proeven die wij beraamden en hoe wij eens, nog al tot onze tevredenheid, uitmaakten wat de electriciteit eigenlijk wel zou zijn.

Intusschen hadden wij van Bemmelen als leeraar in de scheikunde gekregen en deze bracht mij in den loop der eerstvolgende jaren met Kamerlingh Onnes en Bakhuis Roozeboom in kennis. Van hem leerden wij veel, ook buiten zijne lessen, en hij liet mij mijn eerste onderzoek doen. Ik moest met een windmeter die aan een lange omhoog gehouden lat was gebonden, met grooter of kleiner snelheid in een concertzaal ronddraven, en vervolgens, zoo goed en zoo kwaad als mijn toenmalige wiskunde het toeliet, het verband tusschen de aanwijzingen van het instrument en de snelheid waarmee ik geloopen had, in een formule uitdrukken.

Later, toen ik hier zijn collega was geworden, hield van Bemmelen mij aan het werk door mij telkens te vragen waarmee ik bezig was. De vraag was mij wel eens wat pijnlijk, maar hij van zijn kant maakte mij deelgenoot van zijn denkbeelden en onderzoekingen over colloïden en scheikundige evenwichten. Zoo bracht hij mij ertoe, in de problemen der physische chemie belang te stellen. Mijn belooning is geweest dat ik mij ook met Bakhuis Roozeboom en Schreinemakers in de vraagstukken der phasenleer heb mogen verdiepen.

Het zal U niet verwonderen, Dames en Heeren, dat ik, in 1870 hier student geworden, bovenal naar het onderwijs van Kaiser verlangde. Het trof goed dat, juist tengevolge van mijn komst, een college over theoretische astronomie dat door gemis aan deelnemers had stilgestaan, weer kon worden gegeven, zoodat ik nog iets anders te hooren kreeg dan alleen de lessen over elementaire sterrekunde. Hoe ver ik het gebracht had, zou echter niet blijken, want Kaiser, die het ons ook al niet moeilijk maakte, verklaarde, toen het tentamen zou plaats hebben, dat hij zulk een spiegelgevecht niet verlangde. Nooit zal ik vergeten hoe hij, ondanks zijne toen reeds verzwakte gezondheid, mij, den jongen verlegen student aanmoedigend en opwekkend tegemoet kwam.

Sindsdien, en ik mag wel zeggen tot heden, bleven de deuren der sterrewacht gastvrij voor mij geopend. In de dagen van van de Sande Bakhuyzen was het daar dat ik hulp en steun zocht, telkens als ik moeilijkheden had of een belangrijke beslissing

had te nemen. Bakhuyzen, trouw en beproefd vriend als hij was, had altijd raad en tijd voor mij over en zoo is het tot zijn laatste dagen gebleven.

Hiermede ben ik, waarde Onnes, tot dat deel van mijn herinneringen gekomen, dat met de Uwe ten nauwste is samengevlochten. Wat hebben wij, in hartelijke vriendschap samenwerkende, een mooien tijd gehad. Wij hebben het elkaar dikwijls gezegd: wij zijn echte gelukskinderen geweest. Van hoevele goede en edele mannen hebben wij den invloed ondervonden: ik noemde er al eenigen, maar wij denken vandaag ook aan Bosscha en van der Waals. Hoeveel voortreffelijke leerlingen hebben wij gehad en hoe hebben wij ons verheugd over Kuenen's retrograde condensatie, over Zeeman's ontdekking, over de komst van Kuenen, bij wien thans onze gedachten met weemoed verwijlen. Hoe gelukkig, eindelijk, waren wij met Uw succes in het heliumwerk en met Uwe ontdekking van de suprageleiding. Nu is voor ons de avond aanbroken, maar wij hebben de fakkels in goede handen overgegeven. Nog steeds gaan de „Communications" in snelle opeenvolging over heel de wereld en vinden natuurkundigen van heinde en ver in het laboratorium leiding en voorlichting en eene op hoogen prijs gestelde werkgelegenheid. Daarnaast is het colloquium van Ehrenfest voor jongeren en ouderen, hier en van elders, een brandpunt van opgewekt wetenschappelijk leven.

Het driemanschap Onnes, Zeeman, Fokker, dat het uitvoerend comité voor deze herdenking vormt, en tot dat uitvoerend comité mag ik eigenlijk ook wel den heer Röell rekenen, wiens medewerking aan de voorbereiding mij tot groote eer strekt, dat driemanschap dan heeft er zorgvuldig voor gewaakt, dat ik niet te veel zou vernemen van wat er gaande was. Maar men heeft mij de namen doen kennen der leden van het nationale comité, een lijst die op zich zelf al een kostelijk bezit voor mij is. Ik vind daarin de namen van de Nederlandsche natuurkundigen aan universiteiten, hoogeschoolen en elders, de jonge physici met wie ik in de laatste jaren heb mogen samenwerken en van wier wetenschappelijke geestdrift ik heb genoten, vertegenwoordigers van verschillende takken van onderwijs en van menig genootschap, velen van hen en eene enkele van haar aan wie ik de doctorale waardigheid heb mogen verleen. Ik meen een vertegenwoordiger der studenten te herkennen en dan zijn er de vertegenwoordigers van het Universiteitsfonds, dat, toen ik de wettelijke leeftijdsgrens

bereikt had, mij in de gelegenheid heeft gesteld, iets voor de Universiteit te blijven doen, en niet heeft misgetast, toen het den levendigen wensch daartoe bij mij onderstelde. Ook de voorzitters van Teyler's stichting en van de Hollandsche Maatschappij der Wetenschappen, welke genootschappen mij vergund hebben aan de mooie taak die hun gesteld is, mede te werken en die mij daarbij een niet genoeg door mij te waardeeren vertrouwen hebben geschonken. Nooit hebben zij mij ter verantwoording geroepen als ik een groot deel van mijn tijd moest besteden aan problemen die buiten hun kring vallen, zooals de vraagstukken waartoe de aanstaande afsluiting der Zuiderzee aanleiding geeft. Verder is er de voorzitter der Akademie van Wetenschappen, die straks ook zijn deel in het algemeene koor heeft gehad; ik behoef U nauwelijks te zeggen, waarde Went, hoe wat gij gezegd hebt, mij tot het hart is gegaan.

Ook andere namen herinneren mij aan een samenwerking die steeds tot mijn beste herinneringen zal behooren, zooals in het Natuur- en Geneeskundig Congres, en in den Onderwijsraad; weer anderen doen mij denken aan de banden, voor mij van veel waarde, die mij met de wereld der chemici en die der ingenieurs verbinden.

Nu moet ik nog iets zeggen van de electronen en andere dingen waarmede ik mij heb bezig gehouden. Prof. Onnes, aan wien ik wel in de allereerste plaats dezen dag te danken heb — hij laat niet licht een gelegenheid voorbijgaan om zijn vrienden en vakgenooten een vreugde te bereiden — heeft van die werkzaamheid een mooi tafereel ontrold en ik zal nu maar niet angstvallig vragen in hoever het mooie ervan te danken is aan den gloed dien zijn genegenheid erover heeft gegoten. Maar laat ik *dit* zeggen. Vijftig jaar is een lange tijd, waarin men werkelijk wel wat mag doen, vooral als men in zoo gunstige omstandigheden heeft verkeerd als met mij het geval was. Menigmaal heb ik ondervonden hoe in ons kleine land van overheidswege, door genootschappen en bijzondere personen wetenschappelijk onderzoek met ruimen blik wordt gesteund en bevorderd. En dan, het was een tijd van haast ongevenaarden bloei der natuurkunde; allerwege ontsproten nieuwe denkbeelden en somtijds hingen de vruchten voor het grijpen. Ik heb het geluk gehad, deel te mogen nemen aan dat gemeenschappelijke werk, met al de opwekking die in den persoonlijken omgang met hoogstaande vakgenooten gelegen is. En thans ontmoet ik in de lijst der leden van het internationale comité de namen van tal

van goede en door mij hooggeschatte vrienden aan wie ik dergelijke aanmoediging te danken heb.

Helaas, een van hen, de waardige Heger, van wien ik weet dat hij hier tegenwoordig had willen zijn, ontviel ons kort geleden door een droevig ongeval. Hij was het geweest, die met Ernest Solvay de plannen voor het Institut International de Physique ontwierp, dat eenige malen een groep van natuurkundigen tot gedachtenwisseling over belangrijke vraagstukken heeft bijeengeroepen.

Niet minder onvergetelijk dan deze „Conseils de Physique” blijven mij andere samenkomsten en ontmoetingen, waarin in goede eensgezindheid naar eenzelfde doel gestreefd werd. Zoo rees al spoedig voor mij het beeld — het was deels werkelijkheid, deels ideaal — van een ware broederschap van de beoefenaars der wetenschap in alle landen, een broederschap, die, daarvan ben ik overtuigd, zal blijven bestaan en in kracht en innigheid zal toenemen, welke redenen voor tijdelijke verdeeldheid er ook bestaan mogen hebben.

Chère Madame Curie. Vous êtes venus, vous et d'autres de mes collègues et amis français et belges, en si grand nombre que nous pourrions presque organiser une de ces petites réunions que nous devons à l'initiative éclairée d'Ernest Solvay et dans lesquelles notre regretté Heger nous a si souvent souhaité la bienvenue. Ayant gardé de nos conseils de physique les meilleurs souvenirs, je l'aimerais bien, pour ma part, d'autant plus parce que nous pourrions jouir maintenant de la collaboration de M. M. Einstein, Bohr, Eddington, Lasareff et Wolfke. Mais vous savez que nos discussions ont toujours été basées sur des rapports qui avaient été préparés d'avance avec bien du soin. Nous n'en avons pas à cette occasion et je me bornerai donc à vous remercier bien sincèrement des paroles que vous avez bien voulu m'adresser. Je suis très heureux de vous voir tous ici et je suis très sensible au grand honneur que me font les corps savants et les sociétés qui vous ont délégués. Permettez moi de vous dire que j'apprécie hautement les sentiments d'affection et d'amitié que j'ai trouvés chez vous et que notre collaboration a eu pour moi une grande valeur. Soyez sûrs aussi que je n'oublierai jamais mes grands maîtres. Je penserai avec gratitude à Fresnel et à Henri Poincaré, comme je penserai à Clerk Maxwell, à Boltzmann et à Willard Gibbs.

Dass Sie lieber Kollege Einstein, im Namen mancher meiner ausländischen Fachgenossen, freundliche und lobende Worte zu mir gesprochen haben, das gehört mit zum Besten, das dieser Tag mir gebracht hat. Sie wissen wie hohen Wert ich auf die einträchtige Zusammenwirkung der Physiker aller Länder lege. Wir verehren alle dieselben grossen Meister und das erhabene Ziel ist es wohl wert, dass alle Kräfte sich zusammenfügen.

Was uns beide betrifft, so war es für mich ein grosses Glück, Ihre Freundschaft zu gewinnen und muss ich Ihnen dafür danken, dass die Mühe, die es mir machte, die Relativitätstheorie zu verstehen, dazu beigetragen hat, mich jung zu erhalten. Seien Sie versichert, dass, wenn Sie ihren Flug nicht gar zu hoch nehmen, ich zu denjenigen gehören werde, die am bereitwilligsten sind, Ihnen zu folgen.

En nu hebben allen die in deze lijsten staan en onder wie ik tot mijn blijde verrassing ook mannen aantref, wier levenstaak het is, de uitkomsten van wetenschappelijk onderzoek aan industrie en techniek dienstbaar te maken, met vele anderen wier namen mij nog onbekend zijn, zich vereenigd om dezen dag voor mij en de mijnen in mooien lichtglans te doen stralen. Zij hebben daarbij, met zorg den vorm kiezende, die zij meenden dat mij het meest welkom zou zijn, aan deze herdenking iets willen verbinden, dat aan de studien die mij lief zijn zal kunnen ten goede komen. Met groote erkentelijkheid aanvaard ik dit feestgeschenk en neem ik ook de verplichtingen op mij, die het mij oplegt. Ik weet wel dat men van die verplichtingen niet wil hooren, maar voor mijn gevoel bestaan zij toch wel. Welnu, zoolang de zorg voor dit fonds nog niet geheel aan anderen zal zijn toevertrouwd, zal ik mede er naar streven, het in den geest van hen die het gevormd hebben, te doen strekken tot bevordering van wetenschappelijk onderzoek en, kan het zijn, ten bate van de studie aan de Universiteit aan welke ik in velerlei opzicht zooveel te danken heb en die in het middelpunt van mijn leven heeft gestaan.

Zoo keer ik tot mijn uitgangspunt terug. In het begin van het jaar hebben wij op indrukwekkende wijze het 350-jarig bestaan der Universiteit gevierd. In mijn verbeelding zag ik haar toen, terwijl onze levensdraad langzamer of sneller wordt afgesponnen, in eeuwige jeugd voortleven. Moge zij, haar hooge roeping getrouw, tot heil van het land, blijven groeien en bloeien, een kweekplaats van de kennis en de gezindheid waardoor het welzijn en het geluk der menschen verhoogd worden.

M. H. A. LORENTZ EN FRANCE ET EN BELGIQUE. QUELQUES SOUVENIRS.

par MARCEL BRILLOUIN.

Il y a eu, cette année, vingt ans, que Mr. H. A. Lorentz, répondant à l'appel de la Société de Physique, est venu se faire entendre pour la première fois des Physiciens français, en Mars 1905. Du premier coup, nous fûmes séduits; et depuis lors la séduction n'a fait que croître. Et d'abord, quel émerveillement d'entendre un étranger parler notre langue avec une telle perfection de forme et de fond — admiration mêlée d'un peu de jalousie — car enfin, c'était du français que nous entendions, pur de tous ces mélanges de mots vulgaires ou d'argot dont notre vie d'écoliers et la lecture des journaux quotidiens ont laissé la tare dans le langage de la plupart d'entre nous. Mr. Lorentz parle une langue qui, par la simplicité et l'aisance de sa syntaxe, par l'exacte propriété des formes, fait invinciblement penser aux meilleurs écrivains du XVIII^e siècle.

Et quelle délicatesse de sentiments, quelle fine expression des nuances! Par dessus tout, quelle émanation de bienveillance et de sympathie.

C'est cette dernière impression qui dominait, quand Mr. Lorentz nous quitta après un déjeuner cordial auquel Mr. Abraham, alors secrétaire général de la Société de Physique, avait convié quelques amis. Cette impression n'a fait que croître et s'affermir chez ceux, qui, comme moi ont eu le privilège de voir Mr. Lorentz à l'oeuvre comme organisateur de la première réunion Solvay en 1911 à Bruxelles, puis comme collaborateur de Mr. Solvay pour la fondation du Conseil International de Physique, et surtout comme président des réunions de 1911 — 1913 — 1921 — 1924. Et, pendant l'épouvantable conflit mondial, quel souci de l'avenir de la Science, et de la vie quotidienne, matérielle et scientifique, des malheureux étudiants chassés de leur pays où isolés par l'invasion, et de ceux, plus malheureux encore, retenus comme prisonniers de guerre, où ruinés par la violence des Révolutions!

La Société des nations ne pouvait pas faire un meilleur choix comme représentant des savants européens à l'Institut international de Coopération Intellectuelle. J'ai entendu dire que, grâce à l'action bienveillante, droite et habile de Mr. Lorentz, les difficultés sont aplanies presque avant de naître, et que tout est devenu facile.

Là aussi, comme aux réunions Solvay, la connaissance et la pratique de la langue anglaise et de la langue allemande, permettent à Mr. Lorentz, de saisir, dans tous ses replis, la pensée des interlocuteurs, et d'y répondre avec la précision la plus nuancée. Et il semble qu'il soit infatigable, malgré le passage d'une langue à l'autre dans la discussion des théories et des hypothèses les plus éloignées en apparence des notions classiques.

Pendant ces longues et laborieuses réunions de 1911, dans la petite Salle, un peu surchauffée, de l'Hôtel Métropole, à Bruxelles, Mr. Jeans, Mr. Rutherford nous quittaient invariablement à l'heure du thé et prenaient quelques instants de repos. Les autres, quand arrivait 6 heures, éprouvaient le besoin de prendre l'air, sur le boulevard Anspach, de donner un peu de repos à l'esprit, ou de causer en tête à tête des difficultés soulevées en séance. Mr. Lorentz, lui, devait se précipiter chez Mr. Solvay, et changeant brusquement de préoccupations, élaborer le programme financier de la fondation trentenaire, par laquelle Mr. Solvay s'était vite décidé à prolonger dans l'avenir le succès de la passionnante réunion de 1911. Que de détails à prévoir, pour qu'une telle fondation fut également utile à la Science en général, à l'Université de Bruxelles, aux étudiants belges, et pour que les recherches expérimentales dont les discussions auraient montré la nécessité pussent être subventionnées. Quelquefois, pendant le dîner qu'il présidait, on voyait bien que Mr. Lorentz avait quelque pensée obsédante; mais scientifique? ou administrative? Le plus souvent vers le dessert, un papier, un crayon et un colloque avec Mr. Poincaré ou Einstein ou Planck, nous faisaient prévoir pour le début de la réunion du lendemain, un retour de grand intérêt sur les questions discutées dans la journée. Ceux qui ont eu le privilège d'être conviés à ces mémorables séances "Sur la théorie du rayonnement et les quanta" gardent le souvenir de l'action incessante du président, empêchant la discussion de s'égarer, après l'avoir organisée par une excellente répartition des rapports entre les théoriciens et les expérimentateurs.

Sur un sujet si déconcertant il y a vingt ans, comme il était à craindre que la petite salle de l'Hotel Métropole devînt une véritable Babel! Mais Mr. Lorentz suivait tout, arrêta le conférencier quand son exposé, un peu difficile à saisir paraissait échapper à quelqu'un d'entre nous, et en reproduisait l'essentiel, filtré par sa claire intelligence, dans les deux langues nationales des autres

congressistes. Et chacun pouvait suivre sans difficulté — mais non sans une attention soutenue — les thèses et antithèses, les arguments et les objections, et surtout dire ce qu'il ne comprenait pas et obtenir des éclaircissements, plus ou moins satisfaisants.

Il me paraît intéressant de rappeler un passage du discours d'ouverture de Mr. Lorentz :

"Quel sera le résultat des ces réunions? Je n'ose le prédire, "ne sachant pas quelles surprises peuvent nous être réservées. "Mais comme il est prudent de ne pas compter sur les surprises, "j'admettrai comme très probable que nous contribuerons pour "peu de chose au progrès immédiat. En effet, le progrès se "fait plutôt par les efforts individuels que par les délibérations "de Congrès ou même de Conseils, et il est fort possible que, "tandis que nous discutons un problème, un penseur isolé, "dans quelque coin reculé du monde en trouve la solution. "Heureusement il n'y a en cela rien qui doive nous décourager. Si nous ne parvenons pas à surmonter les difficultés, "nous serons excités et préparés à les attaquer de nouveau, "chacun à sa manière, et nous remporterons d'ici des idées "et des vues qui nous seront de la plus grande utilité".

On ne pouvait mieux dire; à peine quelques mois étaient-ils écoulés, Poincaré montrait le caractère essentiel, irréductible de la discontinuité introduite par les quanta de Planck dans la théorie du Rayonnement. Aux séances mêmes, nous avons été fortement frappés de la justesse de l'opinion émise par Mr. Sommerfeld, sur la nature même du quantum, qui est un quantum d'action — et sur son intervention dans la photoélectricité. On sait quelle importance théorique et expérimentale ces deux notions ont prises.

Et faudrait-il violenter beaucoup l'histoire des quanta pour reconnaître en Mr. Bohr le chercheur isolé — isolé comme peut l'être un savant de notre époque, qui lit, correspond, et cause dans divers Laboratoires — qui, bien peu de temps après l'impression des travaux du Conseil publiait son premier mémoire sur la constitution de l'atome de Rutherford, si heureusement complété par un emploi audacieux des quanta? Je réclamaï alors un phénomène où les quanta apparussent nettement isolés, au lieu d'être noyés dans une formule statistique comme celle du Rayonnement noir: l'effet photoélectrique et la théorie des raies spectrales ne laissent plus aucune place à l'hésitation.

L'année suivante, c'est à Paris que nous revîmes Mr. Lorentz

dans la vieille salle du Collège de France où avaient professé Regnault, Savart et peut être Ampère! Sur l'initiative de Mr. Langevin, les fonds du legs Michonis employés généralement à appeler un philologue, un philosophe, un historien des sciences religieuses, furent, pour la première fois attribués à des conférences scientifiques. Ces conférences de Novembre 1912, sur "les théories statistiques et la thermodynamique", furent rédigées par Mr. Dunoyer en 1913. Jamais dans ce vaste amphithéâtre n'avaient afflué tant de savants de tout âge, également avides d'apprendre et de comprendre. C'est tout le domaine ouvert à la méditation scientifique par le rapprochement génial dû à Boltzmann entre les probabilités et l'entropie, que Mr. Lorentz se proposait d'explorer en cinq leçons. De l'entropie et de la réversibilité aux fluctuations, du mouvement brownien à l'agitation thermique, de l'équipartition aux quanta, le chemin à parcourir était long, les vues qui se découvraient tantôt claires et étendues, tantôt limitées comme par des parois abruptes, ou effarantes comme des gouffres où l'on entend gronder un torrent puissant, mais encore indompté. Pour donner leur dernière forme à ces conférences, pour rendre accessibles aux jeunes et aux vieux ces notions auxquelles lui-même avait si profondément réfléchi, Mr. Lorentz avait encore besoin de quelques heures de recueillement, avant chaque leçon. C'est dans notre vieux jardin du Luxembourg qu'il les trouvait. Logé dans un hôtel de la Rue de Vaugirard, il n'avait que trois pas à faire pour se trouver dans cette belle allée de platanes, qui s'étend du buste de Delacroix au Musée du Luxembourg. C'est en faisant les cent pas dans cette allée, paisible et solitaire, avant midi, troublé seulement par les rares jardiniers que en balayaient les feuilles mortes, que Mr. Lorentz donnait la forme définitive aux exposés si lumineux que nous devons entendre quelques heures plus tard.

De ces conférences, qui montrent les théories statistiques sous tous leurs aspects, dans toutes leurs conséquences, je ne rappellerai que la conclusion. Après avoir rappelé la tentative de théorie rigoureusement mécaniste des systèmes cycliques d'Helmholtz, "on ne voit pas du tout comment on pourrait déduire le résultat d'Helmholtz de la Mécanique Statistique, disait alors Mr. Lorentz. Il est donc permis de conclure que, pour le moment, les domaines des deux méthodes ne coïncident pas entièrement, bien qu'ils aient une immense partie commune.

"Dans cette région même, bien des problèmes, nous l'avons vu,

"nous révèlent encore des mystères ignorés. Doit-on s'en plaindre?"
"Non sans doute, car, l'énigme encore inédite n'est-elle pas un
"élément essentiel du charme qu'a pour nous la Science?"

Au second Conseil Solvay en 1913, le choix du sujet par Mr. Lorentz, ne fut pas moins heureux: "La structure de la matière". À peine Mr. Laue avait-il reconnu la possibilité de faire l'analyse spectrale des Rayons Röntgen à l'aide des cristaux, que l'expérience essayée par Mr. Friedrich au Laboratoire de Sommerfeld, en apportait la confirmation, et laissait deviner la prodigieuse puissance d'analyse des structures cristallines mise à la disposition des minéralogistes et des chimistes. Et M. M. Bragg apportaient au Congrès la preuve inattendue que les sels ionisables par l'eau sont construits en ions et non en molécules. Aussi avec quelle curiosité passionnée furent suivies les séances qui apportaient ces révélations!

Et quel changement d'atmosphère d'un Conseil au suivant. C'est désormais au milieu du calme et beau parc Léopold, dans une salle spacieuse, largement éclairée, de l'Institut de Physiologie fondé par Mr. Solvay, que se tenaient les séances. Pas de bruit de la rue lointaine. Pas de cohue mercantile et cosmopolite autour de nous pendant les repas. Par les soins de l'excellent et regretté Mr. Héger, directeur de l'Institut physiologique, qui avait fait installer de nombreuses petites tables dans une salle voisine de celle des séances, un lunch froid, copieux et délicat, était servi vers une heure aux congressistes. Réunissant à sa table tantôt un groupe, tantôt un autre, Mr. Lorentz établissait un lien d'intimité cordiale entre ceux d'entre nous qui se recontraient pour la première fois. D'ailleurs à aucune table la discussion ne chômait; combien de "menus" n'avons nous pas rapportés couverts d'équations ou de figures d'appareils crayonnés par un collègue au verso, heureusement laissé blanc par le restaurateur. Extrêmement sobre et actif, Mr. Lorentz, au moment du café et du cigare commençait à circuler de table en table, activant les conversations, jusqu'au moment où, après quelque pas dans le parc, il nous rappelait tous à l'oeuvre.

Puis vers 5 heures, le thé servi dans la salle même des conférences, n'apportait qu'une brève interruption au travail en commun, permettant seulement quelques courts et intéressants colloques à deux ou trois. Je ne garantis pas que quelquefois

la craie n'ait remplacé la sucre dans la tasse de quelque interlocuteur. Et la séance reprenait jusqu'à l'heure du dîner, plus ou moins tardive.

Même organisation, même cordialité, même ardeur au travail pendant les réunions de 1921 et de 1924, dont le sujet "la structure de l'atome", et "le mécanisme de la conductibilité électrique" étaient presque aussi angoissants que ceux de 1911 et 1913.

Avec une telle organisation la traditionnelle hospitalité des Belges était mise à rude épreuve. Il fallut à Mr. Lorentz des prodiges de diplomatie pour faire accepter à de très aimables et sympathiques amphitryons, qu'étant réunis pour travailler, nous faisons passer avant tout, le travail, et jusqu'à l'avant dernier jour au moins, nous n'avions aucune envie d'occuper nos soirées à des fêtes ou repas d'apparat.

Voilà ce que Mr. Lorentz avait à négocier, quand il disparaissait après le lunch nous laissant, ces jours-là, une "récréation" allongée de quelques minutes. Mr. Lorentz n'acceptait pour nous que le somptueux repas de clôture présidé par Mr. Ernest Solvay, ou par Mr. Armand Solvay, tous travaux terminés; c'est à la fin de ces repas que j'ai admiré le merveilleux art de dire tout ce qu'il fallait dire expressément, d'indiquer seulement, ou de taire tout ce qu'il convenait de laisser dans une ombre discrète sans jamais dire un mot inexact ou même trop adroit, en vue de ménager de très légitimes susceptibilités.

Jamais peut être cet art supérieur de Mr. Lorentz ne s'est mieux révélé que dans la délicieuse et spirituelle causerie "Buffon, ses amis, et son jardinier" dont il nous a régales à la fin du dîner officiel du cinquantenaire de notre Société de Physique (Dec. 1923). Qu'il était piquant, après tant de discours officiels, d'entendre rappeler, par ce charmant apologue, qu'avant de chercher une profonde explication d'un phénomène imprévu, il est bon de s'assurer que "le jardinier ne vient pas de tourner à l'ombre le côté trop "chaud de la boule de jardin".

Je l'ai mis en réserve dans un coin de ma mémoire pour l'appliquer à moi-même, à l'occasion, peut-être quelquefois à autrui.

Et je termine comme j'ai commencé:

Pour exprimer le sentiment intime de tous les Français et de tous les Belges, qui ont eu le plaisir d'approcher Mr. Lorentz, deux mots s'imposent: affectueuse admiration pour son oeuvre admirable et pour son beau caractère.

DIE ELEKTRISCHE LEITFÄHIGKEIT IN EINKRISTALL UND KRISTALLAGGREGATEN.¹⁾

von A. JOFFE und E. ZECHNOWITZER.²⁾

Wir sehen die elektrische Leitfähigkeit in heteropolaren Kristallen als Folge einer thermischen Dissoziation des Ionengitters an. Ein gewisser Bruchteil der Ionen hat sich durch Temperaturbewegung soweit von seiner Gleichgewichtslage entfernt, dass es nicht mehr zurückkehrt und im Kristall diffundiert oder vom elektrischen Felde mitgenommen wird. Demgegenüber ist besonders von Hevesy eine Vorstellung vertreten worden, nach der die Dissoziation wesentlich durch schlechte Stellen des Kristallgitters durch seine „Auflockerung“ bedingt ist. Als Grund für diese Anschauung werden Versuche angegeben, die in einem Kristallaggregat eine viel grössere Leitfähigkeit feststellen als in einem regelrecht gebildeten Einkristall.

Sieht man die Versuche vom rein experimentellen Standpunkte aus, so sind sie nicht überzeugend genug als Grundlage für die Entscheidung einer prinzipiellen Frage über die Art der thermischen Dissoziation eines Kristallgitters zu dienen.

Der grosse Einfluss der Beimischungen lässt aus dem Vergleiche des Kalkspates mit Marmor keinen Schluss auf die Bedeutung der kristallinen Struktur ziehen. Ebenso sind aus einer Schmelze und aus Wasserlösung erhaltene Stoffe nicht zu vergleichen. Bei Schwefel macht der Polymorphismus und der Einfluss des Lichtes auf die Leitfähigkeit jeden Schluss unsicher.

So war es wünschenswert die Frage noch einmal an einem einwandfreien Fall zu prüfen. Die plastische Deformation gibt uns die Möglichkeit einen Einkristall in einen zusammenhängenden Aggregat zu verwandeln ohne dass dabei irgend welche chemischen Änderungen eintreten. Die Art der durch plastische Deformation hervorgerufenen Zertrümmerung wurde von einem von uns röntgenographisch untersucht.³⁾

Als Material wählten wir zunächst Steinsalz, dessen elastisches und elektrisches Verhalten genau untersucht worden ist. Da das natürliche Steinsalz bei hohen Temperaturen seine Leitfähigkeit im Laufe der Zeit ändert, wurde für die definitiven Versuche künstliches aus reinsten Kahlbaum- und Merckpräparaten aus der Schmelze in Platintiegeln auskristallisiertes Steinsalz verwendet.

1) Door vertraging kon dit artikel, dat bestemd was voor het Nov.-Dec. nummer, eerst nu worden geplaatst.

2) Die unten beschriebenen Versuche sind von E. Zechnowitzer ausgeführt.

3) A. Joffe und M. Kirpitschewa. Phil. Mag. 1921. Bd. 43, p. 204.

Das mit Platinschichten versehene Steinsalz-Präparat wurde in einem Druck-Apparat in einen elektrischen Ofen gebracht und langsam belastet. Von Zeit zu Zeit wurde bei derselben Potentialdifferenz die Stromstärke mit einem Einthoven-galvanometer gemessen und gleich darauf der Kristall wieder kurz geschlossen. Der Versuch dauerte so lange bis der Kristall stark deformiert war.

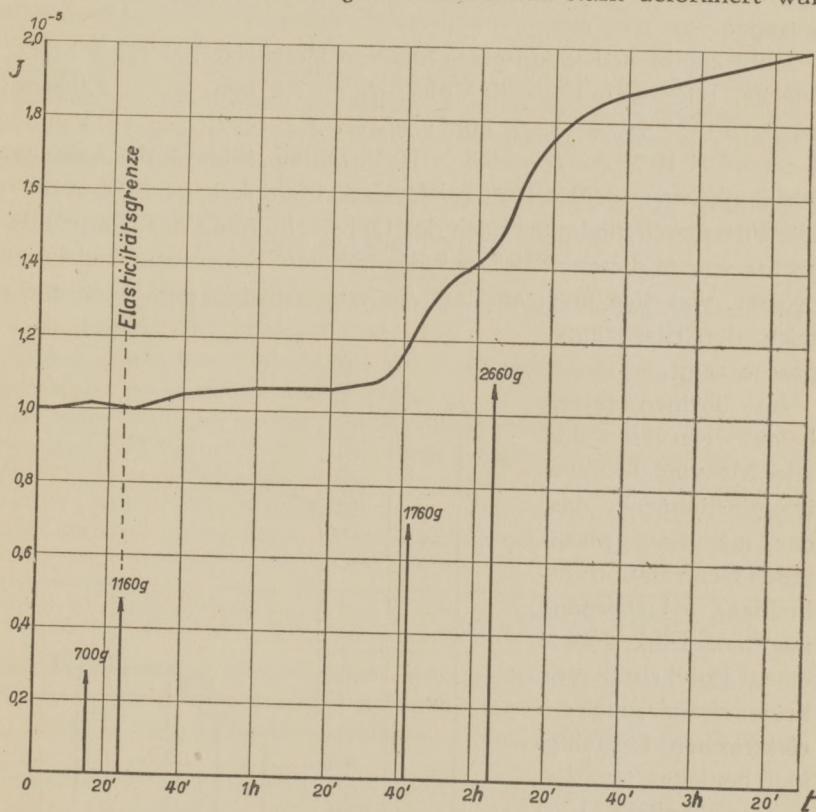


Abb. 1.

In Abb. 1 ist ein Versuch aufgetragen der bei einer Temperatur von $530^{\circ} \pm 1.0^{\circ}$ vorgenommen wurde. Die angelegte Spannung V betrug 50 Volt; die Dicke des Präparates am Anfang $d_1 = 2,9$ mm, am Ende $d_2 = 2,0$ mm. Der rechteckige Querschnitt war am Anfang $w_1 = 2,5 \times 1,9 = 4,75$ mm², am Ende $w_2 = 3,0 \times 2,4 = 7,2$ mm². Die Stromstärke am Anfang $I_1 = 1,0 \times 10^{-5}$ A; am Ende $I_2 = 1,96 \times 10^{-5}$ A. Folglich betrug die spezifische Leitfähigkeit am Anfang $\sigma_1 = 1,13 \times 10^{-7}$, am Ende nach der stattgefundenen plastischen Deformation $\sigma_2 = 1,09 \times 10^{-7}$.

Das nach dem Versuche aufgenommene Röntgendiagramm hat eine weitgehende Zertrümmerung des Gitters gezeigt. Unter dem Mikroskop sah man auch eine Reihe winziger Kristalle. In der Abb. 1, wo die Zeit als Abzisse, die Stromstärke als Ordinate eingetragen sind, ist auch die Belastung zu bestimmten Zeitmomenten und die aus anderen Versuchen bekannte Elastizitätsgrenze aufgetragen.

Abb. 2 gibt den Gang eines anderen Versuches bei $597 \pm 1.0^\circ \text{C}$ wieder. Hier war $V = 30 \text{ Volt.}$; $d_1 = 2,8 \text{ mm}$; $d_2 = 2,5 \text{ mm}$; $w_1 = 3,1 \times 4,1 = 12,7 \text{ mm}^2$; $w_2 = 3,2 \times 4,5 = 14,3 \text{ mm}^2$; $I_1 = 5,3 \times 10^{-5} \text{ A}$, $I_2 = 6,8 \times 10^{-5}$. Daraus folgt für die Anfangsleitfähigkeit $\sigma_1 = 3,90 \times 10^{-7}$, für die Endleitfähigkeit $\sigma_2 = 3,93 \times 10^{-7}$. Die Fließgeschwindigkeit nach der Ueberschreitung der Elastizitätsgrenze war in diesem Fall Dank der höheren Temperatur bedeutend grösser, was sich auch an dem steileren Anstieg der Stromstärke nach der Elastizitätsgrenze zeigt.

Im übrigen zeigen beide Kurven und alle Messungsergebnisse übereinstimmend, dass der mit einer plastischen Deformation verbundene Uebergang aus einem Einkristall in einen Polykristall von keiner Aenderung der elektrischen Leitfähigkeit begleitet ist. Vier andere ähnliche Versuche haben zu demselben Resultat geführt.

Die hier beschriebene Zertrümmerung des Kristallgitters durch

plastische Deformation lässt keine freie Oberfläche im Innern des Kristalles entstehen. Dagegen konnte jedesmal, wo neue Flächen durch Sprünge entstanden, eine deutliche und plötzliche Stromvergrößerung beobachtet werden, die dann teilweise zurückging. Es wäre also möglich dass die grosse Leitfähigkeit des gepressten

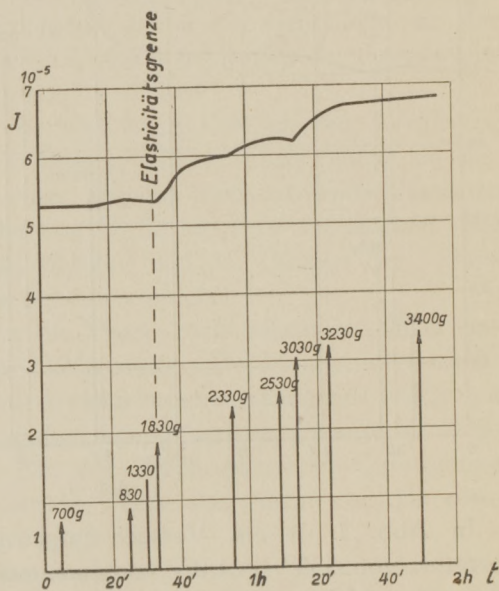


Abb. 2.

Kristallpulvers oder eines aus der Schmelze entstandenen Kristallaggregates auf die Oberflächenleitung an den Kristallkörnern zurückzuführen ist. Eine „Auflockerung“ des Kristallgitters allein ist nicht imstande die Leitung zu verbessern.

Zusammenfassung.

Der Vergleich der Leitfähigkeit eines Steinsalz-Einkristalles mit dem aus demselben durch plastische Deformation erhaltenen Kristallaggregat führt zu dem Ergebnis, dass die elektrische Leitfähigkeit eines chemisch reinen Kristalles nicht geändert wird, so lange nicht neue freie Oberflächen entstehen. Die durch den mikrokristallinen Bau bedingte „Auflockerung“ des Kristalls allein hat auf die Leitfähigkeit keinen Einfluss. Es steht somit nichts im Wege die Leitung der heteropolaren Kristalle durch normale Dissoziation zu erklären.

Leningrad,

PHYSIKALISCH-TECHNISCHES INSTITUT.

BOEKBESPREKING.

M. Lecat. *L'azéotropisme*. Première partie. Données expérimentales. Bibliographie. Gent, Brussel 1918, 319 blz.

Onder „azéotropisme“ verstaat de schrijver de eigenschap van bepaalde mengsels om isotherm met constanten druk te koken.

Dit eerste deel begint met een elementaire theoretische uiteenzetting, in hoofdzaak eene opsomming der uitkomsten; voor afleidingen wordt verwezen naar het tweede deel. Dan volgt een reeks van tabellen, betrekking hebbende op ongeveer 2450 mengsels, waarin de experimentele gegevens betreffende bovenbedoelde mengsels uit de litteratuur of volgende uit eigen onderzoekingen zijn bijeenverzameld.

W. H. K.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

Hans Pettersson und Gerhard Kirsch, Atomzertrümmerung, Verwandlung der Elemente durch Bestrahlung mit α -Teilchen, mit 61 Figuren im Text und 1 Tafel. — Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig, 1926. Prijs ing. R. M. 13, geb. R. M. 15.

Ostwald-Luther, Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physico-chemischer Messungen, herausgegeben von C. Drucker, mit 564 Figuren im Text und 3 Tafeln, vierte neubearbeitete Auflage. — Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig, 1925. Prijs ing. R. M. 32, geb. R. M. 35.

Richard Berger, Die Schalltechnik, mit 95 Abbildungen. Sammlung Vieweg, Heft 83. — Friedr. Vieweg und Sohn Braunschweig, 1926. Prijs ing. R. M. 8.

Paul Eversheim, Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich, mit 28 Figuren. Sammlung Vieweg, Heft 82. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1926. Prijs ing. R. M. 7.

P. W. Bridgeman, A condensed collection of thermodynamic Formulas. — Humphrey Milford, Oxford University Press, London, 1925. Prijs sh. 6/6.

Friedrich Bolte und Heinrich Meldau, Physik für Seefahrer, unter besondere Berücksichtigung der Funken-telegraphie, mit 463 Abbildungen. — Friedr. Vieweg und Sohn Braunschweig, 1925. Prijs R. M. 17.50, geb. R. M. 20.—

Friedrich Bolte und Heinrich Meldau, Elektrizität und Funkentelegraphie, Sonderabdruck aus Physik für Seefahrer. Mit besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. mit 159 Abbildungen. — Friedr. Vieweg und Sohn Braunschweig, 1925. Prijs R. M. 6.

W. de Sitter, De Eenheid der Wetenschap, Rede op den 351sten verjaardag van de stichting der Rijksuniversiteit te Leiden, 8 Febr. 1926, gehouden door den Rector Magnificus. — J. B. Wolters, Groningen, Den Haag, 1926. Prijs f 0.75.

MEDEDEELINGEN.

Aan de H.H. Professoren en Studenten der Nederlandsche Universiteiten, en aan alle beoefenaars der wetenschap in Nederland.

Den 10en, 11en en 12en April 1926 zullen te Gent gehouden worden de volgende Vlaamsche Wetenschappelijke Congressen: het XXIVe voor Natuur- en Geneeskunde (Wiskunde en Techniek inbegrepen), het XIIIe voor Rechtsgeleerdheid, het VIIe voor Philologie en het IIIe voor Economische Wetenschappen.

Aan de eigenlijke Congressen zal voorafgaan (van 6 tot 9 April) een Wetenschappelijke Week voor Geneeskunde, Natuurwetenschappen, Kunstgeschiedenis, en mogelijk nog andere takken van kennis; gedurende die week zullen openbare lessen en lezingen over allerlei onderwerpen worden gehouden.

Gedurende die dagen zullen tentoonstellingen plaats hebben van geneeskundige, pharmaceutische en andere instrumenten en toestellen, wetenschappelijke boeken en tijdschriften.

Kunstavonden en gezellige bijeenkomsten zullen elk van die dagen op aangename wijze besluiten, terwijl aan de Congresleden vrije toegang tot historische gebouwen en musea zal worden verleend.

Wij vertrouwen dat deze dagen een grootsche uiting zullen zijn van Vlaamsche kracht op wetenschappelijk gebied; wij verzoeken U daaraan te willen medewerken door talrijke opkomst. Met het oog op de zorg voor Huisvesting van vreemde Congresleden zou het ons aangenaam zijn zoo spoedig mogelijk te weten, wie voornemens is naar Gent te komen.

Namens de plaatselijke Regelingscommissie:

De Voorzitter,
Prof. Dr. J. E. VERSCHAFFELT.

De Secretaris,
Dr. F. DE BLOCK,
St. Pietersnieuwstraat 70, Gent.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 2

H. KAMERLINGH ONNES. †

Op Zondag 21 Febr. 1926 ontviel ons Prof. Kamerlingh Onnes.

Acht dagen van te voren had hij nog bij een bezoek aan het Leidsche Laboratorium opgewekt en met groote levendigheid allerlei plannen bediscussieerd, doch in een week tijds verergerde een lichte ongesteldheid tot het onverbiddelijk einde. Zijn heengaan was onverwacht, want zoo dikwijls was hij van een dergelijke ongesteldheid opgeveerd, dat wij ons nauwelijks konden voorstellen dat zij deze maal een noodlottigen keer zou nemen. Voor velen beteekent dit heengaan een groot en smartelijk verlies; in de eerste plaats wel voor zijn familie en voor zijn vele vrienden; want inderdaad velen waren het, die Onnes door zijn innemende persoonlijkheid zich tot blijvende vrienden had gemaakt.

Bevoegder pen dan de onze zal in het volgend nummer aan zijne nagedachtenis een beschrijving van leven en werken wijden. Wij willen in dit ernstig oogenblik daarop niet wachten om uitdrukking te geven aan onze gevoelens van bewondering en erkentelijkheid voor hetgeen hij voor zijn en onze wetenschap heeft tot stand gebracht. Met onverpoosde volharding en hardnekkige wilskracht wist hij stap voor stap te bereiken wat hij zich ten doel gesteld had. Wanneer hij iets doorzette, dat hij voelde te moeten doorzetten, verzuimde hij geen mogelijkheid om, zoo al niet langs den eerst gestelden, dan langs een anderen weg, toch tot stand te brengen hetgeen hij noodig oordeelde. Op den aldus door zijn pionierswerk veroverden grond staan wij thans. De wetenschap te verrijken, dat was het onzelfzuchtig ideaal van zijn rusteloos streven, waarvoor wij hem danken.

Professor Kamerlingh Onnes heeft veel verwerkelijkt gezien van wat hij nastreefde, hij had reden om zich gelukkig te gevoelen bij zijn werk. Het zwaartepunt daarvan lag later in de onderzoekingen over de toestandsvergelijking der gassen, geïnspireerd door

PHYSICA

WILHELM KUNDT'S THEORIE DER SCHALL-UND WÄRMESTRÄHLUNG

DEUTSCHE Uebersetzung von HERMANN F. VON HELMHOLTZ

BRUNNEN VERLAG

PHYSIKALISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT ZÜRICH

Die vorliegende Uebersetzung ist eine Umarbeitung der von Kundt im Jahre 1868 veröffentlichten ersten Auflage. Sie enthält die von Kundt in der zweiten Auflage (1890) hinzugefügten Ergänzungen und die von Helmholtz in der dritten Auflage (1893) hinzugefügten Ergänzungen. Die Uebersetzung ist in drei Bänden erschienen. Der erste Band enthält die allgemeine Theorie der Schwingungen und der Wellen. Der zweite Band enthält die Theorie der Schwingungen und der Wellen in festen Körpern. Der dritte Band enthält die Theorie der Schwingungen und der Wellen in Flüssigkeiten und Gasen. Die Uebersetzung ist in drei Bänden erschienen. Der erste Band enthält die allgemeine Theorie der Schwingungen und der Wellen. Der zweite Band enthält die Theorie der Schwingungen und der Wellen in festen Körpern. Der dritte Band enthält die Theorie der Schwingungen und der Wellen in Flüssigkeiten und Gasen.

de theorieën van Van der Waals. Van dit gelukkige leven getuigt de opname van hen beiden in het laboratorium, ons door mr. A. H. Kamerlingh Onnes ter reproductie afgestaan. Hard aan het werk, en blakend van geluk zien wij hem bij de toestellen.

Zijn werkzaam leven heeft hij besloten met een groot gebaar van vriendschap: de voorbereiding tot de viering van het gouden doctoraat van Professor Lorentz, welk stralend feest van zijn levensvriend hem een heerlijke voldoening schonk.

REDACTIE.

DE STAAF-RESONATOR

door W. VAN DER ELST

Wie in „Physikalisches Handwörterbuch“ van Berliner en Scheel het woord *Akustik* opslaat, vindt tot slot de opmerking: „Leider ist besonders in Deutschland das Interesse der Physiker an akustischen Fragen seit längerer Zeit ein unverdient geringes“. Deze opmerking, uit de pen gevloeid van E. Waetzmänn wordt door dezen onbewust bekrachtigd, als hij als literatuur opgeeft het beroemde werk van von Helmholtz: *Die Tonempfindungen*, waarbij de laatste uitgave als van 1912 wordt geboekt. Het schijnt alsof deze groote onder de grootten op dat gebied voor jaren na zijn dood het terrein van geluidsleer geheel afgewerkt heeft. Niets is minder waar, als wij bedenken, dat ook Lord Rayleigh in zijn: „*Theory of Sound*“ een dergelijke arbeid verricht heeft. Trouwens, de tijd van 't doen van geluidsproeven is nog lang niet als tot het verleden alleen te beschouwen, als wij nagaan, van hoeveel beteekenis die van vroegere jaren door den tegenwoordigen tijd als nieuw naar voren zouden te halen zijn.

Mocht de klacht van Waetzmänn evenwel waar zijn, merkwaardig is 't na te gaan, hoe de techniek zich meester wil maken van nieuwe uitvindingen. De perfectioneering van de fonograaf, de uitgebreide studies, die gedaan worden om bij de telefonie een volmaakt geluid te willen evenaren, liggen wel degelijk op het terrein van den fysicus, al zal de technicus zich zelf moeten verdiepen in de beteekenis van de te stellen vraag, als hij de directe hulp van gene mist. Ten slotte is aan de klacht van Waetzmänn nog dit toe te voegen, dat, mochten fysiologen en fonetici eigenhandig de deuren openen, waar de fysica tot nu toe zich incompetent achtte, dat het dan te wenschen is, dat, wat daarbij ook gebeuren kan, de zaken die „in portefeuille“ moesten

blijven, nu eens, als van ouds een ruime plaats mogen innemen onder de andere hoofdstukken der natuurkunde.

De bekende klankbollen van von Helmholtz zijn theoretisch en praktisch voldoende bekend. Om te voldoen aan de behoefte een zoo mogelijk continue reeks te krijgen, zijn door Edelmann-München een serie van 5 bollen bedacht, waarbij reeksen van diafragma's behooren, die onderling een halve toon afstand, volgens de getemperde stemming, verschillen. Deze reeks strekt zich uit van a_2 tot a_3 , bereikt dus 6 octaaf en kan door verkleining der diafragma's op gewenschte tusschentoone gebracht worden. Een minder goede serie, die n.l. veel meer op boventonen resonanceert dan deze is het stel van 3 uitschuifbare cilinders van Schäfer, die het voordeel hebben van in een niet te groote doos gemakkelijk transportabel te zijn. Het gebied loopt van g_{12} tot c_3 en bestrijkt dus 3½ octaaf. Een derde oplossing, die de continuïteit van de laatste verbindt met het nauwere resonantiegebied der eerste is de serie van 14 resonatoren van König, zooals Max Kohl die in den handel brengt. Gemakkelijk transportabel zijn deze niet, daar de wijdheid van de cilinders, die in elkaar schuiven (er is een vaste opening, die tamelijk nauw is), zich aansluit bij de halve bol, die er aan verbonden is en aan 't geheel een groot volume geeft, dat beter past aan de bolvorm dan de nauwe cilinders van Schäfer. De 14 resonatoren zijn overigens gelijkvormig, doorloopen samen van g_{-1} tot e_3 , dus 4 octaaf.

Als hier uitdrukkelijk gesproken wordt over het al of niet transportabel zijn van resonatoren, dan is het gewenscht met het oog op hetgeen volgt een tweede opmerking te laten volgen, dat in den regel de aanschaffingskosten van goede klankbollen niet binnen het bereik van een ieder ligt. Ja, 't is misschien wenschelijk op te merken, dat zelfs na het aanschaffen van resonatoren van von Helmholtz menig laboratorium ze sindsdien zoo goed als ongebruikt in 't cabinet heeft bewaard, naast de zoo kostbare stemvorken, bij welke laatste tevens het onderhoud tegen roest dengene, die ervoor zorgen moet, meer tot last dan tot genot strekt.

Het is schrijver dezes reeds lang opgevallen, hoe dikwijls het voorkomt, dat geluidgevend lichamen zelfs alleen door luchttransport in staat zijn, betrekkelijk zware voorwerpen in meetrilling te brengen. Een aangeslagen pianosnaar doet b.v. een deksel van een kachel trillen, zooals een stampende motor een spatbord heen en

weer doet gaan. Een spiraaldraad-weerstand trilt mee met bepaalde spraaktonen, zooals een kachelscherm dat doet. Is misschien de uitspraak van von Helmholtz te veel doorgedrongen, als hij de stemvork een zoo kleine resonantie-breedte geeft, dat hij alleen met een even gelijk gestemde in meetrilling kan worden gebracht? De menschelijke stem doet hetzelfde, mits zuiver en krachtig gezongen! In plaats van tot kostbare stemvorken toevlucht te nemen, is het ons gelukt met fijne veertjes (aanvankelijk horlogeveeren, later ook van staaldraad) een geheele reeks resonatoren op één stangetje te plaatsen, die om beurten het werk overnemen van meetrillen. Om de uitslag van trilling zichtbaar te maken, werd daarbij als medium in plaats van lucht een vast lichaam gekozen en om de proef zeer gemakkelijk projectabel te maken ten slotte de toevlucht genomen tot een weergever van een gramofoon.

Zonder al de grondvormen op te sommen, waaronder de eindresultaten tot nu toe kwamen, willen wij deze geven, zooals wij op 't laatst gehouden Congres voor Beiaardkunst, te 's-Hertogenbosch van 14—16 Augustus gehouden, eenige demonstraties ervan lieten zien, waarbij o.a. de voornaamste partiaaltönen van klokken van Gillett & Johnston-Croydon zichtbaar werden. Ook thans willen wij eenige voorbeelden geven, hoe bij groote amplitude en kleine frequentie iets dergelijks gebeurt. Van Schaik heeft reeds een gyrostaat, asymmetrisch belast, op de punt van een floret laten uitdraaien. Bij synchronisme van beide trad een opvallende trillingswijze der laatste in, waarbij a.h.w. de dalende tonenreeks van de tol, ten slotte de grondtoon der floret passeerende, deze liet zien. Een tweede voorbeeld is het toestel, dienende voor 't aanwijzen van de frequentie van een wisselstroom. Daarbij zijn een reeks van circa 10 staven aangebracht, die een eigen periode hebben van b.v. 20 tot 100 trillingen per seconde. Bij doorgang van de stroom zal de resonantie van die met gelijke periode door de grootste amplitude zichtbaar worden, van die daar omheen met minder bedrag. Hoe staven reeds door den instrumentmaker Kagenaar trilbaar gemaakt werden, in dienst van tijdmeting, op periodes van $\frac{1}{10}$ tot $\frac{1}{100}$ seconde is aan fysiologen bekend, terwijl tot slot een wijze van krachtsbesparing is uitgedacht, door gebruik van trillingsstaven, weet schrijver dezes alleen uit herinnering, maar is elders in een technisch tijdschrift wel op te sporen. Op 't gebied van de geluidsleer is de trillende staaf als tong in een orgelpijp of blaasinstrument e.d. al een bekende. Een geheele reeks is te

vinden in een speeldoos. Echter is hier 't vlak van trilling loodrecht op 't vlak, waarin ze liggen in tegenstelling met de door ons gevolgde methode. In hogverre de stemstaven van Hemony iets dergelijks waren, als thans in 't klein door ons beschreven wordt, is moeilijk uit te maken. Waarschijnlijk is, dat hier de staven groot en aan beide zijden geheel vrij waren, rustende op 2 knoopen, zooals bij een xylofoon of metallofoon. Hun meetrillen kan zoowel door vaste lichamen als door de lucht hebben plaats gegrepen. De proef is feitelijk best te herhalen, als men tenminste ook in ons land weer overgaat tot het stemmen van klokken door afdraaien.

Overeenkomstig vorige apparaten is nu ook de *staaf-resonator*, zooals wij die met 't oog op zijn werking thans wenschen te noemen. In hoofdzaak is de gedachte deze, dat de enkelvoudige trillingen in een stangetje van metaal teweeggebracht een loodrecht daarop bevestigd staafje doet meetrillen, wanneer de eigen-periode van beide dezelfde is. Daar deze eigen-trilling, zooals bekend, zuiver sinus-achtig is, zal een tot resonantie brengen door een toon, waarvan 't aantal trillingen de helft, een derde enz. is (zooals proeven bovendien bevestigden), vrijwel uitgesloten zijn. Het is evenwel van belang te weten, dat een staafje zeer gemakkelijk zijn eerste boventoon kan geven, waarbij de trillingswijze dadelijk in 't oog springt, door de knoop, op $\frac{1}{5}$ van 't vrije uiteinde. Het aantal trillingen van deze boventoon is bovendien $6\frac{1}{4}$ maal die van de grondtoon en 't verschijnsel is feitelijk daardoor van evenveel belang als de trilling van den grondtoon alleen. Elke twijfel is door deze twee kenmerken uitgesloten. Gebruikt men hetzij horlogeveeren, hetzij rond staaldraad, dan zijn de voordeelen van deze resonator direct op te geven. Zooals de stemvork heeft ook deze een groote toonvastheid en is niet in die mate, zooals een klankbol, onderhevig aan temperatuur en vochtigheid der lucht. Verder heeft de staaf een kleine resonantie-breedte en groote hoogte. Men kan een willekeurig groote serie naast elkaar plaatsen, daar men wegens constante dikte en homogeniteit der staaf, uitsluitend op lengtemaat is aangewezen, volgens de regel, dat het aantal trillingen omgekeerd evenredig is aan 't kwadraat der lengte. Een derde voordeel is gelegen in het feit, dat er weinig boventonen in een staaf zijn. Na die van $6\frac{1}{4}$ volgen $17\frac{1}{2}$ en $34\frac{1}{4} \times$ grondtoon. Zichtbare amplitude treedt dan bij deze laatste niet meer in, terwijl de orde, waarin ze respectievelijk zijn, is 3e, 5e en 6e octaaf. Bij

eventueel projecteeren van een dergelijke serie is het metaal van onschatbare dienst, terwijl bij eventueel registreeren, hetzij op roet, hetzij electromagnetisch, eveneens het metaal zich aanbeveelt als het eenige middel. In vergelijking met den omvang van de gebruikelijke reeks, gaat een reeks staaf-resonatoren naar boven verder (omstreeks in 4e en 5e gestreept octaaf) terwijl naar beneden de overgang naar 't niet hoorbare, zooals uit de voorbeelden blijkt, geleidelijk onbegrensd zich uitbreidt. Door zijn zeer kleine afmetingen is 't apparaatje belachelijk licht, men kan een geheele reeks van 4 of 5 octaven in zijn zak-portefeuille bij zich dragen! Het is opvallend, hoe spoedig deze soort resonator aanspreekt. Over de wijze, zooals zij 't meest doeltreffend is in 't gebruik, hebben wij de volgende constructie gebruikt:

Een geelkoperen stangetje van 2 mm diameter, en 6 a 10 cm lengte, is van een serie ondiepe zaagsneder op 2 mm afstand voorzien. Hiertusschen in worden stevig geklemd staafdraden, van een dikte van 0,2 of 0,1 mm. De stang kan zodoende bergen een reeks van 30 of 40 stuks en lijkt dus op een kammetje, of zoo men ze ter weerszijden laat loopen, het dubbele aantal, terwijl ze dan lijkt op een vischgraat. Rekent men het interval van 2 opeenvolgende een halve toon, dan wordt een serie van 4 of 5 octaaf bij de gegeven dikte weergegeven door staafjes, van 10 tot 40 mm lengte. Houdt men 't stangetje geklemd tegen een gebogen karton, en gaat men met een vinger voorzichtig langs de staafjes, dan kan men voor een groot publiek als tonen van een fijne harp de reeks duidelijk hoorbaar maken. Evenzoo op een houten tafel. Men kan zeer gemakkelijk intervallen kleiner dan $\frac{1}{2}$ toon invoeren. Neemt men de intervallen gelijk, dan is de begrenzende curve een parabool, maar men kan evenzeer de zaak omkeeren en een rechte begrenzing invoeren, waarna men met geijkte stemvorken de toonshoogte van enkele bepaalt. Men houdt nl. de trillende stemvork tegen de stang en het bepaalde staafje (als er tenminste een is, dat voldoende in de buurt van 't trillingsgetal is) kondigt zijn aanwezigheid aan door een zichtbare uitslag, waardoor zelfs de naburige staafjes kunnen geaffecteerd worden. De amplitude houdt revens gelijke tred met het decrement van de stemvork. Het apparaatje leent zich tot het onderzoek van partiaaltönen van muziekinstrumenten door direct contact. Zoo bij een strijkinstrument op het bovenblad of de kam, bij de piano op de klankbodem. Bij een stemfluitje, dat verstelbaar is, doorloopt op fraaie wijze een reeks staafjes, trillend het gefloten

gebied, eveneens door direct contact. Overal, waar trillingen zintuigelijk voelbaar zijn, kan men er mede merken. Zoo bij groote klokken zijn de voornaamste partiaaltönen door ons meermalen aangetoond en kwamen de grondtoon, octaaf, kleine decime, duodecime en dubbel-octaaf soms gedurende eenige minuten voor den dag. Zelfs de ligging van knoop- en buiklijnen lieten zich met het apparaatje opsporen.

In combinatie met het membraan laten zich ook zeer interessante proeven doen. Daartoe is de weergever van de gramofoon uitstekend geschikt, daar men nu niet het membraan zelf behoeft te belasten, maar het stangetje, dat daarmee verbonden is. Daartoe kan men er een busje aan klemmen, waarin genoemd stangetje eveneens met een schroefje, loodrecht op de richting van 't membraan wordt vastgehecht. Men kan dus in dit busje om beurten stangetjes met staafjes van afwisselende lengtes nemen. Toch moet men erop letten, dat alles een stevig geheel vormt en geen enkele trilling wordt geabsorbeerd. Laat men de gramofoon loopen, dan ziet men de melodie, ja de boventönen voor zijn oogen voorbijgaan. Mocht misschien de projectie van dit laatste eenig bezwaar opleveren, zeer gemakkelijk is het volgende: Men neemt alleen de weergever met 't apparaatje, bevestigt er een stevige kartonnen kegelvormigen hoorn aan en stelt dit geheel vast op een statief, waarbij natuurlijk de staafjesreeks ter plaatse van de lantaarnplaatjes komen. Zingt men nu op een bepaalde grondtoon verschillende vocalen, terwijl de koker de mond goed omsluit, dan krijgt men een bevestiging van de theorie, hoe bv. bij een oo de 2e boventoon en bij een aa de 3e de sterkste is. De fysioloog ziet tevens in dit apparaatje een bevestiging van de resonantie-theorie omtrent ons gehoor, waar a.h.w. de organen van Corti de reeks zijn, hier voorgesteld door staafjes. Ongetwijfeld zal het werken met den staaf-resonator bij verdere perfectioneering ook zijn vruchten afwerpen aan de fonetiek, waar de beroemde vraag naar de spraaktoonhoogte, direct geregistreerd, een antwoord krijgt.

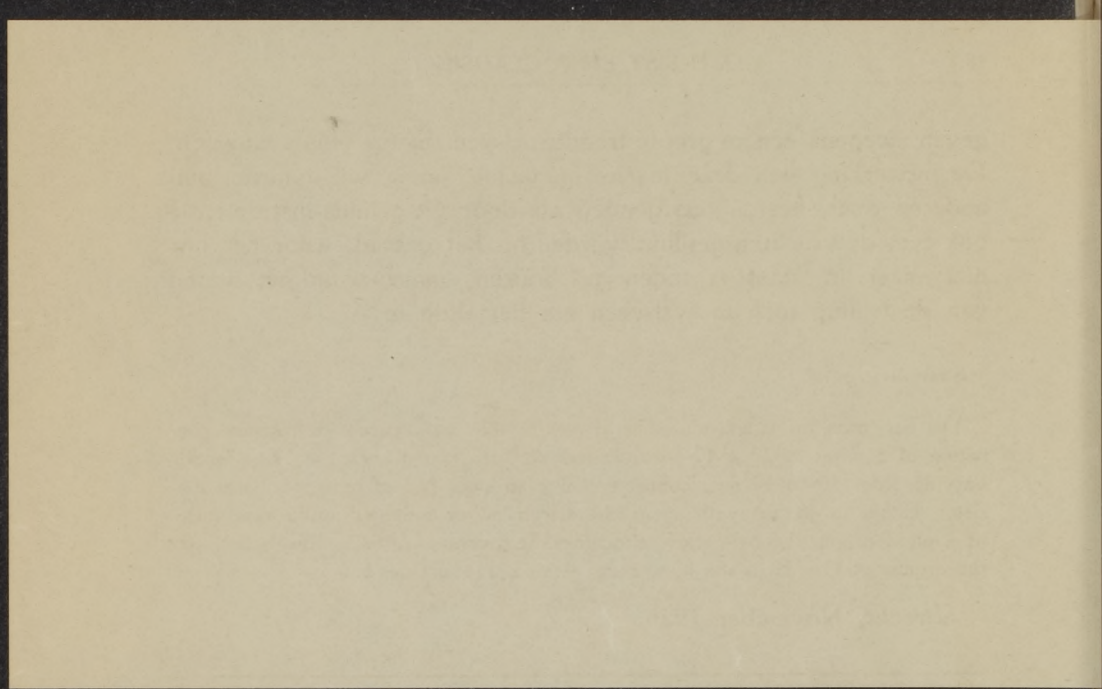
Tot slot wil het ons voorkomen, dat experimenteel aldus een snellere analyse te maken is, zooals Fourier deze geeft b.v. bij de wisselstroom. Een proef nl. overeenkomende met die van Van Schaik, toonde ons (ook al door eenvoudig contact van de stang met de as van een gyrostaat) dat tal van boventönen in de zoemende tol optraden! Ook als tourenteller zou een resonatorreeks dienstig kunnen zijn en in geval de bestaande toestellen onzekerheid

geven, wegens een te groote frequentie, een rustige plaats innemen. De uitwerking van deze laatste gedachte laten wij gaarne aan anderen over, het zij ons genoeg als door dit geluids-instrumentje ook eens de vruchten geplukt worden op het gebied, waar het oor niet meer in staat is tonen te hooren, maar waar het wezen van de trilling toch in fysischen zin hetzelfde is.

Summary.

The bar-resonator is introduced as a comfortable and delicate instrument, consisting of a series of 30 a 40 bars of steel of 0.1th mm diameter and of a length, varying from 10 to 40 mm, connected on a stronger bar of brass of 2 mm diameter. Either in contact with a musical-instrument, or mounted on a reproducer of a phonograph, the bars show altogether the overtones of bells, vowels &c. like the organs of Corti in the hypothesis of von Helmholtz.

Utrecht, November 1925.



OVER DEN „PLAKTIJD” VAN METAALATOMEN OP EEN GLAZEN WAND

door G. HOLST en P. CLAUSING. ¹⁾

Knudsen ²⁾ heeft waargenomen, dat, als men een metaaldampstraal op een glazen wand laat invallen, zich twee gevallen kunnen voordoen, al naar gelang van de temperatuur van den wand. Is de temperatuur beneden een zekere „kritische condensatietemperatuur”, t_k , dan zal de dampstraal op den wand condenseeren en wel zullen, zooals de proeven uitwijzen, alle invallende moleculen vast gehouden worden. Is de temperatuur hooger dan t_k , dan blijft geen enkel molecuul „plakken”, maar worden allen diffuus gereflecteerd. Knudsen beschouwt t_k als een voor een bepaald metaal karakteristieke grootheid en hij geeft de grenzen aan, waartusschen t_k in verschillende gevallen zal moeten liggen. Zoo bv. voor kwik, condenseerende op glas: $-140^{\circ} \text{C} < t_k < -130^{\circ} \text{C}$.

Wood ³⁾ komt tot een soortgelijke conclusie: cadmium condenseert op glas beneden -90°C ; boven die temperatuur wordt bijna alles gereflecteerd.

De in het voorgaande verkondigde opvatting is bekritiseerd door Langmuir ⁴⁾, die op theoretische gronden waarschijnlijk maakt, dat ook bij temperaturen hooger dan t_k de reflectie-coëfficiënt practisch nul is. Hij zou bv. willen veronderstellen, dat bij alle temperaturen alle moleculen condenseeren, maar dat zij, na eenigen tijd, τ , op het oppervlak vertoefd te hebben, terugverdampen. Dezen tijd τ zullen wij in het vervolg den „plaktijd” noemen. In een later artikel ⁵⁾, waarin hij eenige experimenten beschrijft, die zich goed laten begrijpen aan de hand van de zooeven gemaakte veronderstelling, spreekt hij zich meer positief uit. „Atoms striking a surface have a certain average „life” on the surface depending on the temperature of the surface and the intensity of the forces holding the atom. According to the „reflection” theory, the life of an atom on the surface is simply the duration of a collision, a time practically independent of temperature and of the magnitude of the surface forces”.

Men kan de 2 gezichtspunten nu als volgt tegenover elkaar stellen. Opvatting van Knudsen en Wood: $\tau = 0$ ⁶⁾ of $= \infty$; van Langmuir: τ verandert continu met de temperatuur van 0 tot ∞ . Bij de opvatting van Langmuir past dus geheel een begrip als „verdamping van stof A vanaf stof B”.

¹⁾ Kon. Akad. v. Wet. 34, 1137. 1925.

²⁾ M. Knudsen. Ann. d. Phys. 50, 472. 1916.

³⁾ R. W. Wood. Phil. Mag. 30, 300. 1915; 32, 364. 1916.

⁴⁾ I. Langmuir. Phys. Rev. (2), 8, 149. 1916.

⁵⁾ I. Langmuir. Proc. Nat. Acad. of Sciences 3, 141. 1917.

⁶⁾ De duur van de botsing is nl. zeer klein ten opzichte van den tijd τ , zooals Langmuir die zich denkt.

Door proeven over adsorptie van verschillende gassen aan glas en mica is het Langmuir ¹⁾ gelukt een schatting van τ in bepaalde gevallen te maken. Hij laat een bepaalde hoeveelheid gas in een vat van bekend volume en inwendig oppervlak en gaat na hoeveel de druk kleiner uitvalt als men volgens de wet van Boyle zou mogen verwachten. Op grond hiervan en van de onderstelling, dat zich een statistisch evenwicht instelt tusschen de moleculen, die zich in het vat en die zich op den wand bevinden, komt men voor gassen als argon, zuurstof en stikstof bij de temperatuur van vloeibare lucht tot een τ -waarde van ongeveer 10^{-4} sec.

Wertenstein ²⁾ heeft de theorie van Langmuir toegepast op de condensatie van oververzadigde dampen bij zeer lage drukken. Hij vindt daarbij een plaktijd van 10^{-5} sec. voor kwik aan glas bij kamertemperatuur.

Uit een en ander volgt de groote bruikbaarheid van de plaktijd-hypothese. Hoe deze hypothese geschikt is om rekenschap te geven van het verschijnsel der kritische condensatietemperatuur, een verschijnsel, dat, en dit verdient opmerking, door Knudsen en Wood kwantitatief nooit nauwkeurig is gemeten, is op overtuigende wijze aangetoond door de proef van Charinton en Semenov ³⁾ en de daarop gebaseerde theorie van Frenkel ⁴⁾. De door C. en S. genomen proef was als volgt ingericht. Een met pyceïne bedekte roodkoperen reep, die vertikaal in vacuum is opgesteld wordt van onderen constant op lage, van boven op hooge temperatuur gehouden. Het temperatuurverval in den reep is lineair en de isotherme vlakken liggen horizontaal. Midden tegenover den reep staat vertikaal een met cadmium bedekte draad. Verhit men den draad electrisch, dan verdampt het cadmium. Op die plaatsen van den reep, waar de temperatuur onder t_k is, moet men nu een cadmium-neerslag verwachten; op de hooger gelegen plaatsen niet. Hangt t_k alleen af van den aard der gebruikte materialen, dan zouden de door het cadmium al of niet bedekte gedeelten van den reep onderling een horizontale scheidingslijn moeten bezitten. Dit bleek nu niet het geval. De scheidingslijn was gebogen met de holle zijde naar beneden en symmetrisch ten opzichte van de vertikale middellijn van den reep. De verklaring is eenvoudig deze, dat op het midden van den reep het cadmium met een grootere dichtheid invalt dan op de randen, die zooveel verder van den draad af staan en dat, aannemende dat de plaktijd afneemt met stijgende temperatuur, bij een grootere inval-dichtheid de moleculen zooveel sneller op elkaar volgen, dat reeds bij een kleinere plaktijd

1) I. Langmuir. J. Am. Chem. Soc. 40, 1361, 1918.

2) M. L. Wertenstein. Journ. de Phys. et le Radium (6), 6, 281, 1923.

3) J. Charinton en N. Semenov. Zsch. f. Phys. 25, 287, 1924.

4) J. Frenkel. Zsch. f. Phys. 26, 117, 1924.

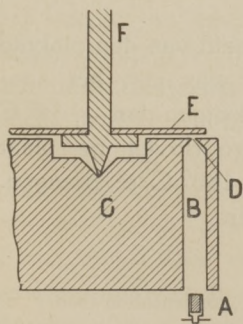
(dus hogere temperatuur) de molekulen den wand treffen, als de onmiddellijk voor hen op den wand gekomenen den wand nog niet verlaten hebben. Immers het criterium voor condensatie is het zich kunnen vormen van kernen, die tot een uitbreiding van een aangesloten laag aanleiding geven. Men ziet dus, dat t_k afhankelijk is van de inval-dichtheid. Zoo varieerde bij de proef van Charinton en Semenoff de t_k van -75°C tot -70°C .

Naar aanleiding van deze proef heeft Frenkel een theorie gegeven, waarin hij afleidt de betrekking

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{U_0}{kT}}$$

waarin τ_0 de trillingstijd van een Cd-atoom loodrecht op den wand, U_0 een soort losbreekarbeid en T de absolute temperatuur is. k is de constante van Boltzmann, de gasconstante voor één molekuul. Met behulp van deze betrekking slaagt Frenkel er in kwantitatief de proef van C. en S. vrij goed te verklaren. Aan zijn berekening kan men met behulp van een enkele voor de hand liggende onderstelling een waarde voor τ ontleenen. Zoo vindt men, dat de plaktijd van cadmium op pyceïne bij ongeveer -70°C van de grootte-orde 10^{-4} sec zal moeten zijn.

Om nu definitief uit te maken of er zoo iets als een plaktijd bestaat en tevens na te gaan hoe deze van de gebruikte stoffen en de temperatuur afhangt, hebben wij het volgende experiment bedacht:



Laat A zijn een electrisch oventje, waaruit men een metaaldampstraal kan doen treden in de richting van de buis B in het metalen lichaam C . Deze straal is begrensd door de opening van het oventje en het diaphragma D . De moleculen treffen na passeeren van D de plaat E , die, gemonteerd op de as F , snel voor het diaphragma langs beweegt; ze blijven gedurende den plaktijd op de plaat kleven, dampen daarna terug tegen het metalen lichaam en vormen naast het

diaphragma een neerslag.

Dit alles geldt natuurlijk alleen als de dichtheid van den dampstraal en de temperatuur en snelheid van de plaat van dien aard zijn, dat op de plaat geen kernen zich kunnen vormen, die tot een condensatie aanleiding geven. Bovendien moet het metalen lichaam koud genoeg zijn om practisch al wat er op valt vast te houden. De afstand van het zwaartepunt van het gevormde neerslag tot het midden van het diaphragma is een directe maat voor den

plaktijd, behoudens een kleine correctie voor het impulseffect, dat ontstaat, doordat de van de plaat afdampende moleculen een gemiddelde snelheid krijgen loodrecht op het vlak door D en F . Dit impulseffect is behalve door berekening ook door variatie van de afstand van D tot E gemakkelijk te elimineeren.

Het spreekt wel vanzelf, dat de geheele proef in hoog vacuum genomen moet worden.

Volgens het geschetste principe werd een toestel geconstrueerd, waarmede wij hoopten de plaktijd van b.v. Cadmium op glas te kunnen meten. Het metalen lichaam bestond uit rood koper, waarop een Cd -neerslag zeer duidelijk is waar te nemen. De diaphragma-opening bedroeg 0,09 cm., de opening van het oventje 0,3 cm. De plaat bewoog zich op een afstand van 0,06 cm. voor het diaphragma. De afstand van D tot de as bedroeg 2,0 cm.

Tijdens de proef was de temperatuur van den oven 290°C , die van de plaat -34°C en die van het koperen lichaam ca. -160°C . De plaat maakte daarbij 136 omwentelingen in de seconde. Na eenige minuten vertoonde zich een Cd -neerslag op het koper, dat ten opzichte van het diaphragma in de verwachte richting verschoven was. De afwijking was niet nauwkeurig uit te meten, maar bedroeg zeker minder dan 0,02 cm. Onder de aangegeven omstandigheden bedroeg het impulseffect ongeveer 0,004 cm. Voor den plaktijd van Cd op glas onder de bovengenoemde condities vindt men dus als bovenste grens:

$$\frac{0,02 - 0,004}{136 \cdot 2 \pi \cdot 2,0} = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{ sec.}$$

Verwacht mag worden een sterke afhankelijkheid van den plaktijd van de temperatuur. Waar het niet mogelijk was met het aangeduide toestel lagere plaattemperaturen te verkrijgen dan -34°C is een nieuw apparaat ontworpen, dat zal veroorloven de plaat op een willekeurige temperatuur boven -180°C te brengen. Hiermede zullen de proeven voortgezet worden.

Summary.

An experiment is described which enables to test the condensation-theory of Langmuir. A reflecting-plate passes rapidly along a small diaphragma and picks up Cd molecules from a Cd -gas-beam, limited by the diaphragma. The molecules tend to rest a short time τ on the plate and after that time they are ejected in a random direction against the cooled diaphragma-plate. The distance between the centre of gravity of the so formed deposit and the middle of the diaphragma-hole is a direct measure for the time τ .

Preliminary experiments showed that in the case of Cd , reflected by a glass plate at -34°C , the time τ must be shorter than 10^{-5} second.

Eindhoven, 20 Nov. 1925. NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

RESONANTIE IN NEON OPGEWEKT DOOR LIJNEN UIT HET ZICHTBARE NEON-SPECTRUM¹⁾

door W. DE GROOT.

Bij het onderzoek van ontladingsverschijnselen in met neon gevulde buizen²⁾ en geleid door den wensch zooveel mogelijk te weten te komen van den toestand waarin het gas bij de ontlading verkeert, werd ik ertoe geleid, na te gaan of in een met neon gevulde ontladingsbuis tijdens de doorgang van den stroom resonantie kan worden aangetoond. Zooals men weet is het analoge verschijnsel voor helium door Paschen³⁾ gevonden en onderzocht. De voornaamste resonantielijne is daar echter in het ultrarood gelegen en dus voor visueele waarneming niet toegankelijk.

Als ontladingsbuis werd gekozen een zoogenaamde „glimlamp”. (Hierin bevinden zich twee spiraalvormige ijzeren electroden, geplaatst in een atmosfeer van helium bevattend neon van ca. 20 mm. druk. Door de aanwezigheid van magnesium, dat de inleiding van de ontlading vergemakkelijkt, wordt het gas bovendien bij langdurig doorgaan van de ontlading van onzuiverheden bevrijd).

Wanneer de stroom (ca. 15 mA.) doorgaat, wordt de negatieve electrode (bij wisselstroom beurtelings beide electroden) met oranje licht bedekt. Behalve dit „negatieve glimlicht” bemerkt men in het lampje een eigenaardig rood schijnsel, dat bijna de geheele ballon vult. (Het was juist een dergelijk rood schijnsel, zichtbaar aan de kathodekant van een zuilontlading in neon, dat onze aandacht in deze richting leidde).

In het deel van het gas nu, dat het roode schijnsel vertoont, is resonantie duidelijk waar te nemen. Daartoe werd het licht van een met neon gevuld Geisslerbuisje (druk ca. 20 mm. capillair 2 mm. wijd) door een lens zoodanig geconcentreerd, dat het beeld van het midden van de capillair (ongeveer 30 mm. werd gebruikt, de rest afgeschermd) juist binnen de ballon van de glimlamp werd gevormd. Het Geisslerbuisje was sterk overbelast (150 mA.) ten einde het licht zoo intensief mogelijk te doen zijn. (Deze belasting kon het buisje uren achtereen verdragen). Werd het oog nu geplaatst in het verlengde van het lijnvormige beeld, dan kon het

1) Gedemonstreerd voor de Ned.-Nat. Ver. op 28 Nov. 1925. Zie ook *Naturwiss.* 14, 104, 1926.

2) Gezamenlijk met Dr. F. M. Penning.

3) Absorption und Resonanz von monochromatischer Strahlung in Helium. *Ann. d. Phys.* 45, 625, 1914

resonantielicht als een „spoor” worden gezien. Uit een andere richting was het verschijnsel minder duidelijk of onzichtbaar. Dit verklaart, waarom het niet reeds eerder werden opgemerkt, bijvoorbeeld bij het onderzoek (door Dorgelo ¹⁾ en Meissner ²⁾) naar de absorptie der zichtbare neonlijnen, waarmede dit resonantieverschijnsel onverbrekkelijk is verbonden. ³⁾

Op de aan dit artikel toegevoegde foto (fig. 1) ziet men de glimontlading met het resonantielicht. Er werd nog een contrôle-opname gemaakt met de glimlamp uit en de Geisslerbuis aan; hierop was niets te zien.

Het lag voor de hand het spectrum van de ontlading te bekijken. Hierin traden merkbaar op den voorgrond de lijnen 6402 ($2s_5 - 2p_9$), 6334 ($2s_5 - 2p_8$), 6143 ($2s_5 - 2p_6$), 5944 ($2s_5 - 2p_4$) en 6506 ($2s_4 - 2p_8$), die allen het verschijnsel der absorptie sterk vertoonen.

Later bleek, zoowel visueel als fotografisch, dat bijna alle lijnen uit het zichtbare neonspectrum in het resonantielicht voorkomen (de meeste echter vele malen zwakker dan de genoemde lijnen). Dit is ook juist wat men moet verwachten in analogie van hetgeen door Strutt ⁴⁾ bij natrium en door Füchtbauer ⁵⁾ en Wood ⁶⁾ bij kwik is geconstateerd. Op grond van genoemde onderzoekingen is het namelijk te verwachten, dat als door absorptie van een passende straling een zeker niveau in het spectrum is bereikt, alle lijnen worden uitgezonden, die ontstaan door mogelijke combinaties van dit niveau met diverse lager gelegen niveau's. Zoo moeten wij b.v. verwachten dat naast de sterke absorptielijn 6143 ($2s_5 - 2p_6$) ook de lijnen 6304 ($2s_4 - 2p_6$) en 6929 ($2s_2 - 2p_6$) zullen verschijnen, waarvan zeker de laatste niet direct door resonantie wordt opgewekt. ⁷⁾

Een afbeelding van het resonantiespectrum geeft fig. 2. De lijnen 6143, 6304, 6929, zijn afzonderlijk aangegeven. Zooals men ziet, zijn zij inderdaad in vergelijkbare intensiteiten aanwezig. Onder het resonantiespectrum ziet men het zwakkere spectrum van het „roode schijnsel”. Duidelijk blijkt, dat hiervan de intensiteitsverhoudingen dezelfde zijn als in het resonantiespectrum, waarmee bewezen is,

1) Naturwissensch. 13, 819, 1925, Physica 5, 429, 1925, Zs. f. Phys. 34, 766, 1925.

2) Ann. d. Phys. 76, 124 1925, Phys. Zs. 26, 687, 1925.

3) Sindsdien werd door W. H. Mc. Curdy, Nature 117, 122, 1926, dezelfde kunstgreep toegepast bij de bestudeering van de resonantie in helium.

4) Proc. Roy. Soc. A 96, 272, 1920.

5) Phys. Zs. 21, 635, 1920.

6) Phil. Mag. 50, 774, 1925.

7) Een intusschen uitgevoerd kwantitatief onderzoek naar de intensiteitsverhoudingen in het resonantielicht zal in aansluiting aan soortgelijke metingen van Dorgelo over intensiteitsverhoudingen bij diverse ontladingsvormen in neon in Zs. f. Phys. worden gepubliceerd.



Fig. 1.

Resonantielicht in neon (de lichtende streep in het verlengde van de pijl; de witte vlek is het gewone glimlicht).

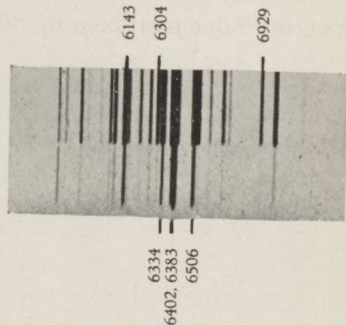
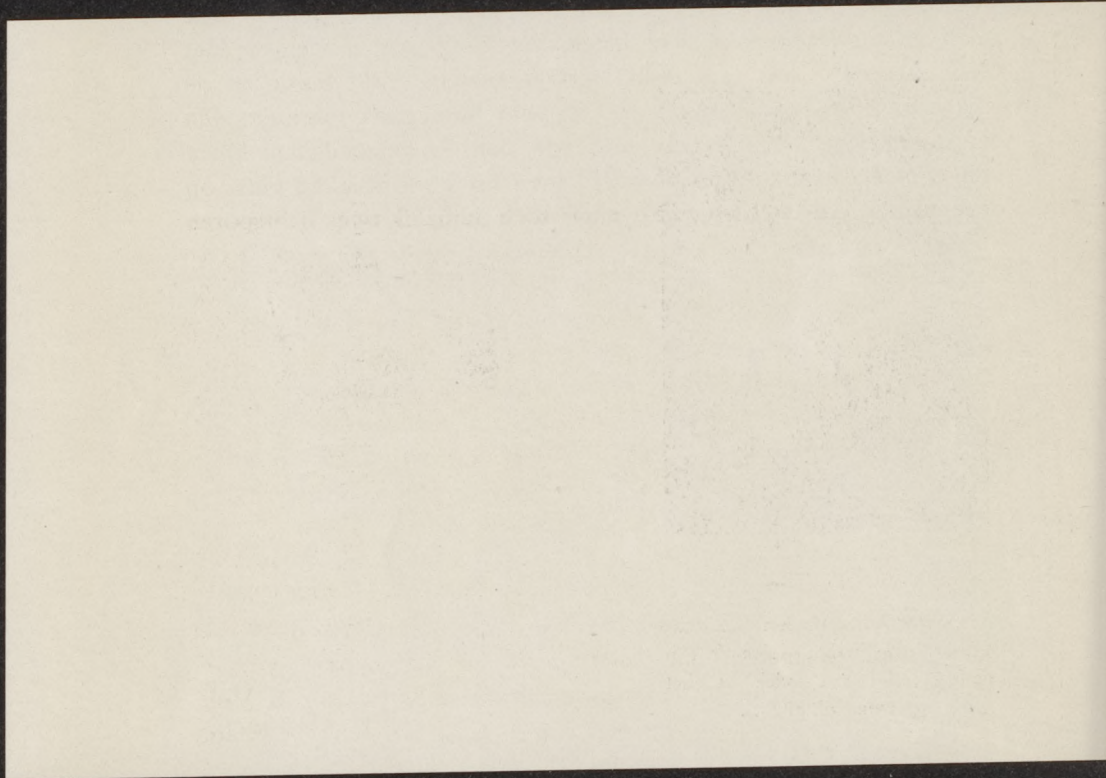


Fig 2.

Spectrum van het resonantielicht in neon.



dat dit licht niets anders is dan resonantielicht, opgewekt door het licht der glimontlading.

Het mooiste zou men het bovenbedoelde kunnen toetsen door in plaats van met een geheel lijnenspectrum, met een enkele lijn (b.v. 6143) te bestralen en het opgewekte licht weer in den spectroscop te bekijken. Het is mij tot nog toe niet gelukt deze proef te verwezenlijken; wel bleek het volgende mogelijk: Het Geisslerbuisje werd afgebeeld, terwijl tusschen dit buisje en de lens een prisma was geplaatst. In het brandvlak werden dan een aantal beelden, beantwoordende aan de verschillende lijnen van het spectrum, gevormd. Hield men nu de ontladingsbuis op deze plaats, dan werden zwak, maar toch duidelijk twee lichtsporen (een rood en een oranje) gezien, zeer waarschijnlijk beantwoordende aan de lijnen 6402 en 6143.

Ten einde de aard van het resonantieverschijnsel nog op een andere wijze op de proef te stellen, werd in plaats van een glimlamp een ontladingsbuis van Hertz ¹⁾ gebezigd, waarin electronen met een bepaalde snelheid in het gas konden worden gestuurd. Het bleek daarbij mogelijk deze snelheid zoo te kiezen, (tusschen 16 en 18 Volt), dat het gas op zich zelf nog geen licht uitstraalde; bij het aansteken van de Geisslerbuis verscheen dan weer het roode lichtspoor. Het verschijnsel moet verdwijnen, zoodra de snelheid der electronen in de buis zoo gering is, dat het s_5 -niveau niet meer wordt aangeslagen. Dit werd gecontroleerd door het Voltverschil te meten, dat beantwoordt aan het verdwijnen van het directe licht en van het resonantielicht. Gemeten werd 1,6 Volt, terwijl het te verwachten verschil ($2s_5 - 2p_{10}$) 1.7 Volt bedraagt.

Naar aanleiding van hetgeen door andere onderzoekers gevonden werd over polarisatie en magnetische beïnvloeding van resonantie-straling, heb ik getracht bij neon hetzelfde aan te toonen, echter zonder resultaat: toevoeging van een uitwendig magneetveld veranderde de intensiteit niet merkbaar en door een nicol kijkende werd bij verschillende standen van deze geen duidelijk verschil gezien.

Verder moge de beschrijving volgen van een proef, waarbij de levensduur der metastabiele toestanden een rol speelt: Werd de glimlamp gevoed met wisselstroom van 50 per. en werd het lichtspoor stroboscopisch bekeken, dan bleek het te verdwijnen in die

tijdsdeelen, waarin de glimlamp zelf donker was, terwijl bij wisselstroom van 500 per. het resonantielicht ook in de donkere deelen der periode bleef bestaan. Dit resultaat is in overeenstemming met de door Dorgelo gemeten leeftijden.

Ten slotte moet nog worden vermeld, dat het mogelijk is gebleken, met behulp van het resonantieverschijnsel bij ontladingen in neon de concentratie der metastabiele toestanden van punt tot punt na te gaan: bij een bepaalde gelaagde ontladingsvorm met stilstaande lagen, werden verschillen in de intensiteit van het resonantielicht in de verschillende deelen van de buis waargenomen.

Summary.

Description of a method by which resonance radiation in neon is made visible.

An examination of the spectrum shows, that nearly all the visible neon lines ($2s - 2p$ -combinations) are present. The strongest lines are 6402, 6334, 6143, 5944 ($2s_5 - 2p_{9, 8, 6, 4}$) and 6506 ($2s_4 - 2p_8$).

Eindhoven, 5 Febr. 1926

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

OPMERKINGEN.

(Niet afgedrukt in het oorspronkelijke artikel)

1. Bij nadere beschouwing van fig. 2 blijkt dat de lijn 5852 ($2s_2 - 2p_1$), de uiterste lijn links, in het resonantie-spectrum niet sterker is, dan in dat van het „schijnsel”. Dit komt daarmee overeen, dat er geen sterkere absorptielijn ($2s_5 - 2p_1$) bestaat en dat de lijn 5400 ($2s_4 - 2p_1$) zeer zwak is. Nu echter uit het bovenstaande blijkt, dat de lijn 5852 niet door resonantie wordt versterkt, is haar voorkomen in het „schijnsel” raadselachtig. Daar de bedoelde lijn verreweg de sterkste uit het glimlicht is zou men aan verstrooiing kunnen denken. Toch schijnt dit niet waarschijnlijk, daar dan ook andere lijnen sterker aanwezig hadden moeten zijn.

2. Toevoeging van vreemde gassen (H_2 , Ar, Hg) vernietigt het resonantieverschijnsel. Deze waarneming gaat parallel aan eene van Dorgelo betreffende de verkorting van de levensduur der metastabiele atomen en de vermindering van de absorptie door dezelfde oorzaak.

DE INVLOED VAN DE DEMPINGEN OP DE FREQUENTIES VAN TWEE GEKOPPELDE KETENS

door BALTH. VAN DER POL Jr.

De stroom in een keten, bestaande uit een zelfinductie L , capaciteit C en weerstand r , voldoet aan de bekende (symbolisch geschreven differentiaal-vergelijking:

$$(D^2 + 2\alpha D + \omega^2) i = 0 \quad (1)$$

waarin

$$\begin{aligned} D &= \frac{d}{dt}, \\ 2\alpha &= \frac{r}{L}, \\ \omega^2 &= \frac{1}{CL}, \end{aligned}$$

terwijl de exacte oplossing hiervan gegeven is door

$$D = -\alpha \pm j\sqrt{\omega^2 - \alpha^2}, \quad (2)$$

waarin het reële deel van D de damping voorstelt en het imaginaire deel de frequentie.

Is bovendien

$$\alpha^2 \ll \omega^2,$$

dan kan D geschreven worden als

$$D = -a \pm j \omega \left(1 - \frac{1}{2} \frac{a^2}{\omega^2} \right), \quad (2a)$$

waaruit volgt, dat de frequentie van een enkele keten een tweede-orde-correctie ondergaat als gevolg van de demping.

In tegenstelling met één enkele keten bleken onder omstandigheden, die wij thans nader zullen bezien, de frequenties van twee gekoppelde ketens een eerste-orde-correctie tengevolge van de demping te ondergaan.

Voor electrisch gekoppelde ketens bestaat voor de stroomen in beide ketens de differentiaal-vergelijking:

$$\left[(D^2 + 2 a_1 D + \omega_1^2) (D^2 + 2 a_2 D + \omega_2^2) - k^2 \omega_1^2 \omega_2^2 \right] i_{1,2} = 0 \quad (3)$$

waarin de indices 1 op de eerste keten en de indices 2 op de tweede keten betrekking hebben, terwijl k^2 de koppelingscoëfficiënt voorstelt.

Ter berekening van de dempingen en frequenties van het gekoppelde systeem moet men dus een vierde-machtsvergelijking oplossen. Deze vergelijking werd 28 jaar geleden in een klassiek onderzoek uitvoerig behandeld door M. Wien¹⁾, speciaal voor het geval, dat de beide vrije frequenties ω_1 en ω_2 van de afzonderlijke systemen dicht bij elkaar liggen en de dempingen en koppeling klein zijn, met dien verstande, dat de derde en hoogere machten van $a_1 - a_2$, $k \omega$ en $\omega_1 - \omega_2$ tegenover ω^3 mogen worden verwaarloosd.

Wien's oplossing is echter vrij gecompliceerd en de door hem gevolgde methode, die de oplossing over een derde-machtsvergelijking laat lopen, kan, zoo komt het ons voor, door geschikt gekozen transformaties, aanmerkelijk worden vereenvoudigd, zoodat met weinig moeite een verdere benadering, waarbij ook de derde machten van de kleine grootheden in rekening blijven, kan worden gevonden. Bovendien laat onze oplossing een zeer eenvoudige discussie van de resultaten toe.

De vergelijking (3) geldt voor *electrisch* gekoppelde ketens. Zij kan evenwel binnen de bedoelde nauwkeurigheidsgrenzen worden getransformeerd tot:

¹⁾ Annalen der Physik, 61, 151 (1897).

$$\left[(D^2 + 2 a_1 D + \omega_1^2)(D^2 + 2 a_2 D + \omega_2^2) - k^2 D^4 \right] i_{1,2} = 0 \quad (3a)$$

welke uitdrukking (3a) voor *magnetisch* gekoppelde ketens geldt. Het is daartoe slechts noodig (3a) met $1 - k^2$ te vermenigvuldigen en de volgende substituties uit te voeren:

$$D = \frac{D}{\sqrt{1 - k^2}}$$

$$a_{1,2} = \sqrt{1 - k^2} a_{1,2}$$

waardoor (3a) in (3) overgaat op eenige kleine termen na n.l. $-4 a_1 a_2 k^2 D^2 - 2 (a_1 \omega_2^2 + a_2 \omega_1^2) k^2 D$, welke echter beneden onze benadering blijven en dus van geen belang zijn, zoodat wij ons bepalen kunnen tot een oplossing van (3).

Door nu in (3) te stellen:

$$\left. \begin{aligned} z &= D + \frac{a_1 + a_2}{2} \\ v_1^2 &= \omega_1^2 - a_1^2 + \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right)^2 \\ v_2^2 &= \omega_2^2 - a_2^2 + \left(\frac{a_1 - a_2}{2} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

gaat deze over in

$$\left\{ z^2 + \frac{v_1^2 + v_2^2}{2} \right\}^2 - \left\{ (a_1 - a_2) z + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2} \right\}^2 = k^2 \omega_1^2 \omega_2^2 \quad (5)$$

waarin derhalve de v 's zeer ten naastebij de origineele frequenties ω van de afzonderlijke ketens voorstellen.

Maken wij verder (5) non-dimensioneel door te deelen door $\left(\frac{v_1^2 + v_2^2}{2} \right)^2$, en noemen wij

$$\left. \begin{aligned} x &= \left(\frac{v_1^2 + v_2^2}{2} \right)^{-1/2} z \\ \varepsilon &= \left(\frac{v_1^2 + v_2^2}{2} \right)^{-1/2} (a_1 - a_2) \\ \varrho &= \frac{v_1^2 - v_2^2}{v_1^2 + v_2^2} \\ k^2 &= \left(\frac{v_1^2 + v_2^2}{2} \right)^{-2} \omega_1^2 \omega_2^2 k^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

dan verkrijgt (5) de zeer eenvoudige gedaante

$$(x^2 + 1)^2 - (\varepsilon x + \varrho)^2 = k^{12} \quad (7)$$

en ons probleem reduceert zich tot de discussie van de exacte vergelijking (7), waarin ε een maat is voor het verschil van de dempingen van de afzonderlijke systemen, ϱ een maat voor de verstemming en k^{12} ten naastenbij weder de origineele koppelingsfactor k^2 .

De beide bijzondere gevallen, waarbij 1° , de oorspronkelijke dempingen gelijk zijn, dus $\varepsilon = 0$, en 2° , waarbij de oorspronkelijke frequenties gelijk zijn, dus $\varrho = 0$, kunnen direct exact worden opgeschreven, daar in deze gevallen (7) tot een kwadratische vergelijking in x^2 wordt gereduceerd. Wij zullen echter bij deze bijzondere gevallen niet langer stilstaan doch zullen een benaderde oplossing van (7) bezien, waarbij wij, evenals Wien, de koppelingsfactor k^1 , het dempingsverschil ε en de verstemming ϱ als klein zullen beschouwen.

Wij stellen daartoe

$$x = x_1 + x_2 + x_3 + x_4 + \dots$$

waarin elke volgende x van de orde k , ϱ of ε klein is ten opzichte van de voorafgaande x . Na substitutie van deze uitdrukking van x in (7) en na gelijkstelling van de termen van dezelfde grootte-orde vindt men:

$$x = j \left[1 \pm \frac{1}{2} \sqrt{k^{12} + (\varrho + j\varepsilon)^2} - \frac{1}{8} (k^{12} + \varrho^2 + \varepsilon^2) \pm \right. \quad (10) \\ \left. \pm \frac{1}{16 \sqrt{k^{12} + (\varrho + j\varepsilon)^2}} \left\{ (k^{12} + \varrho^2)^2 + \varrho j \varepsilon (\varepsilon^2 + k^{12} + \varrho^2) + \varrho^2 \varepsilon^2 \right\} + \dots \right]$$

zoodat (10) — te zamen met eenzelfde uitdrukking waarin overal $+j$ door $-j$ is vervangen — de vierde benadering geeft voor de oplossing van (7).

Een vergelijking van onze derde benadering (dus zonder den laatsten term in (10) met de langs anderen weg door Wien gevonden derde benadering doet zien, dat in de oplossing van Wien enkele vierde-orde-termen zijn behouden, terwijl het meerendeel daarvan echter is weggelaten.

Ter discussieering van (10) blijkt evenwel de tweede, complexe, term, n.l.

$$\pm \frac{1}{2} \sqrt{k^2 + (\varrho + j\varepsilon)^2}$$

van zeer veel belang. Het essentieele van de verschijnselen, die zich bij losse koppelingen onder de beschouwde omstandigheden voordoen, is gelegen in den tweeden term, zoodat wij de *kern* van de verschijnselen reeds met een *tweede benadering* goed kunnen beschrijven. Wij kunnen derhalve volstaan met

$$x = j \left[1 \pm \frac{1}{2} \sqrt{k^2 + (\varrho + j\varepsilon)^2} \right] \quad (11)$$

welke oplossing, wanneer wij thans weder overgaan naar de oorspronkelijke variabelen van (3), tot de zeer eenvoudige uitdrukking leidt:

$$D = -\frac{a_1 + a_2}{2} + \frac{1}{2} j \left[(\omega_1 + \omega_2) \pm \sqrt{k^2 \omega_1 \omega_2 + \{(\omega_1 - \omega_2) + j(a_1 - a_2)\}^2} \right] \quad (12)$$

waarin wij de vier waarden van D verkrijgen door, behalve de aangegeven teekenwisseling, ook de teekens van de beide j 's éénmaal positief en andermaal negatief te nemen. De uitdrukking (12), die de basis zal vormen van de verdere discussie, geeft derhalve in het reële deel de waarde van de resulterende dempingen en in het imaginaire deel de waarde der resulterende frequenties weer.

Een bijzonder geval van (12) springt reeds dadelijk in het oog. Voor een koppeling $k^2 = 0$ voert (12) n.l. tot de oorspronkelijke dempingen en frequenties van de gescheiden twee systemen, n.l.

$$\left. \begin{aligned} D_{1,2} &= -a_1 \pm j\omega_1 \\ D_{3,4} &= -a_2 \pm j\omega_2 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

waarbij de kwadratische frequentie-correcties van (2a) nu zijn weggevallen daar wij ons slechts in totaal tot de tweede orde termen hebben bepaald.

Met dezelfde nauwkeurigheid derhalve, waarbij men de frequentie-correctie tengevolge van den weerstand in een enkelvoudig systeem verwaarloost, geeft (12) de dempingen en frequenties van het gekoppelde systeem weder. Daar de termen onder het wortelteeken in (12) bovendien van de orde a^2 zijn, is het reële deel van de wortel van de orde a , zoodat wij bij gekoppelde ketens, dicht bij de afstemming met een frequentie-correctie tengevolge van de

damping te doen hebben, die één orde grooter is dan voor een enkele keten. *De frequenties van los gekoppelde ketens zijn derhalve dicht bij de afstemming veel gevoeliger voor de grootte van den weerstand in de ketens dan bij ongekoppelde ketens het geval is.*

Een graphische voorstelling van (12), welke uitdrukking ook geschreven kan worden als:

$$D = \frac{1}{2} (D_1 + D_3) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(D_1 - D_3)^2 - k^2 \omega_1 \omega_2} \quad (12a)$$

geef het beste overzicht van het verloop der functies. De vier waarden voor D uit (12) kunnen wij schrijven als:

$$\begin{aligned} D_{I,II} &= -\alpha_I \pm j \omega_I \\ D_{III,IV} &= -\alpha_{II} \pm j \omega_{II} \end{aligned}$$

waarin derhalve α_I en α_{II} , de resulterende dempingen, en ω_I en ω_{II} , de resulterende frequenties voorstellen. Laat men nu α_1 , α_2 , k^2 en ω_1 constant, doch verandert men de eigen-frequentie ω_2 van de tweede keten, dan hebben de resulterende dempingen α_I en α_{II} en de resulterende frequenties ω_I en ω_{II} een verloop als aangegeven in de figuren 1, 2, 3, 4 en 5, welke voor 5 verschillende koppelingscoëfficiënten met behulp van (12) werden berekend en wel voor de volgende data

fig. 1	$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0,1$	$k^2 = 0,001 = 0,1 k_k^2$
„ 2	$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0,1$	$k^2 = 0,005 = 0,5 k_k^2$
„ 3	$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0,1$	$k^2 = 0,010 = 1,0 k_k^2$
„ 4	$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0,1$	$k^2 = 0,012 = 1,2 k_k^2$
„ 5	$\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_1} = 0,1$	$k^2 = 0,025 = 2,5 k_k^2$ ¹⁾

(Daar alle α 's en ω 's dezelfde dimensie hebben, zijn alle variabelen in de figuren uitgedrukt in de, steeds constant gedachte, frequentie ω_1 van de eerste keten).

Ten duidelijkste blijkt uit deze figuren hoe bij uiterst losse koppeling ($k^2 = 0,001$) elk der beide trillingsketens zijn eigen frequentie en damping behoudt, praktisch onbeïnvloed door de andere keten.

1) In de figuren 1-5 leze men voor de abscissen $\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_1}$ in plaats van $\omega_2 - \omega_1$.

Voor $k^2 = 0,005$ echter bestaat reeds eenige beïnvloeding, en wel speciaal in de omgeving van resonantie, al waar de dempingen iets naar elkaar „toegetrokken” worden, terwijl aan weerszijden van het resonantiepunt de frequenties elkaar een weinig „afstooten”. Deze „aantrekking” der beide dempingen en „afstooting” der frequenties is nog meer geprononceerd in het geval waar $k^2 = 0,010$, ofschoon ook hier nog in het resonantiepunt het geheele systeem slechts één frequentie heeft. De „aantrekking” der dempingen voor dit geval gaat echter reeds zóó ver, dat de beide dempingen in het resonantiepunt samenvallen. Dit laatste blijft zich voordoen ook bij nog sterker koppelingen, n.l. $k^2 = 0,025$ en $k^2 = 0,100$, terwijl de frequentie-„afstooting” zóó sterk is geworden dat zelfs in het resonantiepunt de beide resulterende frequenties ver gescheiden blijven.

Men ziet uit deze figuren dus hoe het gedrag der functies, voaal dicht bij het resonantiepunt, sterk afhangt van den koppelingscoëfficiënt k^2 en dat hiervoor een kritische waarde k_k^2 bestaat die gegeven is door

$$k_k^2 = \left(\frac{a_1 - a_2}{\omega_1} \right)^2 \text{ of nauwkeuriger } = \frac{2(a_1 - a_2)^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}.$$

Beschouwt men namenlijk het resonantiepunt, waarvoor $\omega_1 = \omega_2$, dan blijkt het, dat voor alle koppelingen *kleiner* dan de kritische, het systeem slechts één frequentie n.l. gelijk aan de resonantiefrequentie heeft, doch *twee* verschillende dempingen. Voor alle koppelingen *grooter* dan de kritische heeft het systeem in het resonantiepunt echter *twee* frequenties doch slechts één demping, die het gemiddelde van de oorspronkelijkelijke dempingen is. ¹⁾

Samenvattend kunnen wij dit schrijven:

$$\begin{array}{lll} & \text{voor } \omega_1 = \omega_2 \text{ is bij} & \\ k^2 < k_k^2: & \omega_I = \omega_{II} = \omega_1 = \omega_2, & a_I \neq a_{II}, \\ k^2 = k_k^2: & \omega_I = \omega_{II} = \omega_1 = \omega_2, & a_I = a_{II} = \frac{a_1 + a_2}{2}, \\ k^2 > k_k^2: & \omega_I \neq \omega_{II} & a_I = a_{II} = \frac{a_1 + a_2}{2}, \end{array}$$

waarin $k_k^2 = \left(\frac{a_1 - a_2}{\omega} \right)^2$.

¹⁾ Deze eigenschap leidt Wien l.c. af uit een derde benadering. De tweede benadering geeft deze echter reeds.

Figuren 6, 7, 8* en 9 geven voorts, voor constant gehouden $\frac{a_1 - a_2}{\omega_1} = 0,1$ en voor de verstemmingen

fig. 6	$\frac{a_1 - a_2}{\omega} = 0,1$	$\frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_1} = 0,00$
fig. 7	$= 0,1$	$= 0,01$
fig. 8	$= 0,1$	$= 0,02$
fig. 9	$= 0,1$	$= 0,05$

de resulterende dempingen en frequenties weder als functie van den koppelingscoëfficiënt k^2 . In de figuren zijn tevens door stippellijnen aangegeven de frequenties ω_I en ω_{II} , die men zou berekenen bij verwaarloozing van de dempingstermen en die gegeven zijn door:

$$\omega_{I,II} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{k^2 \omega_1 \omega_2 + (\omega_1 - \omega_2)^2}. \quad (14)$$

Hieruit blijkt hoe, speciaal bij koppelingen kleiner dan de kritische, de eerste-orde-invloed van de dempingen op de frequenties van veel belang is. Men ziet voorts uit deze figuren, dat, wanneer de afstemming van de beide afzonderlijke ongekoppelde ketens, weinig verschilt en men brengt ze vervolgens geleidelijk in koppeling, het eerste effect van een koppeling is, dat de dempingen elkaar gaan naderen, terwijl eerst bij vastere koppeling de frequenties uit elkaar gedrukt worden. Dit effect is des te meer geprononceerd hoe dichter de beide afzonderlijke ketens in afstemming zijn.

Ten slotte is het mij een genoegen den heer H. Broos te bedanken voor de numerieke berekeningen der figuren, waarbij een uitvoerig gebruik werd gemaakt van enkele tafels van Pierce¹⁾.

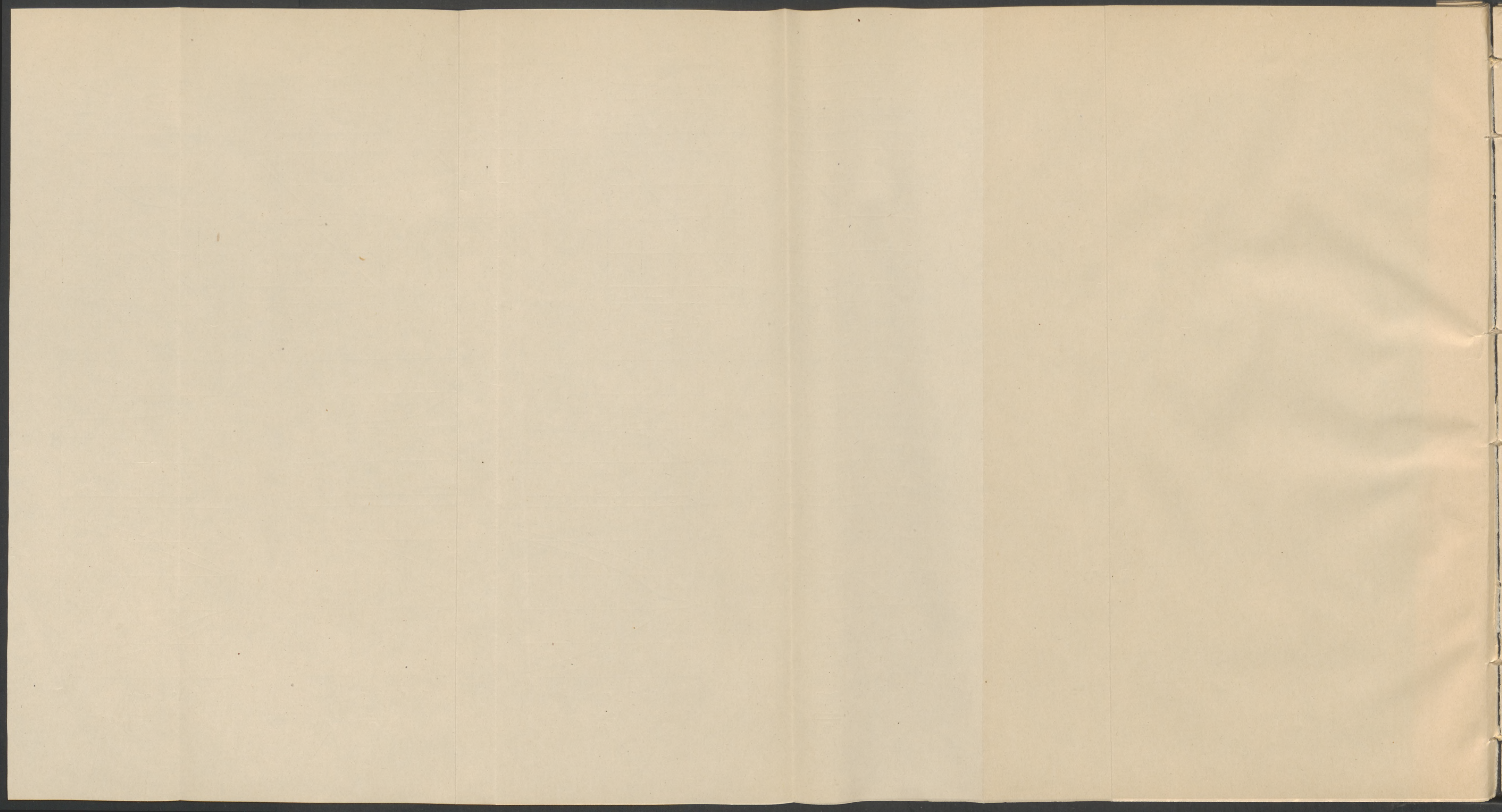
Eindhoven, 2 Dec. 1925.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Summary.

The dampings and frequencies of two coupled circuits near resonance are calculated for the case of small damping difference of the original uncoupled circuits and for small coupling between them. It is found that, contrary to the case of a single circuit, with two coupled circuits the dampings of the original circuits have a first order influence on the resulting frequencies. Our second approximation (12) gives already all the curious effects represented by the drawings.

¹⁾ Proc. Am. Acad. of Arts and Sciences. Vol 57. no. 7, April 1922.



OVER DEN BOUW VAN MENGKRISTALLEN

DOOR

A. E. VAN ARKEL.

OVER DEN BOUW VAN MENGKRISTALLEN

door A. E. VAN ARKEL.

In een vroeger artikel ¹⁾ in dit tijdschrift is aangetoond, dat in mengkristallen van wolfrام en molybdeen de atomen onregelmatig over het rooster verdeeld zijn. Dit bleek daaruit, dat in het Röntgenbeeld dezelfde interferentie-lijnen optreden als bij de componenten ²⁾.

In talrijke gevallen heeft men ook bij andere mengkristallen hetzelfde resultaat verkregen, in deze kristallen zijn dus in het algemeen de atomen van beide componenten volkomen onregelmatig over het rooster verdeeld.

Ook andere waarnemingen zijn met deze voorstelling in overeenstemming. Wanneer bij een bepaalde mengverhouding een regelmatige rangschikking der atomen zou optreden, dan zou men moeten verwachten, dat in dit gebied de eigenschappen van het mengsel sprongsgewijze zouden veranderen. In werkelijkheid veranderen echter de eigenschappen volkomen continue met de concentratie. Dit blijkt bij het systeem wolfrام-molybdeen, bijv. uit de metingen van Geiss en van Liempt ³⁾, die smeltpunten, spec. weerstand en temperatuurcoëfficiënt van de weerstand voor een aantal legeringen bepaalden.

Bij andere systemen blijkt ook de dichtheid volkomen continue te veranderen, en wel blijkt in die gevallen het atoomvolumen evenredig te zijn aan de concentratie. Volgens een onderzoek van Mc. Keehan ⁴⁾ zouden echter bij het systeem goud-zilver discontinuïteiten optreden bij de samenstellingen, die corresponderen met die der verbindingen Ag_3Au_2 , Ag_2Au_3 , Ag_3Au_7 . Mc. Keehan meent hierin een bevestiging te mogen zien van Tammán's theorie der mengkristallen, waarbij aangenomen wordt dat in de mengkristallen de beide atoomsoorten in regelmatig rangschikking over het kristal verdeeld zijn. Een later onderzoek van K. Weisz ⁵⁾ heeft echter aangetoond dat de waarnemingen van Mc. Keehan niet juist zijn; de dichtheid van koper-goud mengsels blijkt lineair met de concentratie te veranderen.

Het leek mij gewenscht om ook bij het systeem wolfrام-molybdeen dit atoomvolumen nauwkeurig te bepalen. De meest geschikte weg

¹⁾ A. E. v. Arkel, *Physica* 4, 33-41 (1924).

²⁾ Zie ook: M. v. Laue, *Ann. der Physik* 78, 167 (1925).

³⁾ W. Geiss en J. A. M. v. Liempt *Z. f. An. Chemie*, 128, 355, (1923).

⁴⁾ L. W. Mc. Keehan, *Phys. Rev.* 20, 424 (1922).

⁵⁾ K. Weisz, *Proc. Roy. Soc. A.* 108, 633 (1925).

daartoe is wel de bepaling van de gemiddelde atoomafstand, door middel van eenige Röntgenopnamen. Nu verschillen de atoomafstanden bij wolfram en molybdeen slechts zeer weinig, volgens Hull ¹⁾ ongeveer 0,3 %, volgens Davey ²⁾ 0,6 %. De metingen dienen dus met groote nauwkeurigheid uitgevoerd te worden, en de gebruikte camera moet dus zeer zorgvuldig geconstrueerd worden.

Zeere goede resultaten zijn verkregen met een toestel dat hier 't kort zal worden beschreven. (Verg. fig. 1).

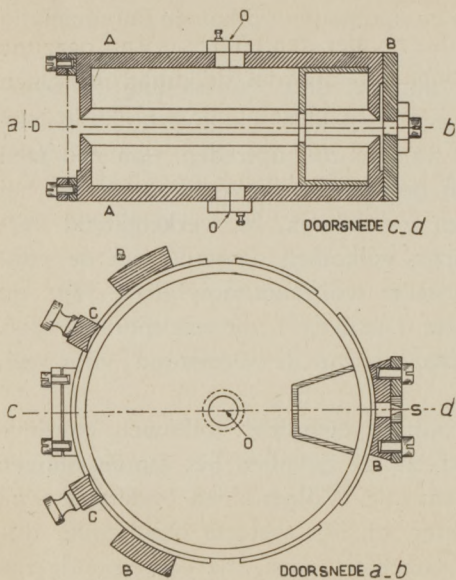


Fig. 1.

Twee eenzijdig gesloten metalen doozen (A), met nauwkeurig gelijke diameters, worden door middel van eenige metaalblokken (B) met de open zijden aan elkaar verbonden, en wel zoo dat tusschen beide deelen een ruimte van eenige millimeters overblijft. Zoo ontstaat een aan beide kanten gesloten doos, die ter halve hoogte een geheel doorlopende spleet (D) heeft. Aan de buitenzijde is ter weerszijde van de spleet over een breedte van ongeveer één cm. het metaal ongeveer één mm. diep afgedraaid. Daar-

door is het mogelijk een film te spannen over de zuiver cylindrische buitenwand der camera. Ze kan onder de drie metaalblokjes (B) die de beide helften verbinden worden doorgestoken. Met behulp van twee kleine metaalblokjes (C), worden de uiteinden der film vastgeklemd; deze ligt zodoende zeer nauwkeurig tegen den wand der camera aan. De straling dringt de camera binnen door een verstelbare spleet (S), die is aangebracht in een der steunblokken; in 't algemeen zullen aan de randen der spleet buigingsverschijnselen optreden. Om storingen hierdoor te voorkomen valt de straling in een looden koker en gaat vervolgens door een tweede,

¹⁾ A. W. Hull. Phys. Rev. 17, 751 (1921).
W. P. Davey. Phys. Rev. 25, 524 (1925).

wijdere spleet, die zoo groot gemaakt is, dat de rand nergens door de direct doorgelaten straling getroffen wordt. Het preparaat wordt aangebracht op een dun zijden draadje. Bij het onderzoek van metalen kan men ook een draadje uit het metaal zelf gebruiken. Het wordt gespannen door twee kleine openingen (O) die in het midden van onder- en bovenwand der camera zijn aangebracht ¹⁾.

De dikte van het preparaat is meestal niet meer dan 0.1 mm. De correctie die aan de metingen moet worden aangebracht is daardoor zeer gering, bij de kleinere reflectiehoeken hoogstens 0.2 mm. De omtrek is ongeveer 37 cm., de fout, tengevolge van de afmetingen van het staafje is dus minder dan 0,05 %. Van dezelfde orde zijn nog de fouten die ontstaan, doordat de draad misschien niet precies in het midden der camera gespannen is, en diegene die ontstaan door kleine afwijkingen van de cylindervorm. Veel ernstiger fouten treden op doordat de film bij het ontwikkelen van lengte verandert; het kan voorkomen dat de film bij het ontwikkelen 1 % korter wordt. Daardoor is de camera voor nauwkeurige absolute metingen nog niet geschikt; wel gelukt het met groote nauwkeurigheid de verhouding van twee atoomafstanden te meten. Men spant daartoe de film zoodanig op, dat de intredende bundel door het midden der film gaat. Op kleine afstand een weinig van het midden, vindt men dan de beide lijnen, die onder de maximale reflectiehoek worden teruggekaatst. Door het krimpen van de film wordt deze afstand zeer weinig beïnvloed. Om de reflectiehoek te vinden moet men de kleine hoek, die aan de afstand tusschen beide lijnen beantwoordt van 90° aftrekken. Wil men de reflectie in de lagere orden meten, dan spant men de film omgekeerd in, zoodat dus nu de uittredende straal door het midden der film gaat. Ook in dat geval kan men gemakkelijk een correctie van het krimpen der film aanbrengen. Om hooge en lage orden te verkrijgen, spant men de film zoo op, dat de uiteinden aan de zijkant der camera bevestigd worden. Met deze kunstgreep is het nu mogelijk om afwijkingen van de reflectiewet van Bragg ook te bestudeeren bij de stoffen waarvan goedgevormde kristallen niet te verkrijgen zijn.

Alle opnamen werden gemaakt met behulp van een Röntgenbuis, zooals die door Bouwers ²⁾ beschreven is, waarvan de antikathode uit koper bestond.

1) De camera heeft vele punten gemeen met degene die beschreven is door Küstner, Phys. Zs. 23, 257 (1922). Küstner brengt echter de film binnen in de camera aan.

2) Physica 4, 173 (1924).

De straling werd door nikkel gefiltreerd, waardoor alleen de K_α straling wordt doorgelaten. Iedere opname leverde twee waarden van de atoomafstand, daar het K_α doublet bij grotere reflectiehoeken gesplitst wordt. Uit een aantal wolfram-opnamen werd voor de lengte der elementairribbe gevonden

$$d = 3.157 \pm 0.003 \text{ \AA} \cdot E.$$

waarbij voor de golflengte van de beide componenten van het K doublet zijn aangenomen

$$K_{\alpha_1} = 1.537 \text{ en } K_{\alpha_2} = 1.541 \text{ \AA} \cdot E.$$

Daarnaast werden opnamen gemaakt van molybdeen en van vier mengsels van wolfram met resp. 18, 27, 44 en 66,5 atoomprocenten molybdeen. In fig. 2 (zie de plaat) zijn de gedeelten van deze opgenomen, die de reflecties door de vlakken (321) en (004) op ongeveer ware grootte weergeven.

De resultaten zijn saamgevat in de volgende tabel. Onder C zijn aangegeven de molybdeen concentratie; onder l de afstand tusschen de reflecties van de cubusvlakken in vierde orde, onder d eindelijk de berekende lengte der elementairribbe.

C	Straling	l	d
0 %	α_1	32.20	3.157
	α_2	31.93	3.157
18 %	α_1	32.31	3.154
	α_2	32.04	3.154
27 %	α_1	32.36	3.152
	α_2	32.10	3.152
46 %	α_1	32.47	3.149
	α_2	32.19	3.149
66.6 %	α_1	32.59	3.145 ⁵
	α_2	32.30	3.146
100 %	α_1	32.82	3.140
	α_2	32.53	3.140

is het verschil van de waarden van d deze waarden van wolfram, voor de mengsels een zuiver molybdeen uitgezet, als functie van de concentratie.

De waarden d , die volgen uit de reflecties der K_{α_1} en K_{α_2} straling zijn dus steeds dezelfde tot in de vierde decimaal.

Hoe de parameter met het molybdeengehalte verandert blijkt het beste uit een graphische voorstelling (fig. 3). Daarbij

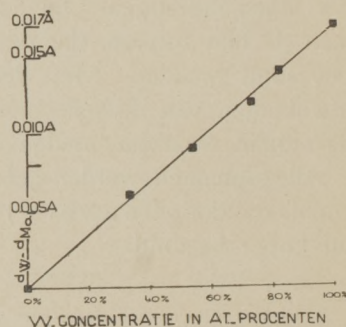


Fig. 3.

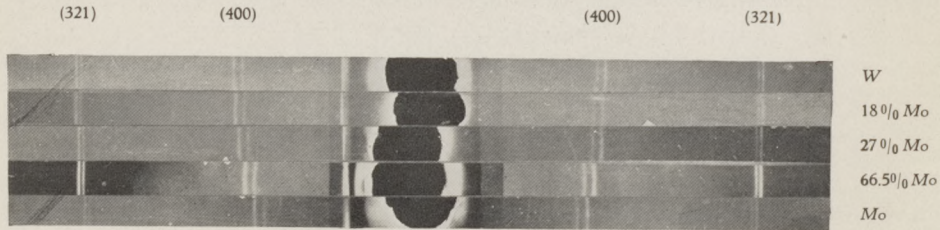
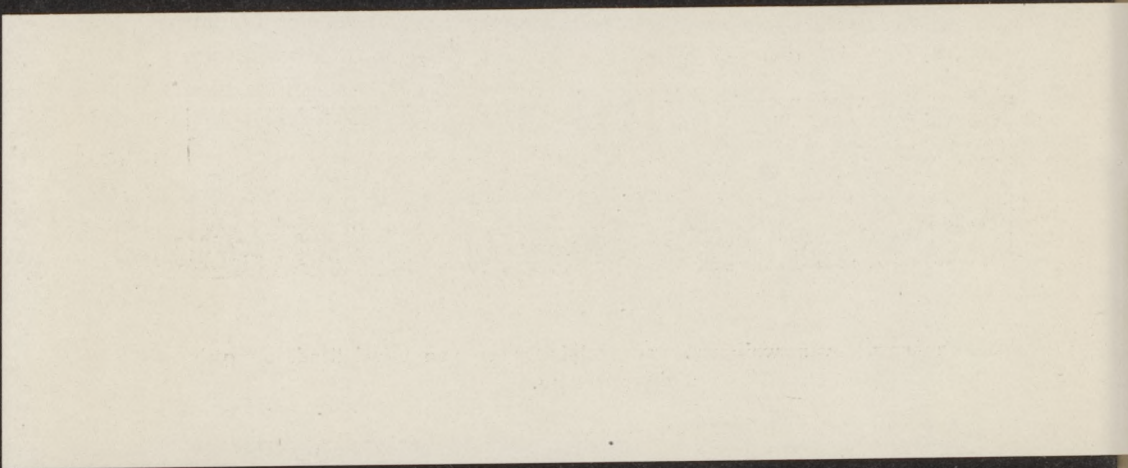


Fig. 2.

Röntgenopnamen van wolfraam, van molybdeen en van verschillende mengsels dezer metalen.



Het is duidelijk, dat alle punten op een rechte lijn liggen; van een discontinuïteit is niets te bemerken. Wanneer we de waarden der parameters additief berekenen, wijken ze slechts 0,02 % van de waargenomen waarden af.

Voor de verhouding van d_W en d_{Mo} wordt gevonden

$$1.0056$$

Deze waarde is grooter dan degene die vroeger door Hull gevonden is.

Beter is de overeenstemming met de waarde die men kan berekenen uit de dichtheden van zeer zuiver wolfram en molybdeen ¹⁾. Neemt men voor de atoomgewichten van W en Mo aan de waarden 184.1 en 96.04, die nauwkeurig zijn tot op 0,1 % dan vindt men met behulp van de nieuwe waarden die Geiss aangeeft

$$\frac{d_W}{d_{Mo}} = 1.0071.$$

Nu is de waarde van de verhouding, die uit de Röntgenopnamen te berekenen is, zeker nauwkeurig tot op 0,05 %, en ook de metingen der dichtheid schijnen zoo nauwkeurig te zijn, dat een fout van 0,15 % in de verhouding niet waarschijnlijk lijkt.

De meest waarschijnlijke verklaring is deze, dat het zuiverste molybdeen nog geringe hoeveelheden wolfram bevat, en wel is 0,5 atoomprocent voldoende om het geheele verschil te verklaren. Chemisch is een dergelijke hoeveelheid zeer moeilijk aan te toonen.

Ten slotte vergelijken wij nog de waarde van d_W en d_{Mo} zooals die gevonden worden uit de dichtheden, uit de Röntgenopnamen, en met de waarden die door Davey gevonden (l.c.) zijn, door directe vergelijking met steenzout.

De afwijking is dus 0,1 % bij wolfram, daarentegen 0,3 % bij molybdeen. Dit is een nieuwe aanwijzing dat

	(uit dichtheden)	(uit opnamen)	Davey
d (wolfram)	3.154	3.157	3.155
d (molybdeen)	3.131	3.140	3.136

de waarde die Geiss voor de dichtheid van molybdeen opgeeft nog iets te hoog is, door verontreiniging met een zeer geringe hoeveelheid wolfram.

¹⁾ W. Geiss en J. A. M. v. Liempt l.c. De heer Geiss deelde mij mede, dat volgens metingen aan W . en Mo . ééncrystaldraden de dichtheden van beide metalen resp. 19.35 en 10.31 zijn.

De verandering van de dichtheid met de concentratie levert dus ook bij het systeem wolfram-molybdeen geen aanwijzingen ten gunste van Tamman's theorie. Nu zou men kunnen opmerken, dat in de onderzochte mengsels de verdeling der atomen nog niet de normale is. Dit is echter zeer onwaarschijnlijk. De draadjes zijn n.l. gemaakt uit materiaal dat vroeger door de Heeren Geiss en van Liempt gebruikt was voor de metingen van de temperatuurcoëfficiënten van het geleidingsvermogen, waarbij de mengsels zoo lang verhit werden tot de temperatuurcoëfficiënt constant werd. De daarbij verkregen metaalstaven werden aan een zeer langdurig hamerproces onderworpen, waarbij natuurlijk nog een grondige dooreenmenging plaats heeft. De draadjes werden daarna nogmaals uitgloeid, om eventuele deformaties in het rooster op te heffen, zoodat er alle reden voor is om aan te nemen, dat de meest stabiele toestand bereikt is.

Het blijkt dan ook dat de interferentielijnen volkomen scherp zijn. Dit zou niet mogelijk zijn als het metaal niet zeer homogeen was.

Het zal misschien eenigszins vreemd lijken dat mengkristallen ooit scherpe interferentielijnen kunnen geven. Men moet echter bedenken, dat storingen in de roosterorde die van atoom tot atoom wisselen, niet een verbreeding der lijn, doch slechts een vermindering der intensiteit ten gevolge kunnen hebben. Daaruit volgt dus ook, dat de verbreeding die optreedt, bij bewerkte metalen¹⁾, het gevolg is van storingen, die over betrekkelijk groote gebieden dezelfde zijn.

1) A. E. van Arkel, *Physica* 5, 208—212 (1926).

Eindhoven.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Summary.

A precision camera for crystall research after the method of Debye-Scherrer has been described. The lattice constants of W and Mo were redetermined, and found to be 3.157 en 3.140 Å. E. respec. with a probable error of 0.1%.

The differences of the lattice constants between well annealed tungsten-molybdenum mixtures and molybdenum are proportional to the content of tungsten expressed in at. %.

De verandering van de dichtheid met de concentratie levert dus ook bij het systeem wolfram-molybdeen geen aanwijzingen ten gunste van Tamman's theorie. Nu zou men kunnen opmerken, dat in de onderzochte mengsels de verdeling der atomen nog niet de normale is. Dit is echter zeer onwaarschijnlijk. De draadjes zijn n.l. gemaakt uit materiaal dat vroeger door de Heeren Geiss en van Liempt gebruikt was voor de metingen van de temperatuurcoëfficiënten van het geleidingsvermogen, waarbij de mengsels zoo lang verhit werden tot de temperatuurcoëfficiënt constant werd. De daarbij verkregen metaalstaven werden aan een zeer langdurig hamerproces onderworpen, waarbij natuurlijk nog een grondige dooreenmenging plaats heeft. De draadjes werden daarna nogmaals uitgegloeid, om eventuele deformaties in het rooster op te heffen, zoodat er alle reden voor is om aan te nemen, dat de meest stabiele toestand bereikt is.

Het blijkt dan ook dat de interferentielijnen volkomen scherp zijn. Dit zou niet mogelijk zijn als het metaal niet zeer homogeen was.

Het zal misschien enigszins vreemd lijken dat mengkristallen ooit scherpe interferentielijnen kunnen geven. Men moet echter bedenken, dat storingen in de roosterorde die van atoom tot atoom wisselen, niet een verbreeding der lijn, doch slechts een vermindering der intensiteit ten gevolge kunnen hebben. Daaruit volgt dus ook, dat de verbreeding die optreedt bij bewerkte metalen¹⁾ het gevolg is van storingen, die over betrekkelijk groote gebieden dezelfde zijn.

1) A. F. van Arkel, *Physica* 5, 286-292 (1926).

Eindhoven.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Summary.

A precision camera for crystal research after the method of Debye-Scherrer has been described. The lattice constants of W and Mo were redetermined, and found to be 3.157 en 3.140 Å., *E.*, respect. with a probable error of 0.1%.

The lattice constant of well annealed tungsten-molybdenum mixtures is proportional to the content of tungsten expressed in at. %.

VERSLAGEN.

NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VEREENIGING.

Vergadering te Amsterdam op Zaterdag 2 Januari 1926.

Mej. Dr. L. Kaiser houdt een voordracht over:

Eenige fysische problemen in het gebied der experimenteele phonetica.

In de geheele physiologie en ook in de experimenteele phonetica bestaan vele problemen, die men fysisch zou kunnen noemen.

Die Untersuchung der Eigenschaften der verschiedenen Arten von Holz ist eine wichtige Aufgabe der Holztechnologie. In der Regel wird die Dichte, die Festigkeit und die Elastizität der Holzarten verglichen. Diese Eigenschaften hängen von der Art des Holzes, der Jahreszeit der Ernte und der Verarbeitung ab. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen. In der Regel wird die Dichte der Holzarten verglichen, um die Festigkeit und die Elastizität zu bestimmen. Die Festigkeit ist ein Maß für die Widerstandsfähigkeit des Holzes gegen mechanische Belastungen. Die Elastizität ist ein Maß für die Fähigkeit des Holzes, sich nach einer Belastung wieder in seine ursprüngliche Form zu bringen. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen.

Die Untersuchung der Eigenschaften der verschiedenen Arten von Holz ist eine wichtige Aufgabe der Holztechnologie. In der Regel wird die Dichte, die Festigkeit und die Elastizität der Holzarten verglichen. Diese Eigenschaften hängen von der Art des Holzes, der Jahreszeit der Ernte und der Verarbeitung ab. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen. In der Regel wird die Dichte der Holzarten verglichen, um die Festigkeit und die Elastizität zu bestimmen. Die Festigkeit ist ein Maß für die Widerstandsfähigkeit des Holzes gegen mechanische Belastungen. Die Elastizität ist ein Maß für die Fähigkeit des Holzes, sich nach einer Belastung wieder in seine ursprüngliche Form zu bringen. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen.

Die Untersuchung der Eigenschaften der verschiedenen Arten von Holz ist eine wichtige Aufgabe der Holztechnologie. In der Regel wird die Dichte, die Festigkeit und die Elastizität der Holzarten verglichen. Diese Eigenschaften hängen von der Art des Holzes, der Jahreszeit der Ernte und der Verarbeitung ab. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen. In der Regel wird die Dichte der Holzarten verglichen, um die Festigkeit und die Elastizität zu bestimmen. Die Festigkeit ist ein Maß für die Widerstandsfähigkeit des Holzes gegen mechanische Belastungen. Die Elastizität ist ein Maß für die Fähigkeit des Holzes, sich nach einer Belastung wieder in seine ursprüngliche Form zu bringen. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen.

VEREINIGTE NACHRICHTEN

VEREINIGTE NACHRICHTEN

Veröffentlicht am 1. Januar 1910

Veröffentlicht am 1. Januar 1910

Die Untersuchung der Eigenschaften der verschiedenen Arten von Holz ist eine wichtige Aufgabe der Holztechnologie. In der Regel wird die Dichte, die Festigkeit und die Elastizität der Holzarten verglichen. Diese Eigenschaften hängen von der Art des Holzes, der Jahreszeit der Ernte und der Verarbeitung ab. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen. In der Regel wird die Dichte der Holzarten verglichen, um die Festigkeit und die Elastizität zu bestimmen. Die Festigkeit ist ein Maß für die Widerstandsfähigkeit des Holzes gegen mechanische Belastungen. Die Elastizität ist ein Maß für die Fähigkeit des Holzes, sich nach einer Belastung wieder in seine ursprüngliche Form zu bringen. Die Untersuchung dieser Eigenschaften ist wichtig, um die richtige Holzart für eine bestimmte Anwendung zu wählen.

Met experimenteele phonetica bedoelt men ongeveer de physiologie van stem en spraak. Dit onderdeel der physiologie is dan of onder het hoofdstuk ademhaling te brengen, immers het stem geven en spreken is als een gewijzigde ademhaling te beschouwen, of wel onder het hoofdstuk spierphysiologie. Dit laatste is gebruikelijk. In de leerboeken der verrichtkunde volgt op het hoofdstuk algemeene spierphysiologie een hoofdstuk, dat bijzondere spierphysiologie heet, en waarin loopen en stem en spraak worden behandeld.

Tusschen physica en z.g. physische physiologie bestaat zoowel een vrij nauw verband (althans zoo schijnt het den physiologen toe) als een vrij diepe kloof. Het verband tusschen beide takken van wetenschap komt juist bij de spierphysiologie zeer duidelijk uit. Ongetwijfeld herinnert U zich de proeven van Du Bois-Reymond, die sneevlakte en onbeschadigd oppervlak van een spier verbond met een galvanometer en op deze wijze een demarcatiestroom en bij prikkeling van de spier ook een actiestroom afleidde. Later construeerden Lipmann en Einthoven voor ditzelfde doel fijnere en vluggere meetinstrumenten. Het is niet alleen het electrisch nevenproces der spiersamentrekking dat een dergelijk physisch karakter draagt. De warmte-ontwikkeling, die met de samentrekking gepaard gaat (door Meyerhof en Hill tot in bijzonderheden gemeten) en ten slotte het belangrijkste: de verrichte arbeid zijn ook op exacte en physische wijze na te gaan.

De spraakbewegingen nu, de bewegingen van tong, lippen, kaak en strottenhoofd, het spannen van wangen en mondbodem berusten alle op spierwerking. Ook bij het stem geven spelen spieren een uiterst belangrijke rol.

Tusschen natuurkunde en verrichtkunde bestaat nog een verband van geheel anderen aard dan het zooeven vermelde. Waarschijnlijk heeft U al geraden, dat ik hier doel op het gebied der zintuigen. Het hoofdstuk geluid is een zeer bijzonder, een zeer menschelijk hoofdstuk der natuurkunde: het behandelt gehoororgaan en stemorgaan. Voor de signalen, die tusschen menschen worden uitgewisseld is geluid de meest gebruikelijke energievorm. Het is door tusschenkomst van de spraak, dat al onze uitkomsten en theorieën worden geformuleerd. Zooals U bekend is neemt men aan, dat alle bewuste denken geschiedt in woorden, die samen een taal vormen, welke het genormaliseerde spreken van een bepaalde menschengroep vertegenwoordigt.

* *

Hoewel dus eigenlijk alle vraagstukken der experimenteele phonetica langs deze beide wegen in verband staan met de physica, heb ik een tweetal uitgekozen, waar het mij toescheen, dat het physisch karakter bijzonder op den voorgrond treedt en voor welker oplossing de hulp der physici om dezen reden wel onontbeerlijk mag worden geacht.

Het eerste van deze problemen is het ontstaan der stem.

Hippocrates vergeleek het menschelijk stemorgaan bij een fluit, niet geheel ten onrechte en niet volkomen terecht.

Later heeft men eenertzijs de anatomische verhoudingen van het stemorgaan beter leeren kennen, anderzijs aan modellen de voorwaarden voor het tot stand komen der stem onderzocht. Maar ook al is de anatomie van het stemorgaan bekend, blijven er nog vele vraagpunten bestaan. Een luchtstroom, die door een vernauwing strijkt geeft een geruisch. Hier komt de lucht in regelmatige trilling. Waardoor? Trillen de stembanden ook? Zoo ja, wat is dan primair, het trillen van de lucht of het trillen der stembanden? Welke rol spelen de valsche stembanden, de ruimten van Morgagni?

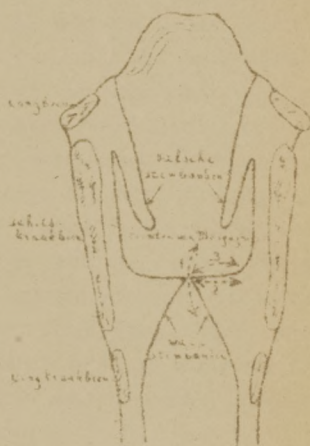


Fig. 1.

Geschematiseerde frontale doorsnede van een menschelijk strottenhoofd, ongeveer naar Baglion.

1. Stembandtrilling in verticale richting volgens oudere opvattingen.
2. Stembandtrilling in horizontale richting, overeenkomstig de theorie der Gegenschlagtrilling van Savart.
3. Stembandtrilling, zoodat de waarschijnlijk in werkingheid plaats vindt (Nagel).

Ferrein voerde in 1741 een luchtstroom door een strottenhoofdpraeparaat. Hij merkte op, dat wanneer hij de stembanden dicht bij elkaar bracht een toon ontstond. Maakte hij de stemspleet nauwer dan werd de toon sterker, doch de hoogte van den toon bleef dezelfde. Ferrein meende, dat luchtstroom en stembanden werken als strijkstok en snaren. Van hem is dan ook de benaming „cordes vocales” afkomstig.

Savart dacht in 1825, dat de luchtstroom te zwak was om als strijkstok te werken en vergeleek het stemorgaan met het bekende jagersfluitje, waarin afwisselend verdichtingen en verdunningen ontstaan.

Johannes Müller deed in 1837 zeer exacte proeven op het



Fig. 2.
Jagerfluit.

praeparaat van een menschelijk strottenhoofd, waarbij hij de spanning der stembanden en de sterkte van den luchtstroom nauwkeurig kon regelen en meten. Het bleek nu, dat sterker spannen der stembanden evenals versterken van den luchtstroom een hooger worden van van den toon tengevolge had. Johannes Müller vervaardigde tabellen betreffende

het regelen der spanning van de stembanden bij het versterken en verzwakken van tonen, die hun oorspronkelijke hoogte daarbij moeten behouden. Deze tabellen worden nu nog bij de zangstudie gebruikt. Ook merkte Johannes Müller op, dat bij een bepaalde spanning der stembanden tonen van zeer verschillende hoogte konden ontstaan naarmate sterker of zwakker werd geblazen. Op deze waarneming bouwde hij zijn theorie betreffende de registers, die later volkomen is bevestigd: in het lage register, borstregister trillen de stembanden in hun geheel; in het hooge, falsetregister, zijn alleen de binnenranden der stembanden in trilling. Verder kwam Johannes Müller tot de slotsom, dat het stemorgaan met geen enkel muziekinstrument volkomen is te vergelijken. Het best voldeed hem een gummibuis met afgeplatte opening, waarvan de randen naar elkaar toe en van elkaar af bewogen konden worden en ook naar willekeur gerekt en ontspannen.

Een groot aantal modellen zijn in werkelijkheid variaties op dit model van Johannes Müller. Een aardige wijziging is die van Ewald, waar twee kikkerspieren als pseudostembanden over de opening van de buis zijn gespannen. Brengt men deze spieren door prikkeling tot samentrekking dan wordt de toon hooger.

Zoo was voor vergelijking met een snaarinstrument vergelijking met een tongpijp in de plaats gekomen. Evenwel een tong kan opslaand of doorslaand zijn en tegen beide mogelijkheden bestaat al dadelijk een theoretisch bezwaar. Voor het eerste zou de hoek der stembanden niet grooter mogen zijn dan 120° ; voor het tweede zou het luchtverbruik veel grooter moeten zijn dan in werkelijkheid het geval is.

De keelspiegel in het midden der 19e eeuw door den zanger Garcia bedacht gaf uiterst waardevolle ophelderingen betreffende de verrichtingen der stembanden, vooral toen men stroboscopische waarneming ging toepassen en het allermeeft toen het Oertel en in 1913 Musehold gelukte op deze wijze photographische opnamen der stembanden te maken.

Nu kwam vast te staan, dat de stembanden niet in verticale, maar in ongeveer transversale richting trillen. Dat in het borstregister de stembanden rond zijn en in hun geheel trillen. Dat in dit register de stemspleet open en dicht gaat, met als maximale breedte $1-1\frac{1}{2}$ mm. Daardoor komt de lucht, die door de stemspleet stroomt in trilling. Doordat de stemspleet telkens even gesloten is ontstaat een contre-coup met als gevolg de karakteristieke borstresonantie. De spanning van de stembanden wordt in het borstregister in hoofdzaak door de inwendige spanspieren tot stand gebracht.

In het falsetregister zijn de stembanden plat; alleen de binnenranden trillen. De stemspleet wordt afwisselend wijder en nauwer maar is nooit geheel gesloten. De contre-coup ontbreekt dus. De uitwendige spanspieren geven den stembanden de vereischte spanning.

Het model voor het stemorgaan in het borstregister is nu de z.g. Gegenschlagpfeife of Polsterpfeife. Een vraagpunt blijft nog of de stembanden actief of passief trillen. Ewald meent, dat het eerste het geval is, op grond van de eigenaardige trilling die men in andere gevallen waarneemt wanneer antagonistische spieren zich tegelijkertijd samenrekken b.v. het Kopfschwingen bij contractie der halspieren en het trillen van den oogbol bij vogels. Hiertegen pleit, dat alle gevoel van inspanning ontbreekt.

Voor het falsetregister is het mechanisme niet opgehelderd en blijft de vraag bestaan, of hier misschien toch het systeem van de Durchschlagpfeife geldt.

Betreffende de beteekenis der valsche stembanden en de waarde, die de ruimten van Morgagni voor de resonantie hebben, zijn de meeningen ook nu nog verdeeld. Sommigen meenen, dat hier de vergrooing van het slijmvliesoppervlak hoofdzak is; het afgescheiden slijm is onontbeerlijk voor het functioneeren der stembanden. Feiten als het bijzonder goed gevormd zijn van de ruimten van Morgagni bij zangers en hun geweldige afmetingen bij chimpansees wijzen echter op een functie van deze ruimten voor het resoneeren.

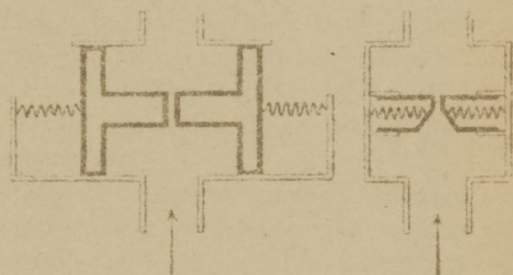
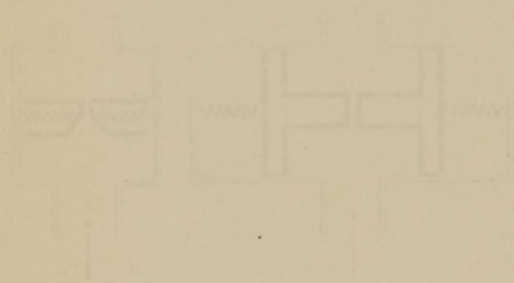


Fig. 3.

Twee modellen van Gegenschlagpfeifen (naar Ewald).

The first part of the paper is devoted to a description of the method used for the determination of the rate of reaction. The method is based on the measurement of the change in the concentration of the reactants or products of the reaction. The rate of reaction is then calculated from the slope of the curve obtained by plotting the concentration of the reactants or products against time. The second part of the paper is devoted to a discussion of the factors which influence the rate of reaction. These factors are the concentration of the reactants, the temperature, the presence of a catalyst, and the surface area of the reactants. The third part of the paper is devoted to a description of the experimental results. The results show that the rate of reaction increases with increasing concentration of the reactants, with increasing temperature, and with increasing surface area of the reactants. The rate of reaction also increases with the presence of a catalyst.



The rate of reaction is a measure of the speed at which a chemical reaction takes place. It is defined as the change in the concentration of the reactants or products of the reaction per unit time. The rate of reaction can be determined by measuring the change in the concentration of the reactants or products of the reaction over a given period of time. The rate of reaction is influenced by several factors, including the concentration of the reactants, the temperature, the presence of a catalyst, and the surface area of the reactants. The rate of reaction increases with increasing concentration of the reactants, with increasing temperature, and with increasing surface area of the reactants. The rate of reaction also increases with the presence of a catalyst. The rate of reaction is a first-order reaction, as shown by the linear relationship between the rate of reaction and the concentration of the reactants. The rate of reaction is also a function of the temperature, as shown by the Arrhenius equation. The rate of reaction is also a function of the surface area of the reactants, as shown by the fact that the rate of reaction increases with increasing surface area of the reactants. The rate of reaction is also a function of the presence of a catalyst, as shown by the fact that the rate of reaction increases with the presence of a catalyst.

Het tweede probleem, dat ik U wilde voorleggen betreft de rol van het zoogenaamde aanzetstuk en vooral het aandeel, dat de neusholte hierbij heeft.

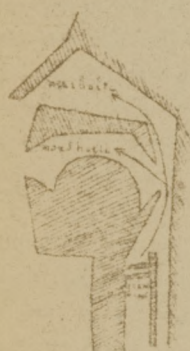


Fig. 4.

Zeer geachtmatiseerde mediane doorsnede door het gebied van mond-, neus- en keelholte bij den mensch.

Het aanzetstuk bestaat uit al wat zich boven de stembanden bevindt, dus: ventrikels van Morgagni, pharynxholte, mondholte, neusholte, bijholten. De veranderingen, die het aanzetstuk door beweging van onderkaak, strottenhoofd, lippen, tong, week gehemelte op verschillende manier gecombineerd, kan ondergaan zijn vele. Maar door de weekheid van de wanden zouden deze veranderingen in het aanzetstuk geen invloed hebben op de toonhoogte, in tegenstelling met hetgeen van verschillende muziekinstrumenten, b.v. clarinet bekend is. Men denkt dan ook algemeen, dat het aanzetstuk alleen van belang is voor het tot stand komen der spraakklanken, en verder als versterker dienst doet, zooals de

klankkast van een snaarinstrument.

Baglioni heeft er echter aan herinnerd, dat het stemorgaan inmers niet met een snaarinstrument vergeleken mag worden en is overtuigd, dat het aanzetstuk van belang is voor hoogte, intensiteit en timbre der stem. Bij elke toonhoogte zou om den toon zijn grootst mogelijke zuiverheid en sonoriteit te geven een bepaalde, passende instelling van het aanzetstuk behooren, hetgeen in de zangkunst een algemeen geldende opvatting is. Door Baglioni wordt in dit verband het aanzetstuk in twee gedeelten verdeeld: de mondholte, die hij phonisch en de post-orale holte, die hij resoneerend noemt. Baglioni wijst o.a. nog hierop, hoe bij het hooger worden van een toon week gehemelte, huilt en achterste pharynxwand zich op zoodanige wijze instellen, dat de luchtkolom in de resoneerende holte korter en dunner wordt.

Nasaliteit noemt men het hoorbaar versterkt resoneeren der neusholte.

Welke zijn hiertoe de voorwaarden?

De oude eenvoudige opvatting is, dat wanneer de toegang tot den neus afgesloten is (door het week gehemelte) een klank oraal is, terwijl bij open toegang de klank of nasaal kan zijn (m, n, ng) of naso-oraal (Fransch en, on, in). In deze laatste dubbele mogelijkheid, afhankelijk van het al of niet, min of meer afgesloten zijn

van den uitgang door den mond ligt al dadelijk de kiem voor moeilijkheden.

Nasaliteit is met het oor alleen niet te beoordeelen. Dit blijkt heel duidelijk bij de twee soorten pathologische nasaliteit: nasolalia aperta en clausa. In het eerste geval is het week gehemelte min of meer verlamd en de toegang tot den neus abnormaal open; in het tweede geval is de doorgang door den neus versperd door een of andere zwelling. Het effect voor het gehoor is in beide gevallen: nasale spraak.

Wat aangaat de drie belangrijke punten: het al of niet gesloten zijn van den toegang tot den neus, het al of niet bestaan van een luchtstroom door den neus, het al of niet aanwezig zijn van trillingen in de neusholte, loopen vooral waar het orale klanken betreft de meeningen sterk uiteen. De groote moeilijkheid is hier, dat de tot nog toe gebruikte methoden van onderzoek de verhoudingen, die zij nagaan tegelijkertijd beïnvloeden en abnormaal maken.

Dit geldt voor de metingen van Hartmann en van Biebandt, die het ééne neusgat verbonden met een kwikmanometer en het andere met een pomptoestel en vonden, dat de afsluiting door het week gehemelte bij orale klanken weerstand biedt aan 30—100 mm. kwik.

Dit geldt ook voor de proeven van Rousselot en anderen, waarbij een neusgat met een schrijftamboer wordt verbonden, vooral als daarbij het andere neusgat wordt afgesloten en dus een gesloten ruimte ontstaat. Rousselot vond op deze wijze, dat ook bij orale klanken trillingen en luchtstroom van den neus uit kunnen worden opgeschreven.

Gradenigo nam waar met behulp van de methode van Marbe, dat bij verschillende orale klanken neusluchtstroom ontbreekt en toch trillingen in de neusholte aanwezig zijn. Hij maakt de gevolgtrekking, dat de toegang tot den neus in die gevallen is afgesloten en de geluidstrillingen zich door het gehemelte heen aan de neusholte hebben meegedeeld. Gutzmann betwijfelt de mogelijkheid van een dergelijke overbrenging, althans in zoodanige mate, dat zij praktische beteekenis zou hebben.

Baglioni meent, dat bij alle orale klanken, wanneer zij op lage toonhoogte worden geuit, de toegang tot den neus open is. Dat vooral bij zang de hierdoor ontstaande nasale resonantie van groote waarde is. Dat de wijfde van den uitgang door den mond, met name de stand van tong en mondbodem bepaalt of er luchtstroom door den neus is ja of neen. Dat resonantie der neusholte zonder

open toegang ondenkbaar is, gezien dikte en aard der tusschenliggende weefsels.

Er bestaan dus hier aanmerkelijke tegenspraak en verwarring, welke naar het mij voorkomt alleen met hulp der physici zullen zijn op te lossen.

BOEKBESPREKING.

Die Kultur der Gegenwart. Ihre Entwicklung und ihre Ziele. Herausgegeben von Paul Hinneberg. Teil III. Abteilung III. Band I. *Physik*. Zweite, neubearbeitete und erweiterte Auflage unter Redaktion von E. Lecher, 849 blz. 116 fg. Teubner, Leipzig en Berlin 1925. geb. f 23.—

Deze hand vormt een klein, doch belangrijk deel van het op groote schaal opgezette werk, dat tot doel heeft „eine systematisch aufgebaute, geschichtlich begründete Gesamtdarstellung unserer heutigen Kultur darzulegen“. Het geheel vormt vier deelen, resp. 14, 10, 19 en 15 banden bevatten. Van deze banden is „Physik“ voor de eerste maal verschenen in 1915 onder redactie van Warburg. Dat nu na 10 jaar een tweede oplage noodig is geworden is verheugend. Want kan voor verschillende cultuurgebieden het begrip „Gegenwart“ een uitgebreide beteekenis hebben, voor de natuurkunde, die zich in zo'n sterk grootproces bevindt wordt het al spoedig „Vergangenen“. Heeft nu een werk als dit slechts betoekenis voor een bepaalde tijdsperiode of is er een kern in aanwezig, die het bestand maakt tegen den tijd? Wanneer we deze tweede oplage eens met de eerste vergelijken, dan zullen we daaruit wel een antwoord op deze vraag kunnen halen.

Van de verschillende onderwerpen, die door voorgenstaande aannemen op elk gebied zijn behandeld, zijn verschillende onveranderd in deze nieuwe oplage overgegaan. Zij hadden geen verandering noodig omdat zij de basis behandelen, waarop de moderne natuurkunde is afgroei. Als zodanige kunnen we bijvoemen: *Entwicklung der Elektrizitätslehre bis zum Siege der Faradayschen Anschauungen* door Richarz. *Die Entdeckungen von Maxwell und Hertz* door Lecher. *Die Maxwell'sche Theorie und die Elektronentheorie* door Lorentz. *Entwicklung der Wellenlehre des Lichtes* door Wiener. Zulke verhandelingen, die meer een historisch karakter hebben, zullen steeds onveranderd hun waarde behouden en een kern van het boek blijven vormen.

Andere artikelen, welke meer onderwerpen behandelen die zich nog midde in hun grootproces bevinden, zullen kunnen verouderen en daarom is het een reden van verheugenis dat van dit prachtige werk een nieuwe druk is verschenen, die met de veranderingen, die de natuurkunde in de laatste tien jaren heeft gemaakt, heeft rekening gehouden. Dit heeft met zich meegebracht, dat voor verschillende medewerkers aan den eersten druk, die in die 10 jaar zijn heengegaan, nieuwe krachten zijn opgetreden, welke die artikelen hebben „neu bearbeitet“. Dat is nu voor sommige wel een te groote betrekking. Om een voorbeeld te geven:

Het artikel „Wärmestrahlung“ is oorspronkelijk door Rubens geschreven. Nu is dit artikel na den dood van dezen grooten geleerde, die op dit gebied zooveel heeft gedaan, „neu bearbeitet“ door G. Hettner. Dit bestaat nu alleen in het

kort vermelden van den dichtgroei der lacunes in het spectrum (wat we gaarne wat uitvoeriger gezien hadden) en de toevoeging van een literatuurlijst. Maar wat nu bijzonder treft, is dit: In het geheele artikel komt de naam van Rubens niet voor. Dat deze zelf zoo bescheiden was zijn naam niet te noemen is te waardeeren, maar dat dit artikel zoo weinig „neu bearbeitet“ is geworden, dat door den nieuwen bewerker niet eens de moeite is genomen om den niet-ingewijde, die dit artikel leest, te doen beseffen, dat hier een groot deel van het levenswerk van Rubens ligt, dat vind ik erg jammer.

Ik bedoel hiermede geenszins hetzelfde oordeel uit te spreken over alle nieuwe bewerkingen. Zoo is bijv. het door Przibram omgewerkte artikel van Dorn over „Experimentelle Atomistik“ geheel op de hoogte van den tijd gebracht.

Ook het artikel van Elster en Geitel „Entdeckungsgeschichte und Grundsatsachen der Radioaktivität“ heeft een grondige omwerking ondergaan en is door Stefan Meijer en von Schweidler tot den tegenwoordigen tijd bijgewerkt.

Het artikel door Hasenöhrl over „Die Erhaltung der Energie und die Vermehrung der Entropie“ is door Maché bewerkt en o.a. door nadere bespreking van het verband tusschen massa en energie, en van de beteekenis van het Nernst'sche warmtetheorema aangevuld.

Dat het artikel over „Die drahtlose Telegraphie und Telephonie“ van Braun een groote omwerking moest ondergaan is voor ieder, die eenigszins weet welke veranderingen op dit gebied hebben plaats gevonden in de laatste 10 jaar, niet verwonderlijk. Deze grondige omwerking van het oorspronkelijke artikel is door Dieckmann verzorgd.

Dat de schrijvers, die zelf voor hun artikel hebben kunnen zorgen het op de hoogte van den tijd hebben gebracht, behoeft nauwelijks te worden betoogd. Alle artikelen te bespreken zou te ver voeren. Maar ik wensch nog bijzonder te wijzen op het allereerste artikel waarmede Wiechert dezen band opent: over „Die Mechanik im Rahmen der allgemeinen Physik“. Dit is op zich zelf een meesterstuk, een geschiedenis van de mechanica, doorgevoerd tot dezen tijd, waarin hij o.a. toont de overwinning van den aether op de materie: „So erscheint der Äther der molekularen Materie gegenüber als übermächtig“. En hij eindigt zijn prachtig artikel, dat ook voor den niet vakman goed leesbaar is, (de mathematische moeilijkheden staan in een afzonderlijke „Anhang“) met de conclusie: „Die Mechanik ist durch die Forschungsarbeit der neuere Zeit zur Ätherphysik geworden“.

Dat er in dezen nieuwen druk een geheel nieuw artikel ingevoegd moest worden, zal aan ieder, die geen vreemdeling is in de ontwikkeling van de natuurkunde in de laatste 10 jaren, wel duidelijk zijn. En als ik dan vermeld, dat dit nieuwe artikel over „Quantentheorie, Atombau und Spektrallinien“ geschreven is door Kramers, dan weet ieder lezer van ons tijdschrift, die zijn artikelen in *Physica* over deze onderwerpen heeft gelezen, welk een heldere uiteenzetting hier is gegeven.

En zoo zou er over dit prachtwerk nog veel meer te zeggen zijn. Mag ik dan om niet al te uitvoerig te worden, voor hen, die het niet kennen nog enkele namen en artikelen noemen om den indruk te vestigen dat dit werk het resultaat is van de samenwerking van vele groote mannen. Behalve de reeds genoemde artikelen zou ik dan kunnen vermelden: Einstein, die twee artikelen heeft geschreven: „Theoretische Atomistik“ en „Die Relativitätstheorie“, Planck over „Das Prinzip der kleinsten Wirkung“ en „Die Verhältnisse der Theorien zueinander“.

Zeeman, die de Magnetooptiek behandelt. W. Wien met Theorie der Wärme-strahlung. Auerbach „Akustik“. (Historische Entwicklung und Kulturelle Beziehungen) Ik hoop hier eenigszins te hebben kunnen duidelijk maken, dat in dit werk voor ons ligt een boek, dat zoowel voor den ontwikkelenden leek, die zich voor de natuurkunde interesseert, als voor den natuuronderzoeker, die zich oriënteren wil op terreinen buiten zijn eigenlijk werkterrein, geeft een groote schat van kennis in alle voornaamste gebieden van de physica. Hieruit kan men ervaren welk een belangrijke aandeel de natuurkunde heeft in onze moderne cultuur.

De uitvoering van het werk is keurig, zooals we dat van Teubner gewend zijn. Een naam- en zaakregister maakt het opzoeken zeer gemakkelijk.

Ik mag dus dit belangrijk werk aan ieder aanbevelen.

T. v. L.

W. Tombrock. De fout van Einstein, 26 blz. 1 fig. P. Harte, Bergen op Zoom, 1925.

J. H. Tummers. La théorie de la Relativité restreinte d'Einstein et la logique, 20 blz. uitg. door den schrijver, Venlo 1925.

Beide boekjes behoorren tot de populaire bestrijdingen van de relativiteitstheorie.

1) Dr. Tombrock kant zich tegen de uitspraak van de theorie: „Die Uhr geht infolge ihrer Bewegung langsamer als im Zustande der Ruhe“. Deze stelling acht hij „het brandpunt in den strijd om den relatieven tijd“. Hij zegt: „Welnu... volgens de meeste auteurs wordt dit bewijs geleverd door het Michelson-experiment om aan te toonen dat deze proef omtrent de verlangzaming der voortvliegende klokken niets bewijst.

Geen enkele gezaghebbende auteur heeft de proef als bevestiging van de klokkenverlangzaming geciteerd. Dr. Tombrock erkent dat hij in zijne „correspondentie hierover gevoerd met de redactie van een wetenschappelijk, zuiver fysisch tijdschrift“ hierop gewezen is. Niettemin meent hij zich te mogen beroepen op de meening van een slecht popularisator, die als „bekenden Parijschen astronoom“ wordt voorgesteld, dat de „einsteinische synthese“ staat of valt met de onderstelde bewijskracht van deze proef voor deze verlangzaming. Dit is een *publieke misleiding*.

Teekenend voor schrijvers houding zijn zinnen als deze: „Met één woord: de relativiteit is een eenvoudig rekenkunsje, een truc, een soefje...“ of iets verder: „Zal de materiecontractie bij streng logische beschouwing van de praemissen der theorie blijken reël te zijn?... of ook een rekenkunsje, alias boerenbedrog? Ik vraag het U slechts“.

2) Dr. Tummers beschrijft zeer wel dat een postulaat niet bewezen is en nooit bewezen kan worden. „En effet, si l'on pouvait faire découler ce premier principe d'un autre, ce dernier principe serait le postulat et non le premier“. Hij citeert dat Einstein uit het postulaat van de relativiteit (I, in twee eenparig voortvliegende stelsels gelden dezelfde natuurwetten) en uit het postulaat van de constante lichtsnelheid (II, de lichtsnelheid is c , onafhankelijk van de snelheid der lichtbron) besluit tot de relativiteit der gelijktijdigheidsdefinities (III). Hij ziet voorbij, dat afleiden van een of andere stelling III uit twee premissen I en II beteekent aantoonen, dat indien III niet geldt, er een tegenstrijdigheid zou ontstaan tusschen I en II. Dr. Tummers meent dat de hiergenoemde postulaten I en II met elkander in strijd zijn, en niet tegelijkertijd mochten worden aangenomen, tenzij de tegenstrijdigheid opgeheven werd door de postulering van III. Met zoovele woorden zegt hij hoe Einstein te werk had moeten gaan: hij had uit II en III moeten

besluiten tot het relativiteitsbeginsel I., nadat hij voor III een solide basis zou hebben gevonden.

Ons ontgaat ten eenenmale, wat men, uit logisch oogpunt, zou winnen, indien men inplaats van I en II, eens II en III, of, gelijk ook reeds geschiedde, eens I en III als postulaat stelde om er de derde als stelling uit af te leiden.

Dr. Tummers meent echter, dat indien de relativiteit der gelijktijdigheidsdefinitie als postulaat moet gelden, daarmee duidelijk wordt dat „toute la théorie, se perdant dans l'irréel, sera du travail inutile”.

Dit betekent niets anders dan dat hij als postulaat neemt de absoluut ondubbelzinnige betekenis der gelijktijdigheidsdefinitie, evenwel net zoo min hiervoor een solide basis aangevende als de physici voor het andere postulaat doen.

In den aanvang heeft Dr. Tummers gezegd: „L'idée de simultanéité absolue existe vraiment pour les êtres qui parviennent à la connaissance des choses *instantanément*”. En iets verder „par conséquent l'idée de simultanéité est concevable en soi, est possible”, en, over deze wezens: „ils n'ont pas du tout besoin de la lumière pour connaître”. Indien wij hem voor één oogenblik op dezen mystieken weg mogen volgen, zouden wij kunnen zeggen dat de gelijktijdigheid van gebeurtenis belang is voor wezens, die, eens voor al, de kennis bezitten van alle dingen in alle eeuwigheid van verleden en toekomst. Zuik een wezen zou volstrekt geen gelijktijdigheid behoeven om iets te kennen en zich weinig behoeven te bekommeren of verschillende menschen zich met verschillende gelijktijdigheidsdefinities moeten behepen.

F.

Max Born, Atomtheorie des festen Zustandes. (Dynamik der Kristallgitter). 2e Auflage. (Fortschritte der Mathematischen Wissenschaften in Monographien herausgegeben von Otto Blumenthal. Heft 4), B. G. Teubner, Leipzig-Berlin, 1923.

In de hoofdstukken I—IV ontwikkelt de schrijver de theorie der kristalroosters, zonder hierbij gebruik te maken van een hypothese over den aard der krachten, die de atomen in het kristal samen houden. Door een formeele ontwikkeling der krachten naar de verplaatsingen der atomen, waarbij in de meeste gevallen slechts de Hooke'sche term wordt gebruikt, worden een groot aantal kristaleigenschappen beschreven.

Zoo voert de statica der kristalroosters o.a. tot een theorie der elasticiteit en der piezoelectriciteit. De dynamica leert de eigentrillingen van het net kennen. In een oneindig uitgebreid kristalrooster is het prototype der vrije trilling een loopende vlakke golf. De studie dezer vlakke golven geeft de theorie der acustische trillingen en bovendien die der optische verschijnselen. De kristaloptica wordt voorloopig formeel behandeld, d.w.z. op de basis der vergelijkingen van Maxwell in de materie, waarin de dielectrische constante aan de dynamica van het kristalrooster wordt ontleend.

In hoofdstuk IV vindt men een bespreking van de thermodynamica der kristallen, waartoe in de eerste plaats de theorie der soortelijke warmte behoort, welke een generalisatie is van de theorie van Debye voor het isotrope vaste lichaam. Verder wordt de toestandvergelijking van een kristal besproken en ook gewezen op de moeilijkheid, welke de verklaring der warmtegeleiding van de vaste stof biedt.

Tenslotte volgt het fysisch meest wezenlijke deel, nl. de bespreking van den aard der cohesie-krachten, die in de eerste hoofdstukken in het midden was gelaten.

De hypothese, dat de atomen in een kristal door electrostatische krachten worden samengebonden, voert tot een quantitative theorie der kristalelasticiteit en van de bindingsenergie der kristallen. Na een algemeene behandeling van het probleem worden een aantal bijzondere gevallen besproken en de resultaten der theorie aan de ervaring getoetst.

De dynamische behandeling der netten, bestaande uit electrisch geladen deeltjes, geeft de consequentie theorie der lichtvoortplanting in een kristal. Elk deeltje zendt bij zijn beweging elektromagnetische golven uit en de samenwerking van al deze golven en van de invallende geeft in ieder punt der ruimte buiten de ladingen een veld, dat de in het kristal voortlopende lichtgolf voorstelt. Deze theorie bevestigt de inconsequente behandeling der kristaloptica, die in hoofdstuk III is gegeven. H. B.

Jean Becquerel. Champ de Gravitation d'une sphère matérielle et Signification de la Formule de Schwarzschild. Paris. J. Hermann 1923. 32 pag.

Becquerel gaat in dit geschrift in het bijzonder na het gedrag onzer meetwerktuigen in het „Gravitatieveld volgens Einstein". Hij sluit zich daarbij aan aan beschouwingen van G. Mie (Ann. d. Phys. 62, 46, 1920). Of alles wat hij zegt onvoorwaardelijk te aanvaarden is, durf ik niet beweren; misschien kom ik op die vraag elders in dit tijdschrift terug. In ieder geval komt het mij voor ieder, die in deze zaken met zichzelf nog niet tot volkomen klaarheid is gekomen, zeer nuttig voor de ontwikkelingen van Becquerel te lezen en te overwegen.

v. d. W.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

R. Swierstra. Grondbeginselen der Radio. Deel II. — N.V. Drukkerij Jacob van Campen, Amsterdam 1925. Prijs f 1.50.

Hugo Mosler en Gustav Leithäuser. Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung, mit 298 Abbildungen. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1926. Prijs ing. R. M. 22, geb. R. M. 25.

Bernard Walter. Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik, mit 89 Abbildungen. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1926. Prijs ing. R. M. 14, geb. R. M. 16.

Edmund Hoppe. Geschichte der Physik. — Friedr. Vieweg und Sohn, Braunschweig 1925. Prijs ing. R. M. 30, geb. R. M. 35.

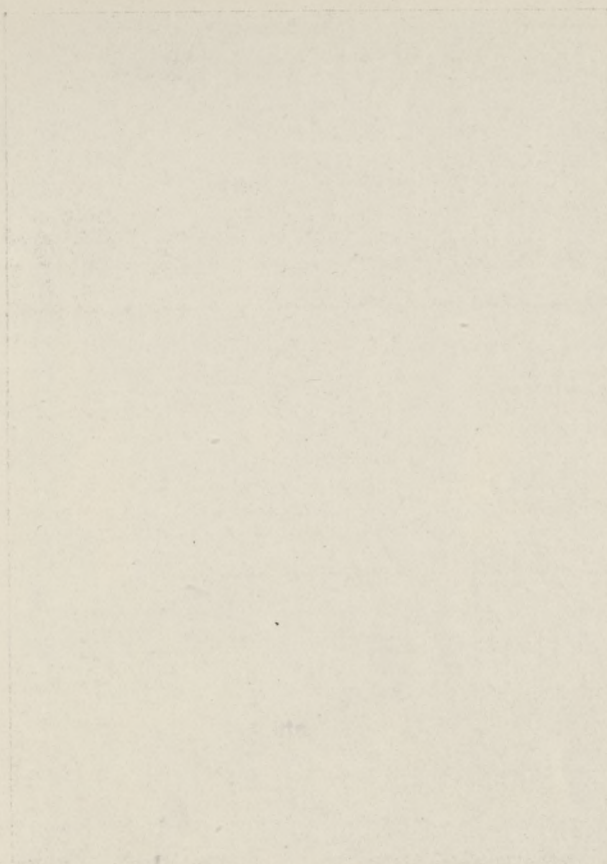
A. Landé. Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. — Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1926. Prijs ing. R. M. 12, geb. R. M. 13.20.

H. Geiger und K. Scheel. Handbuch der Physik. Band X. Thermische Eigenschaften der Stoffe, redigiert von F. Henning. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs ing. R. M. 35.40, geb. R. M. 37.50.

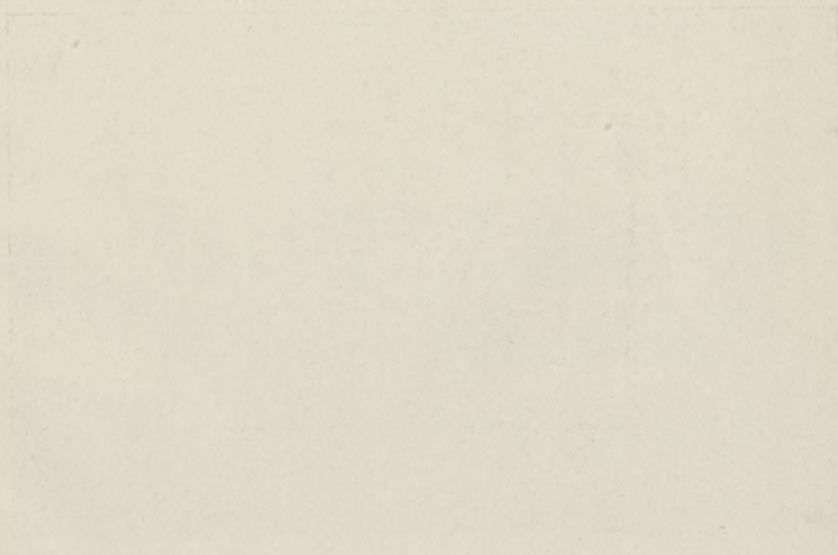
Het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Utrecht. Uitgegeven met steun van het Oud-Studentenfonds, ter gelegenheid van de heropening van het laboratorium op 9 Februari 1926.

Na druk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912 uitdrukkelijk verboden.

Afgedrukt 19 Maart 1926

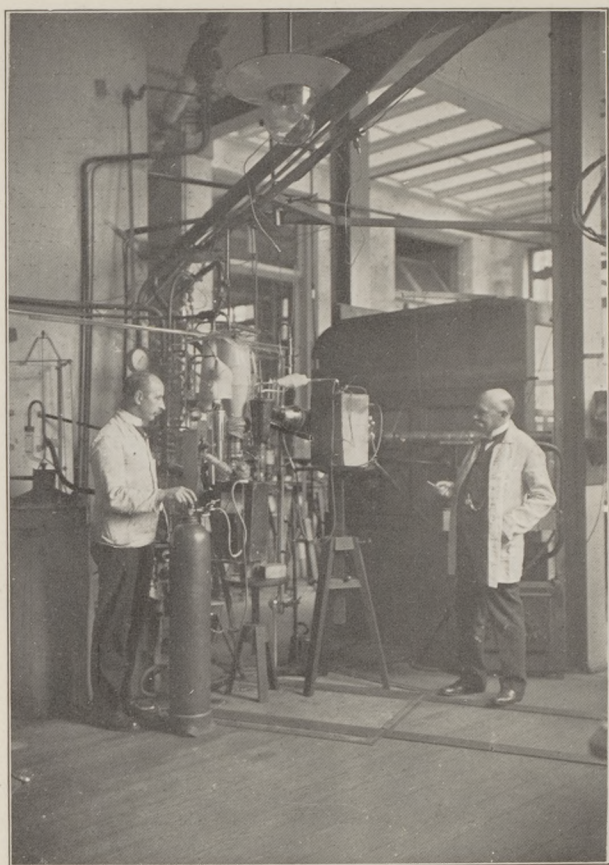


THE UNIVERSITY OF CHICAGO



THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO



Laagste temperatuur ($< 0,9^{\circ} \text{K}$), 13 Oct. 1921.



Het laboratorium in 1922.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 3

Prof. Dr. H. KAMERLINGH ONNES. †

Zijn Levenswerk, de stichting van het Cryogeen Laboratorium.

„Na U aldus, Geachte toehoorders, de rol geschetst te hebben, welke het quantitatief onderzoek in het vaststellen der algemeene natuurwetten en in het verwerven van ons inzicht in de eenheid der natuurverschijnselen heeft vervuld, moge het mij ten slotte vergund zijn een blik in de naaste toekomst te slaan en de vraag te stellen of het deze beteekenis in dezelfde mate zal behouden. Daartoe vestig ik Uwe aandacht op de eenige nieuwe richting in het natuurkundig onderzoek, welke op dit oogenblik is te overzien. Het is de richting, tot welker ontwikkeling de ontdekking van de wet van het behoud van arbeidsvermogen den stoot heeft gegeven. . . . Men wenscht een blik te werpen in het mechanisme der natuur. . . . Ik stel er prijs op de groote beteekenis van het quantitatief onderzoek juist voor deze richting in het licht te stellen, welke het groote vraagstuk der hedendaagsche natuurkunde in de verklaring der physische eigenschappen uit bouw, samenvoeging en beweging der moleculen ziet.

. Bij de samengesteldheid der wetten, welke den samenhang der physische eigenschappen met aard en beweging der moleculen beheerschen, mogen wij het reeds een belangrijken stap rekenen, wanneer het gelukt benaderingswetten op te stellen”

Na achtereenvolgens de wetten van Boyle-Gay Lussac, de wet van Van der Waals (toestandsvergelijking) en die der overeenstemmende toestanden als opvolgende benaderingswetten te hebben besproken, gaat de spreker als volgt voort.

. „Uit benaderde onderstellingen omtrent de moleculen kan de theorie den onmisbaren leidraad voor het experiment verkrijgen. De meting daarentegen beslist over hare juistheid; zij zorgt, dat het onderzoek niet door de verleidelijke afronding van eene wiskundige theorie in slaap worde gewiegd. Zij levert eindelijk

in de afwijkingen de natuurlijke bouwstoffen voor nieuwe hypothesen omtrent de eigenschappen der moleculen.

Met het telkens terugbrengen der afwijkingen tot steeds nieuwe benaderingswetten moet de uitbreiding van de grenzen van het onderzoek (wat temperatuur en druk betreft), en de verhooging van de nauwkeurigheid gelijken tred houden. Eenerzijds worden de pompen van Cailletet en Pictet daardoor tot onmisbare laboratoriumswerktuigen, anderzijds moet tegenwoordig een deel van een fysisch laboratorium op astronomische leest geschoeid zijn. Het moet voorzien zijn van instrumenten, wier eigenaardigheden geheel bekend en in registers opgeteekend zijn, en van lokalen geschikt om deze instrumenten met vrucht te gebruiken".

Inaugureele oratie 1882.

Welke de richting was, in welke Kamerlingh Onnes het experimenteele onderzoek in het natuurkundig laboratorium te Leiden zou ontwikkelen, toen hem in 1882 de leiding daarvoor werd opgedragen, wordt door het boven gegeven citaat duidelijk aangewezen. Die keuze was blijkbaar bepaald door het verschijnen in 1880 van de verhandeling van Van der Waals, welke de wet der overeenstemmende toestanden bracht. Onnes had daarop gereageerd door in zijne Algemeene Theorie der vloeistoffen die wet op het algemeenere beginsel der gelijkvormige bewegingen te grondvesten, en hare toepasselijkheid ook op grootheden als capillariteitsconstante, coëfficiënt van inwendige wrijving, moleculaire warmtegeleiding, in het oog te vatten.

Intusschen, ook eene andere richting, gekenmerkt door den naam Lorentz, zou aanvankelijk niet verwaarloosd worden. We zien in de eerste deelen der Communications eene regelmatige afwisseling dier richtingen: Sissingh, Stoel, Kuenen, Zeeman, De Vries, Siertsema, Wind, M. de Haas, enz. Eerst later zal het ideaal van een de geheele physica omvattend „Huygens-laboratorium" plaats maken voor dat van een vrijwel uitsluitend voor lage temperaturen gespecialiseerd cryogeen laboratorium.

Hoe bij het voor eigen onderzoek gekozen onderwerp de weg liep naar de lage temperaturen, wordt wellicht het best aangewezen door de volgende passage uit „Inleidende toespraak bij het bezoek van H.H. leeraren aan H.B.S. en Gymnasia aan het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Leiden op 22 April 1897, door Dr. H. Kamerlingh Onnes.

„Ver uiteenlopende gereduceerde temperaturen zijn, zoowel als temperaturen in de nabijheid van de kritische voor het verrichten van uit de theorie van Van der Waals voortvloeiende metingen telkens noodig.

De kritische temperatuur en vooral gereduceerde temperaturen hooger van 1, liggen echter bij de meeste stoffen, die onder de gewone omstandigheden in vloeibaren toestand verkeerden, vrij hoog. In 't algemeen beginnen scheikundige modificatiën bij deze temperaturen hinderlijk te worden. Ook heeft zonder twijfel de bewegelijkheid der deelen van het molecuul, die zich openbaart in de veranderlijkheid van de specifieke warmte bij constant volume in gastoestand, een belangrijk aandeel in het veroorzaken van onregelmatigheden, welke de isothermen doen afwijken van den normalen vorm.

Wil men iets naders omtrent de mogelijke afhankelijkheid van a en b van het volume en de temperatuur gewaar worden, zoo stuit men dus bij gewone vloeistoffen op zeer ongewenschte complicaties. Vandaar dat men als vanzelf geleid wordt tot de keuze van stoffen, wier kritische temperatuur laag is, wier bouw zoo eenvoudig mogelijk is, en binnen wier molecuul wij slechts eene uiterst geringe bewegelijkheid mogen onderstellen. Welke stoffen kunnen daartoe geschikter zijn dan die gassen, welke nog kort geleden tot de permanente gerekend werden. Maar de studie dezer gassen waarvan de kritische temperaturen meestal ver beneden de -100° gelegen zijn, vordert inrichtingen en hulpmiddelen om zeer lage temperaturen voort te brengen en gedurende de metingen standvastig te onderhouden”.

Het onderzoek in deze richting was, nu Cailletet ¹⁾ ³⁾ en Pictet ²⁾ erin geslaagd waren zuurstof (Cailletet ook koolmonoxyde en stikstof) voorbijgaand (dynamisch) vloeibaar te maken, inderdaad veelbelovend.

De eerste schrede, door Kamerlingh Onnes op dit pad gezet, was de aankoop van een compressor zooals door Cailletet in 1883 was aangeraden voor het condenseeren van zuivere gassen. Cailletet ⁵⁾ had in 1882 gewezen op het ethyleen als middel om lage temperaturen te bereiken. De kritische temperatuur (9.5°C.) ligt lager dan die van koolzuur. Het blijft vloeibaar bij temperaturen, waarbij N_2O en CO_2 (de twee stoffen die door Pictet ⁴⁾ voor den tweeden cyclus van de cascade waren aanbevolen) vast worden. Kamerlingh Onnes besloot het ethyleen voor den tweeden cyclus

van zijn naar het voorbeeld van Pictet in te richten cascade te gebruiken. Daartoe moest dit gas in het laboratorium zelf voldoende zuiver bereid, en daarna in zuiveren toestand gehouden worden. Het eerste, het „ethyleenstoken”, vormde tot 1898 een regelmatig terugkeerende werkzaamheid in het laboratorium. *) Met het oog op het zuiver houden werd de kwik-compressor van Cailletet gekozen. Intusschen voldeed deze pomp eerst aan de gestelde eischen nadat eenige jaren waren besteed aan het grondig verbeteren ervan **).

Inmiddels had Cailletet ⁵⁾ zijne proeven voortgezet en had hij zuurstof, na dit in ethyleen kokend onder atmosferischen druk te hebben samengeperst, bij ontspanning tumultueus zien koken, zonder echter een scheidingsvlak tusschen vloeistof en damp te zien (1882), en hadden Wroblewski en Olszewski ⁶⁾ geconstateerd (1883), dat zuurstof afgekoeld in ethyleen kokende onder verminderden druk (tot 2.5 cm. kwik, gevende -136°C . gemeten met een waterstofthermometer) door een druk van slechts ruim 20 atm. statisch tot vloeistof kon verdicht worden. Stikstof en koolmonoxyde tot -136°C . afgekoeld, gaven bij niet te snelle expansie van 150 tot 50 atm., een duidelijken meniscus, de vloeistof verdampte echter zeer snel.

Kamerlingh Onnes stelt zich nu als eerste doel zuurstof volgens de methode van Pictet te doen circuleeren en van deze stof een vloeistofbad voor proeven beschikbaar te stellen, evenals dat door Cailletet en door Wroblewski en Olszewski voor het ethyleen was gedaan. In 1885 wordt, nadat eene in de zomers van 1883-1885 tot stand gekomen verbouwing van het laboratorium eene geschikte ruimte voor de opstelling had opgeleverd, tot de aanschaffing van een stel Pictet-pompen besloten, te drijven door eene stoommachine van 15 P.K.

In 1886 konden genoemde pompen in werking gesteld, en aldus de 2 eerste cycli ingericht worden, de eerste voor SO_2 , de tweede voor ethyleen. Voordat deze cycli regelmatig functioneeren, moest echter nog heel wat geschieden. Defecten en lekken in de pompen en in de verbindingen moesten verbeterd en dicht gemaakt worden, kranen moesten vervaardigd worden, die niet vast vriezen, peilglazen geconstrueerd voor het aflezen van den stand van de

*) Tot 1917 werd het daarna van elders betrokken. Sedert 1917, toen het ethyleen niet in den handel verkrijgbaar was, wordt het opnieuw in het laboratorium gestookt. De zuivering, en daarmee de geheele bereiding, is door het gebruik maken van vloeibare lucht nu veel eenvoudiger geworden.

**) Zie Leiden Comm. No. 54.

vloeibaar gemaakte gassen, ervaring moest opgedaan worden in allerhande ongewone manipulaties. Boven den refrigerator van den eersten cyclus werd een regenerator gebouwd teneinde de koude van den ontwikkelden damp te gebruiken tot voorkoeling van het toegevoerde gas van den volgende cyclus, een principe, hetwelk verder bij de volgende cycli consequent wordt doorgevoerd. Het giftige SO_2 wordt vervangen door CH_3Cl (1887). Dan wordt de ethyleen-cyclus vervolmaakt. Veel aandacht wordt besteed aan de ethyleenkookflesch. Het is 1891 als deze gereed is.

Terwijl Kamerlingh Onnes aldus regelmatig en systematisch zijne cryogene inrichting opbouwt heeft Wroblewski ⁷⁾ in 1885 zuurstof kokende eerst onder atmosferischen, daarna zelfs onder sterk, nl. tot 2 cm. kwik, gereduceerden druk verkregen, en zelfs stikstof vast gemaakt en den druk van de vaste stikstof verlaagd tot 2,4 cm., daarbij eene temperatuur verkrijgend van $-214^\circ C$. Dewar ⁸⁾ gelukt het in 1886, Olszewski ⁹⁾ in 1890, om vloeibare zuurstof uit het vat, waarin het door druk wordt vloeibaar gemaakt af te schenken in een ander vat, waarin het beter tot het doen van metingen aangewend kan worden. Kamerlingh Onnes is zoover in 1892. Den 17^{den} Juni waren 20 cm³ vloeibare zuurstof afgeschonken, toen het apparaat defect werd. Reparatie en verbeteringen duren tot December 1893, toen $\frac{1}{4}$ liter vloeibare zuurstof onder sterk gereduceerden druk kon gedemonstreerd worden.

Bij deze proef wordt het ethyleen eerst door chloormethyl en dan door vast CO_2 afgekoeld. Voor het reduceeren van de zuurstof wordt tijdelijk van de chloormethylpomp gebruik gemaakt.

In 1894 beschikt Kamerlingh Onnes over een permanent bad van vloeibare zuurstof voor metingen bij temperaturen van $-182^\circ C$. en daar beneden. De cryogene installatie wordt in een met uitvoerige teekeningen voorzien artikel beschreven door Mathias ^{*}) in 1896. We zien nu de 3 cycli: chloormethyl, ethyleen, zuurstof geheel uitgebouwd. De zuurstof wordt gecomprimeerd door den gewijzigden Cailletet-compressor, de zuurstofdampen aangezogen door een aan een wand van het lokaal gemonteerde, evenals de Pictet-pompen door de Société Genevoise geleverde pomp, de „aanjager”. De zuurstof wordt afgeschonken in een van vensters voorziene kookflesch, waardoor de verschijnselen in het zuurstofbad kunnen waargenomen worden.

^{*}) E. Mathias, Rev. gén. des Sc. 7, 381, 1896.

Metingen bij lage temperaturen zijn inmiddels verricht door De Vries: capillariteit van ethylether tot -102°C. , Lebre: Hall-effect tot -76°C. , Verschaffelt: capillariteit van vloeibare gassen, terwijl Kuenen van vloeibare ethyleen kokende onder gereduceerden druk (-110°C.) gebruikt maakt om zijn ethaan (onderzoek van mengsels van ethaan en N_2O) te zuiveren.

Nu de zuurstof beheerscht wordt, wordt de aandacht nader op de waterstof gericht. Het beginsel der thermodynamische gelijkvormigheid (de wet der overeenstemmende toestanden) zal hier de leiddraad zijn*). Om dit beginsel te kunnen toepassen moeten kritische druk en temperatuur van de waterstof bekend zijn. Deze zullen afgeleid worden uit metingen over de toestandsvergelijking van waterstof tot aan de laagste met zuurstof te bereiken temperaturen. Kamerlingh Onnes neemt alzoo het probleem op, waaraan Wroblewski († 1888) de laatste jaren van zijn leven gewijd heeft. Hij doet dat in grooten stijl. Temperatuur, druk, volume zullen gemeten worden, met eene nauwkeurigheid, die zoo hoog mogelijk wordt opgevoerd.

Over de temperatuurmeting verschijnt eene eerste mededeeling in 1896 **). Met behulp van den Heer Bloem is een waterstofthermometer (reeds vermeld in 1894) voor lage temperaturen geconstrueerd, een bol- of cilindervormig glazen reservoir van 30 resp. 90 cm^3 ., door middel achtereenvolgens van een glazen en een stalen capillair verbonden met het volumenometergedeelte, waar op constant volume wordt ingesteld en de manometer begint, waarmee de druk van het gas wordt gemeten. Deze mededeeling vormt een klassiek voorbeeld van de wijze waarop het geheele onderzoek ab ovo wordt opgebouwd, en tot in schijnbaar nietige bijzonderheden wordt uitgewerkt. Men leest hoe de glazen gedeelten van het apparaat worden gereinigd en gedroogd, hoe de staalcapillair wordt behandeld en op lekken wordt beproefd, hoe de diverse deelen aan elkander worden gekit resp. gesoldeerd. Een apparaat voor het bereiden van de zuivere waterstof wordt beschreven. Dan volgt het vullen van den thermometer, en komen de vaste punten aan de orde. Voor de nulpuntsmeting wordt gebruik gemaakt van ijs, geschaafd met een hiervoor geconstrueerde ijsschaaf. Het kookpunt van water heeft bijzondere zorg vereischt, een kookpuntstoestel is gebouwd benevens een apparaat voor het condenseeren van den stoom.

*) Leiden Comm. No. 23 1896.

**) Leiden Comm. No. 27. 1896.

Voor geregelde temperatuurmetingen is de waterstofthermometer niet practisch; de meting vereischt daartoe te veel tijd, vooral ook zou de waterstofthermometer beslag leggen op eene te groote ruimte in het vloeistofbad. Als gebruiksthermometer onderzoekt Onnes allereerst het door Wroblewski aanbevolen thermoëlement. Ook hiervoor wordt eene geschikte constructie uitgewerkt.

Als basis voor de drukmeting wordt de verdeelde open standaardmanometer *) gebouwd. De nauwkeurige bepaling van het volume van het samengedrukte gas geschiedt in piezometers, in de eerste plaats die, welke geconstrueerd zijn voor metingen bij temperaturen hooger dan het vriespunt van kwik **). Deze zullen, wanneer zij eenmaal gecalibreerd zijn met behulp van den open standaardmanometer, tevens als gesloten manometer dienst kunnen doen, en aldus, wijl de drukmeting daarbij sneller verloopt dan met den open manometer, bij de isothermbepalingen bij lage temperaturen verder toepassing kunnen vinden. Zoowel de meting van den druk, als die van het volume in deze nauwkeurige piezometers kunnen geschieden met eene nauwkeurigheid van 1 op 5000; dit is dan ook de nauwkeurigheid bereikt door Schalkwijk ***) bij de meting tot 60 atm. van den isotherm van 20° C. van waterstof.

Voor metingen bij temperaturen beneden het vriespunt van kwik moet de piezometer echter gewijzigd worden, het piezometer-volume moet verdeeld worden in twee deelen, verbonden door een buigbaren capillair ****). Het eene deel, het kleine reservoir, zal op de lage temperatuur gebracht worden, het andere, de „steel”, waarin het volume door kwik wordt begrensd, op eene temperatuur van 20° C. gehouden worden. Daarbij kan de bovengenoemde nauwkeurigheid niet behouden blijven, zij bedraagt bij deze apparatuur 1 op 1000. In verband daarmee zijn de bij deze metingen gebruikte gesloten waterstofmanometers dan ook iets eenvoudiger dan de nauwkeurige piezometers-standaard-gesloten-gasmanometers van Schalkwijk.

Over de meting van de temperatuur spraken we reeds. Het is echter ook noodig de temperatuur voldoende constant te houden. Daartoe worden, naar het voorbeeld van en de ervaring verkregen met de zuurstofkookflesch afzonderlijke cryostaten gebouwd *****), waarin het vloeibare gas wordt afgeschonken, terwijl daarna door

*) Leiden Comm. No. 44. 1899.

**) Leiden Comm. No. 50. 1899.

***) Leiden Comm. No. 70. 1901.

****) H. Kamerlingh Onnes en H. H. F. Hyndman. Leiden Comm. No. 69. 1901.

*****) Leiden Comm. No. 51. 1899.

behoorlijk regelen van den druk, waaronder het gas kookt, de temperatuur constant wordt gehouden.

Geldt dit voor de lage temperaturen, voor 20°C . (metingen van Schalkwijk, steel van den piezometer voor lage temperaturen) wordt de standvastigheid van de temperatuur verkregen door middel van een stroom van water geleverd door een thermostaat, voorzien van een thermoreguleator *).

Terwijl dit alles regelmatig en systematisch voortgaat, zijn op ander gebied bij lage temperaturen metingen verricht door Hasen-oehrl**): dielectrische constanten van vloeibare N_2O en O_2 , Van Everdingen***): Hall-effect tot in vloeibare zuurstof.

Parallel aan de geleidelijke uitbreiding van het cryogene bedrijf zien we ook het laboratorium uitgroeien. Een duidelijk beeld hiervan geeft de plattegrond afgedrukt in het Gedenboek 1904, p. 15. De reeds genoemde verbouwing van 1883—1885 gaf slechts een betere verdeling van de bestaande localiteit. In 1890 heeft de eerste uitbreiding plaats, een bescheiden loodsachtige, op lager niveau gelegen aanbouw *P*, grenzende aan het lokaal *E*, waarin de cryogene machines stonden opgesteld. In dezen aanbouw krijgt de instrumentmaker een plaats. In 1893 volgt een uitbreiding, met een lokaal, *U*, waarin een glasblazerswerkplaats wordt ingericht, en het stoken van het ethyleen, daarna ook dat van het methaan worden ondergebracht, benevens een lokaal voor onderzoekingen, *V*. In 1897 volgt eene vrij belangrijke uitbreiding, nl. met een lokaal voor onderzoekingen, *X*, eenige kleinere hulpruimten, een loods voor het bewaren der flesschen gecompriëerd gas, een voor brandbare vloeistoffen, maar vooral met eene flinke instrument-makerswerkplaats, *K*, in 1898 een lokaal voor den gasmotor, een lokaal voor chemische behandelingen, en het lokaal waarin de waterstofliquefactor met de bijbehorende pompen zullen geplaatst worden, doch dat voorloopig als teekenkamer zal gebruikt worden, en waarin ook het vervaardigen der thermodynamische modellen wordt ondergebracht.

Men zou het aan deze feiten niet aanzien, dat het laboratorium intusschen een hoogst ernstige crisis heeft doorgemaakt, een crisis die in de Communications slechts een enkele maal, nadat zij met succes doorstaan was, en met slechts een paar woorden wordt aangeduid, maar die het werk eenige jaren heeft opgehouden, en

*) Leiden Comm. No. 70, 1901.

**) Leiden Comm. No. 52, 1890.

***) Leiden Comm. No. 53, (1899), 58 (1900).

voor het cryogene laboratorium fataal had kunnen worden. We lezen ervan in de Verslagen der Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam, van Februari en Mei 1896. In de Februari-vergadering is een brief ingekomen van den Minister van Binnenlandsche Zaken, „waarin advies wordt verzocht omtrent de vraag: of het wenschelijk is, den Directeur van het physische kabinet te Leiden toe te staan, gecompriëerde gassen te vervaardigen, in bewaring te hebben en te gebruiken. Aanleiding tot deze vraag gaven verschillende adressen, ter kennisgeving aan den Minister aangeboden, waarin tegen het verleenen van verlof om zulke gassen in voorraad te hebben werd opgekomen, uithoofde van de ontplofingen, welke daardoor kunnen worden veroorzaakt en de gevaren, waaraan dan menschen en gebouwen zouden worden blootgesteld”.

De daartoe benoemde commissie (Van der Waals, Lely, Korteweg, Hoogewerff) brengt een rapport uit, waarover in de Mei-vergadering word beraadslaagd. We lezen erin: „De Commissie..... heeft de in haar handen gestelde stukken zorgvuldig overwogen. Zij heeft bovendien kennis genomen van tal van stukken, bijeengebracht door den Directeur van bovengenoemd laboratorium, betrekking hebbende op de inrichting der andere kryogene laboratoria van beteekenis in het buitenland. Deze stukken omvatten verder gegevens omtrent de wijze van vervaardiging en beproeving op veiligheid van de bussen, bestemd voor gecompriëerde gassen, omtrent de ligging der werkplaatsen in het buitenland waar de bussen gevuld worden, de hoeveelheid van gevulde bussen, die gemiddeld voorhanden zijn in zulke werkplaatsen. Verder den uitslag van officiëel onderzoek, in gevallen, waarin dergelijke bussen door springen rampen hebben veroorzaakt, en eindelijk een schets van een theoretisch onderzoek, ter beoordeeling van den omvang van het gevaar, dat zulke bussen kunnen veroorzaken”. Het rapport bevat verder o.a. een vergelijking van de energie, die vrijkomt bij het springen van een bus met samengeperst gas, met de veel grootere energie geleverd door het ontbranden van 3 kilogram buskruit, eene hoeveelheid, waarvan het bezit en het vervoer zonder belemmering wordt toegestaan. Toegevoegd zijn een viertal brieven, o.a. een van Dewar en een van Olszewski. In eerstgenoemde brief wordt het „a terrible disaster for science in your country (and universal science)” genoemd, indien beperkingen zouden worden opgelegd „on your splendid cryogenic laboratory and the fine work you are doing”.

Gelukkig wint Kamerlingh Onnes het pleit, in 1898 heeft hij vergunning door te werken. De veiligheidsmaatregelen, die worden voorgeschreven, vormen geen bezwaar; wij kunnen ervan verzekerd zijn, dat zij lichter zijn, dan de voorzorgsmaatregelen, die hij zich zelfs steeds oplegde.

In dien tusschentijd heeft echter het buitenland niet stilgezeten. Dewar¹⁰⁾ construeert 1893 zijn vacuumglazen, die voor de techniek der lage en laagste temperaturen van zoo buitengewoon belang zullen worden, en het werken met vloeibare gasen zeer zullen doen vereenvoudigen. In 1895 gelukt het Olszewski¹¹⁾ bij dynamisch vloeibaar maken van waterstof kritische temperatuur en kookpunt extrapoleerend volgens een platinaweerstandsthermometer te meten. 1896 laat Dewar¹³⁾ waterstof, samengedrukt tot 200 atm. en in lucht kokende onder atmosferischen druk afgekoeld, uitstroomen door een te voren tot dezelfde temperatuur afgekoelde in een vacuumglas beschutte regeneratorspiraal eindigende in een expansieventiel, en verkrijgt aldus een straal van gedeeltelijk vloeibare waterstof, waarmede hij zuurstof vast maakt. Het gelukt hem echter nog niet de vloeibare waterstof te verzamelen.

Deze toepassing van het Joule-Kelvin effect, waardoor door middel van expansieventiel en regeneratorspiraal een gas zich van boven de kritische temperatuur direct afkoelt, totdat het gedeeltelijk vloeibaar wordt, was reeds een jaar eerder door v. Linde¹²⁾ op groote schaal in zijn vloeibare-luchtmaschine aangewend. Uit dit Linde-procédé zal zich spoedig de geheele industrie der scheiding van lucht in zijne bestanddeelen (zuurstof, stikstof, argon, neon) door middel van de lage temperaturen ontwikkelen.

Nadat Dewar na zijn proeven van 1896 zijn vloeibare-luchtinstallatie heeft vergroot, slaagt hij tenslotte 10 Mei 1898 erin 20 cm.³ vloeibare waterstof te verzamelen¹⁴⁾.

Keeren we terug tot het Leidsche Laboratorium. In de jaren 1895-1901 vallen de voorbereiding van de stichting der Vereeniging tot bevordering van de Opleiding tot Instrumentmaker. Een overzicht van de geschiedenis der oprichting dezer Vereeniging, een schets van den arbeid, dien Prof. Onnes hiervoor heeft verricht, leze men in de Rede, door Dr. C. A. Crommelin uitgesproken op de Algemeene Ledenvergadering dier Vereeniging, den 30sten Maart 1926*). Voor de groote beteekenis, welke deze instrument-

*) 25ste Jaarverslag der Vereeniging tot Bevordering van de Opleiding tot Instrumentmaker. Leiden, Eduard IJdo, 1926.

makers- en glasblazersopleiding heeft gehad en nog heeft voor het laboratorium zie men de Gedenkboeken 1904 en 1922. De sociale beteekenis van dit werk zij hier slechts even aangestipt.

Het laboratorium heeft inmiddels de aandacht van het buitenland getrokken, getuige bv. de boven geciteerde uitspraak van Dewar. Kasterin, Hasenoehrl hebben er al gewerkt. Toen Meilink en schrijver dezer regelen in 1900 er aankwamen, was er reeds een internationaal gezelschap. Behalve de vaste staf: Siertsema, Van Everdingen, Hartman, die op het punt stond naar de meteorologie over te gaan, Schalkwijk, die juist zijn waterstof-isotherm had beëindigd, waren er Hyndman, bezig aan de voorbereiding van isothermmetingen bij lage temperaturen, Heuse, meting van de uitzetting van glas bij lage temperaturen; Boudin had den spanningscoëfficiënt van waterstof tusschen 0° en 100° C. bepaald, en stond op het punt te vertrekken, Reinganum had gipsmodellen van thermodynamische oppervlakken vervaardigd, en was reeds vertrokken.

Beschouwt men het thermodynamisch onderzoekingswerk van dezen en den nu eerst volgenden tijd, dan valt op de concentratie in de richting van de meting van isothermen van enkelvoudige stoffen. De vorige periode kenmerkt zich door een aantal bijdragen in verband met de theorieën van Van der Waals betreffende mengsels (Kuenen, Verschaffelt, Hartman, waaraan nog het werk van Zakrzewski en Keesom aansluit) in zekeren zin bekroond door de constructie van gips-modellen der Ψ -vlakken, eenerzijds, en betreffende capillariteit (De Vries, Verschaffelt) anderzijds. In beide richtingen was het pioniersarbeid, zooals voor de toestandsvergelijking van enkelvoudige stoffen reeds vroeger door anderen was verricht. Nu komt meer en meer aan de orde de uitbreiding van onze kennis der toestandsvergelijking van enkelvoudige stoffen naar lage temperaturen en naar grooter nauwkeurigheid, mogelijk geworden, nu de daartoe geschikte hulpmiddelen geconstrueerd en de methodes ontwikkeld zijn. Het persoonlijk aandeel van Prof. Onnes daaraan komt nu ook meer tot uitdrukking. Het gaat, als bij alles wat Onnes doet, in grooten stijl. Eerst volgt als het ware het schema, waarnaar het verdere isothermenwerk zal geleid en beoordeeld worden, de reeks van $p\nu$ naar opklimmende machten van ν^{-1} , met de viriaalcoëfficiënten als functies van de temperatuur *).

*) Leiden Comm. No. 71, 74, 1901.

Met Hyndman worden ter voorbereiding van de metingen bij lage temperaturen isothermen van zuurstof en waterstof tusschen 20° en 0° C. gemeten *).

Met Meilink doet de weerstandsthermometer zijn intrede; weldra is het thermoëlement als secundaire thermometer geheel door den meer betrouwbaren weerstandsthermometer vervangen **). Tegelijk daarmede wordt de methode voor het constant houden van de temperatuur in de inmiddels verbeterde cryostaten, door het regelen van den druk naar de aanwijzingen van een hulp-thermometer (eerst nog een thermoëlement, later ook vervangen door een weerstandsthermometer), door het verbeteren van de inrichting voor het roeren in het vloeistofbad, uitgewerkt ***). Het vacuumglas burgert zich meer en meer in.

Van den toestand, waarin de cryogene installatie zich in 1904 bevindt, krijgt men een nauwkeurig inzicht door eene beschrijving van de hand van Hyndman ****). Men ziet de drie hoofdcycli, chloormethyl, ethyleen, zuurstof. In de beide eerste is in elk een Burckhardt-pomp (aangeschaft in 1896 en 1899) opgenomen. Met behulp van deze kan de druk van het betreffende bad tot 2 mm. gereduceerd worden. Voor het condenseeren van het ethyleen, dat tevoren nog steeds in den refrigerator met regenerator van 1883 is vloeibaar gemaakt, is een nieuwe chloormethylkookflesch, gebouwd volgens het model van de ethyleenkookflesch, in gebruik gekomen. Behalve deze hoofdcycli zijn nog, wanneer voor bepaalde doeleinden noodig, in gebruik eene circulatie van door chloormethyl afgekoelde chloorcalcium-oplossing (voor temperaturen van -23° tot $+5^{\circ}$ C.), een stikstofoxydule-cyclus (temperaturen van -89° C. tot aan die van het ethyleenbad, -103° C. en lager), een methaan-cyclus (-162° C. tot vloeibare zuurstof), een stikstofcyclus (van -196° tot -210° C.). De zuurstof wordt, wanneer zij onder atmosferischen druk verdampt, weder opgepompt met behulp van een Brotherhoodpomp; moet gereduceerd worden, dan komt de gewijzigde Cailletetpomp met den aanjager in actie. Vloeibare lucht is nog niet officieel als vierde hoofdcyclus opgenomen, maar is toch reeds sinds 1903 regelmatig als transportabel koelmiddel in gebruik genomen. De toename van het gebruik van vloeibare lucht in het laboratorium wordt gedemonstreerd door de volgende

*) Leiden Comm. No. 78, 1902.

**) Leiden Comm. No. 93, 1904.

***) Leiden Comm. No. 83, 1902.

****) H. H. F. Hyndman. The cryogenic Laboratory at Leiden. Engineering, March 4, 11, 1904, p. 323, 349.

verbruikscijfers: 1903: 66 L.; 1904: 442 L., de installatie levert $5\frac{1}{2}$ L. per uur: 1905: 480 L.; 1906: 1119 L.; 1907: 1462 L. Vanaf 1903 wordt vloeibare lucht buiten het laboratorium voor onderwijs- of demonstratie-doeleinden verstrekt.

Wij naderen nu de vloeibare waterstof. Het lokaal A', waarin deze installatie haar plaats zal vinden, was, gelijk we vermeldde, reeds gebouwd in 1898, de gasmotor (40 P.K.) die o.a. de kracht voor de waterstofcirculatie zal leveren, verschijnt in 1901. Een compressor, om de waterstof van 25 tot 250 atmosfeeren op te pompen, en een groote Burckhardt-vacuumpomp worden in 1904 opgesteld. De eerste aanslag op de waterstof wordt gedaan met de genoemde pompen en twee Brotherhood's van de zuurstofcirculatie, die de waterstof tot 25 atmosferen pompen. Eene eerste proef met een klein toestel, geconstrueerd naar die van Hampson voor lucht *) en van Olszewski voor waterstof **) mislukt, wijl het apparaat in het ongereede geraakt. 16 Juni 1905 wordt in hetzelfde toestel de waterstof vloeibaar gemaakt. Er zal ongeveer $\frac{1}{4}$ L. vloeibare waterstof in het toestel geweest zijn, na het uitschenken waren er ± 15 cm³. Er werd nu besloten een grootere waterstofliquefactor te bouwen. De eisch, die Onnes zich stelde, was over vloeibare waterstof te kunnen beschikken in baden van 1,5 Liter, waarvan de temperatuur tot op 0,01° constant kan worden gehouden. De waterstofliquefactor moest per uur 3 à 4 L. vloeistof kunnen leveren. De compressor, die nog aan de installatie ontbrak, en die de waterstof van 1 tot 25 atm. moest oppersen, werd tevens aangekocht.

Nadat de nieuwe reneneratorspiraal met expansieventiel met stikstof op haar werking is beproefd, is 20 Febr. 1906 de waterstofcyclus gereed. Er wordt dan 1 Liter vloeibare waterstof bereid, 23 Febr. 3 Liter.

Van 5 Mei dateeren de eerste metingen in vloeibare waterstof. 28 Mei is Prof. Onnes met 4 L. vloeibare waterstof in de Vergadering van de Koninklijke Akademie te Amsterdam. De waterstofcirculatie wordt nu als vijfde cyclus in het bedrijf opgenomen (lucht vormt den, in tegenstelling met de anderen niet gesloten, vierden cyclus). In 1906 worden 71 L. vloeibare waterstof gebruikt, in 1907 167 L., enz.

*) W. Hampson. Journ. Soc. of Chem. Industry 17, 411. 1898.

**) K. Olszewski Bull. de l'Acad. des Sc. Cracovie, Dec. 1907, Mei 1913. Waterstofliquefactoren waren ook gebouwd door M. W. Travers, Phil. Mag. April 1901, Smithsonian Miscellaneous Collections, vol. 46, 1904.

Een groote moeilijkheid bij het inrichten van een continu werkenden waterstofcyclus ligt in het niet voldoende zuiver zijn van de in den handel verkrijgbare waterstof. Een eerste zuivering werd verkregen door uitcondenseeren van de onzuiverheden onder druk in gereduceerde vloeibare lucht *). Deze zuivering is echter niet voldoende om den waterstofliquefactor onafgebroken in bedrijf te kunnen houden. De moeilijkheid werd op schijnbaar eenvoudige wijze opgelost, door telkens, wanneer de waterstofliquefactor verstopt is, doordat zich wat van de verontreinigingen (hoofdzakelijk lucht) als een vaste prop in den regeneratorspiraal of het expansieventiel heeft afgezet, deze verontreiniging, nadat zij bij stilgezette pompen in damp is overgegaan, weg te pompen **). Later (Febr. 1908) is een afzonderlijk waterstofzuiveringsapparaat gebouwd, dat in staat stelt waterstof te zuiveren, wanneer men eenmaal over een voldoende hoeveelheid zuivere waterstof beschikt ***). Daarin worden met behulp van vloeibare waterstof alle verontreinigingen uit het te zuiveren waterstofgas uitgevoren.

Het zou ons te ver voeren, wanneer wij hier een overzicht wilden geven van de onderzoekingen, die met vloeibare waterstof verricht zijn. Wij moeten volstaan met te verwijzen naar het Gedenkboek 1922, al is dit dan ook wegens het ontbreken van het werk der laatste jaren niet geheel volledig. Intusschen moge ter herinnering aan al dat werk eene lijst van medewerkers eene plaats vinden: Crommelin, Clay, Braak, H. en J. Becquerel, Lenard, W. E. Pauli, P. Weiss, A. Perrier, W. J. de Haas, B. Beckman, Mevr. A. Beckman, Oosterhuis, Dorsman, S. Weber, Mme. Curie, Keesom, Holst, Hof, Kuypers, Cath, Verschaffelt, Nicaise, Burgers, Mathias, Hadfield, Woltjer, Palacios Martinez, Tuyn, Jackson, Penning, Breit, Vegard, Boks, Wolfke, Swallow, Kowalski, Van Agt.

Was met de inrichting van de waterstofcirculatie de wensch van Prof. Onnes van jaren her in vervulling gegaan, de horizon was intusschen verwijld, een nieuw vergezicht had zich geopend, het helium.

De geschiedenis kan nu betrekkelijk kort zijn. Tusschen het gereed komen van den waterstofcyclus en het vloeibaar maken van het helium liggen slechts 2 jaren. Het meeste was ervoor aanwezig. De plaats waar de aanval op het helium zou geschieden,

*) Leiden Comm. No. 94f hoofdstuk XI, 1906. Dit apparaat is nog gebruikt tot in 1908.

**) Leiden Comm. No. 94e, 1905. No. 94f, hoofdstuk XI, 1906.

***) Leiden Comm. No. 109, 1909.

E', was reeds gebouwd in 1903, tegelijk met een lokaaltje, waar de electromotoren voor de cycli tot en met lucht, met het oog op brandgevaar van deze geïsoleerd, werden opgesteld. Een groote moeilijkheid bestond in het in voldoende hoeveelheid bereiden en het zuiveren van het helium. Niet minder dan 4 chemici zijn er in den loop van een drietal jaren aan te pas gekomen; ten slotte is met de hulp van Filippo een 360 L. werkelijk zuiver helium verkregen. De pompen waren er: de gewijzigde Cailletet-compresor met de aanjager zullen nu evenals in 1894 bij het verkrijgen van een permanent zuurstofbad den „pioniercyclus” drijven, Maar wat vooral aanwezig is, dat is de groote massa van ervaring opgedaan bij al het voorafgegane cryogene werk, in het bijzonder die verkregen met de inrichting van en het werken met de waterstofcirculatie.

Pogingen om het helium door expansie vloeibaar te maken waren reeds verricht door Dewar^{*)} en door Olszewski^{**)}. Geen van beiden was er in geslaagd. De vraag of het met de bestaande hulpmiddelen mogelijk zou zijn, was onbeantwoord. Dewar schatte op grond van proeven over de absorptie van helium in kool het kookpunt op 5 à 6° K, Olszewski meende uit zijne expansieproeven te moeten besluiten, dat het kookpunt beneden 2° K. ligt. In het eerste geval was er kans op slagen, in het laatste lag het vloeibaar helium in het voorloopig onbereikbare. Eene schatting van de kritische temperatuur naar aanleiding van berekeningen over de merkwaardige proef^{***)}: het zinken van gecomprimeerd heliumgas in de vloeibare waterstof (23 Nov. 1906), had eveneens eene zeer lage waarde voor de kritische temperatuur gegeven. Eene voorloopige beslissing zouden isotherm-bepalingen moeten leveren. De eerste metingen hieromtrent^{****)} leveren op grond van de wet der overeenstemmende toestanden, echter met dit voorbehoud, dat reeds onmiddellijk blijkt, dat helium en waterstof vergeleken met elkander aanmerkelijke afwijkingen van deze wet vertoonen, als waarschijnlijke waarde voor de kritische temperatuur ongeveer 5° K. Dit geeft voldoende grond om nu alle krachten op het vloeibaar maken te richten. Maart 1908 wordt het helium na samendrukking tot 100 atm. bij — 259° C. snel geëxpandeerd^{*****)}. Bij de eerste proef wordt een dichte wolk verkregen, den indruk wekkend alsof het helium direct in den vasten toestand is over-

^{*)} J. Dewar. Proc. Roy. Soc. 68, 360, 1901.

^{**)} Het laatst: K. Olszewski. Ann. d. Phys. (4) 17, 994, 1905.

^{***)} Leiden Comm. No. 96a, 1906.

^{****)} Leiden Comm. No. 102a, Dec. 1907.

^{*****)} Leiden Comm. No. 105, Maart 1908.

gegaan. Heel spoedig blijkt echter, dat er nog enkele tienden van een procent waterstof in het helium aanwezig waren, en dat deze de vlokkige grijze massa gegeven hebben. Eene herhaling met zuiverder helium gaf bij sneller expansie een zeer kortstondige nevel. Misschien het eerste teeken van vloeibaar worden. Zekerheid gaf deze proef echter niet, altijd zou nog een laatste spoor van waterstof parten kunnen spelen. Nu wordt met verdubbelde kracht verder gewerkt. Het Joule-Kelvin-effect zal de oplossing moeten geven. Een apparaat was reeds geconstrueerd: meer of min eene copie, op grond van de wet der overeenstemmende toestanden, in kleiner formaat van den waterstofliquefactor. Na een ingespannen arbeid van eenige maanden wordt 10 Juli 1908 de eerste behoorlijk voorbereide aanslag op het helium gedaan. Het succes is onmiddelijk volkomen¹⁶⁾, het „halvium” wordt weer in „helium” omgezet. Ik zal hier geen verslag van dezen, voor het cryogeen laboratorium zoo roemrijken dag geven, men leze daartoe de Mededeeling aan de Akademie, of het artikel van Kuenen in het Gedenkboek 1922.

Ik wil hier slechts nog vermelden, dat bij deze gelukkig geslaagde proef zoowel door menschen als door apparaten, gelijk Prof. Onnes zelf releveert, het uiterste gegeven is van wat zij konden presteeren. De compressoren waren juist op het kantje af voldoende, bij een latere herhaling, waarbij het helium op de plaats waar het vloeibaar moest worden, door eene lamp werd beschenen, lukte het vloeibaar maken niet; evenmin met die compressoren, toen het heliumapparaat was vergroot.

Het is wellicht hier de plaats den jarenlangen trouwen medewerker van Prof. Onnes in diens cryogenen arbeid, den Heer Flim te noemen, aan wien Prof. Onnes, evenals ook aan den Heer Kesselring, bij zoovele gelegenheden zijn dank betuigt*).

Ik zal nu verder kort zijn. De verdere uitbouw van de helium-circulatie leze men b.v. in het artikel van Crommelin in het Gedenkboek 1922. Slechts zij herinnerd aan het overschenken (nadat dit in 1910 driemaal mislukt is) van het vloeibare helium in een (nog aan den liquefactor verbonden) cryostaat waarin beter gelegenheid is om meettoestellen aan te brengen in 1911. Aan de laagste temperatuur (lager dan $0,9^{\circ}\text{C.}$), 13 Oct. 1921. En aan het „transportabel helium” (14 Nov. 1923.) De werkzaamheid der cryogene

^{*)} Ik moge hieraan eene persoonlijke dankbetuiging aan den Heer Flim toevoegen, voor de mededeeling van een aantal bijzonderheden, die in dit opstel zijn ingelascht.

installatie in dezen tijd moge aangeduid worden door de volgende cijfers: cursus 1923/24: 5962 L. vloeibare lucht, 1328 L. vloeibare waterstof, 19 „heliumdagen”. Eene systematische samenvatting van het werk in vloeibaar helium door Prof. Onnes worde beter bij eene andere gelegenheid gegeven. Niet onvermeld mag echter blijven de tweede groote triump van het cryogene laboratorium, de ontdekking van den suprageleidenden toestand in 1911¹⁷⁾.

Al zal ik dan dus over een belangrijk deel van den arbeid van Prof. Onnes kort zijn, het boven geschrevene zal meer dan voldoende zijn om een idee te geven, voor zoover dat nog noodig was, van de ontzettende werkkraft van Kamerlingh Onnes. Immers aan al dat werk heeft hij niet alleen maar deelgenomen, maar hij was er steeds de ziel van; elk onderdeel had niet alleen zijn belangstelling, aan elk onderdeel werkte hij zelf, en met bewonderenswaardige kracht, mede

Er zijn nog verschillende onderwerpen, die ik zou moeten bespreken, als ik het werk van Kamerlingh Onnes volledig zou willen weergeven. Onder andere zou ik moeten wijzen op de groote hoeveelheid werk door hem verricht in den zin van internationale samenwerking op het gebied der natuurkunde, speciaal dat der lage temperaturen, in de latere jaren in zijn verschillende functies in de Association, later het Institut International du Froid. Het Leidsche Laboratorium is daardoor, en als zetel van de 1ste Commissie van het Institut International du Froid, een internationaal centrum van wetenschappelijk onderzoek geworden.

Wanneer ik dat alles behandeld had, dan zou ik echter nog noodzakelijk onvolledig moeten zijn. Immers Kamerlingh Onnes is heengegaan op het oogenblik, dat zijn stichting, het Natuurkundig Laboratorium, in het buitenland algemeen, en door hemzelf in den lateren tijd bij voorkeur genoemd het Cryogene laboratorium te Leiden, wordt omgebouwd en uitgebreid geheel volgens de planen door hem ontworpen. Eene adequate beschrijving van het cryogene laboratorium, het groote werk door hem tot stand gebracht, zal eerst na afloop van die reorganisatie kunnen gegeven worden.

Wat Kamerlingh Onnes als mensch, in het bijzonder voor zijne leerlingen en medewerkers was, mocht ik reeds bij eene andere gelegenheid trachten te schetsen^{*)}. Het was mij hier er om te doen, hem te doen zien in zijne bewonderenswaardige geestes- en werkkraft.

W. H. KEESOM.

^{*)} Jaarboekje van de Philosophische Faculteit der Leidsche Studenten 1924.

LITTERATUUR.

- 1) L. Cailletet. De la condensation de l'oxygène et de l'oxyde de carbone. C.R. 85, 1213, 1877.
- 2) Expériences de M. Raoul Pictet sur la liquéfaction de l'oxygène. C.R. 85, 1214, 1877.
- 3) L. Cailletet. Sur la condensation des gaz réputés incoercibles, C.R. 85, 1270, 1877.
- 4) R. Pictet. Mémoire sur la liquéfaction de l'oxygène, la liquéfaction et la solidification de l'hydrogène et sur les théories des changements d'état des corps. Arch. d. sc. phys. et nat. Genève, 61, 16, 1878.
- 5) L. Cailletet. Sur l'emploi des gaz liquéfiés, et en particulier de l'éthylène, pour la production des basses températures. C.R. 94, 1224, 1882.
- 6) S. v. Wroblewski und K. Olszewski. Ueber die Verflüssigung des Sauerstoffs und Kohlenoxyds. Wied. Ann. 20, 243, 1883.
- 7) S. v. Wroblewski. Über den Gebrauch des siedenden Sauerstoffs, Stickstoffs, Kohlenoxyds, sowie der atmosphärischen Luft als Kältemittel. Wien Sitz. Ber. Kl. II, 1885, p. 667.
- 8) J. Dewar. Recent Researches on Meteorites. Notices of the Roy. Inst. of Great Britain, Weekly Evening Meeting, June 11, 1886.
- 9) K. Olszewski. Transvasement de l'oxygène liquide. Bull. Intern. Acad. Cracovie 1890, p. 176.
- 10) J. Dewar. Liquid Atmospheric Air. Notices of the Roy. Inst. of Great Britain, Weekly Evening Meeting, Jan. 20, 1893.
- 11) K. Olszewski. Bestimmung der kritischen und der Siedetemperatur des Wasserstoffs. Bull. Intern. Acad. Crac. 1895, p. 192.
- 12) C. Linde. Erzielung niedrigster Temperaturen. Ann. Phys. Chem. (3) 57, 328, 1896.
- 13) J. Dewar. New Researches in Liquid Air. Notices of the Roy. Instit. of Great Britain, Weekly Evening Meeting, March 27, 1896.
- 14) J. Dewar. Preliminary Note on the Liquefaction of Hydrogen and Helium. Proc. Roy. Soc. 63, 256, 1898.
- 15) H. Kamerlingh Onnes: Methoden en hulpmiddelen in gebruik bij het cryogeen laboratorium. X. Over het verkrijgen van baden van standvastige en gelijkmatige temperatuur met behulp van vloeibare waterstof. Zittingsversl. Kon. Acad. Amsterdam, 15, 109, 1906. Leiden Comm. No. 94 f.
- 16) H. Kamerlingh Onnes. Het vloeibaar maken van Helium. Bijvoegsel aan het Verslag v. d. Gewone Vergadering der Wis- en Natuurk. Afd. 17, 163, 1908. Leiden Comm. No. 108.
- 17) H. Kamerlingh Onnes. Verdere proeven met vloeibaar Helium. C. Over de verandering van den galvanischen weerstand van zuivere metalen bij zeer lage temperaturen, enz. IV. De weerstand van zuiver goud en kwik bij heliumtemperaturen. Zittingsversl. Kon. Acad. Amsterdam, 19, 1479, 1911. Leiden Comm. No. 120 b.

DE VERDEELING DER STRALINGSINTENSITEIT OVER DE ZONNESCHIJF

door W. J. H. MOLL.

1. Gedurende de maand Augustus van het vorige jaar heeft een Nederlandsche wetenschappelijke expeditie op den Gornergrat vertoefd, om daar metingen te doen omtrent de verdeeling der stralingsintensiteit voor verschillende spectraalgebieden over de zonneschijf. Deze expeditie, bestaande uit de heeren Dr. J. van der Bilt, Dr. H. C. Burger en den schrijver, was daartoe aangezocht door het uitvoerend comité van de Nederlandsche Eclipscommissie. Het probleem dat bestudeerd zou worden, vormde namelijk oorspronkelijk een onderdeel van het program dat door de Eclipscommissie was opgemaakt voor de zonsverduistering van 14 Jan. 1926 op Sumatra.

Juiste gegevens omtrent de intensiteitsverdeeling over de zonneschijf zijn daarom zoo belangrijk, omdat zij het scherpste criterium vormen ter beoordeeling, of onze voorstellingen omtrent het wezen der zonneomhulling steekhoudend zijn.

2. Van de verschillende onderzoekers die zich met desbetreffende metingen hebben bezig gehouden, geldt Abbot, de directeur van het astrophysische laboratorium van de Smithsonian Institution, algemeen als de autoriteit. Zijn methode bestaat daarin, dat hij een zonnebeeld over de spleet van zijn spectrobolometer laat loopen, en voor een beperkt spectraalgebied de door den bolometer opgevangen straling registreert.

Tegen dergelijke metingen in het zonnebeeld zijn reeds in 1905 door Julius bezwaren ingebracht. Hij wees er op, dat het zonnebeeld steeds overdekt zal zijn door valsch licht, geleverd door de verstrooïing in de aardsche atmosfeer en door de onvolmaaktheden van spiegels en lenzen. Een gevolg daarvan zal zijn, dat in een bepaald punt van het zonnebeeld niet alleen straling aanwezig is afkomstig van het overeenkomstige deel der zon, maar bovendien straling door andere deelen der zon uitgezonden.

Julius heeft een methode aangegeven, die volkomen vrij is van dit storende effect, maar het nadeel heeft, dat ze alleen bij totale zonsverduisteringen toepassing vinden kan, en bovendien slechts langs indirecten weg tot de uitkomst voert. Volgens deze methode wordt een bolometer of een thermozuil, zonder tusschenschakeling

van lenzen of spiegels, op de zon gericht. Gedurende het verloop der eclips neemt de straling geleidelijk af, wordt nul, en neemt daarna weer toe. Zet men de straling grafisch uit tegen den tijd, dan krijgt men, wat Julius noemt, een eclipskromme. De vorm der eclipskromme zal van de gezochte intensiteitsverdeeling afhangen. Aannemende dat de intensiteit volkomen gelijkmatig over de zonneschijf verdeeld was, zou de kromme een vorm hebben, die door berekening is te vinden. De ware kromme zal van de berekende kromme afwijken. Uit deze afwijkingen kan de gezochte intensiteitsverdeeling worden afgeleid.

De methode is dus een indirecte; het zijn de betrekkelijk geringe afwijkingen tusschen de ware en de berekende kromme, die de gegevens leveren, waaruit het resultaat moet worden berekend. Men krijgt dus alleen dan betrouwbare uitkomsten, indien de eclipskromme met zeer hooge nauwkeurigheid is gemeten.

Julius heeft de bruikbaarheid zijner methode beproefd bij de eclipsen van 1905 te Burgos, en van 1912 te Maastricht, en hij heeft uit den vorm der eclipskromme de verdeeling der intensiteit over de zonneschijf voor de totale straling (alle goflengten tezamen) berekend.

Bij de eclips van 1914 te Hernösand hebben Dr. van der Bilt en de schrijver eclipskrommen geregistreerd voor verschillende spectraalgebieden ¹⁾. Ook nu werd een thermozuil direct op de zon gericht, alleen bevond zich vlak voor de thermozuil een filter, dat slechts een beperkt spectraalgebied doorlaat. Wij gebruikten zes verschillende filters en registreerden zes eclipskrommen. Maar bij het uitwerken der resultaten strandden we op een ernstige moeilijkheid, n.l. dat de eerste helft der eclipskrommen tot een geheel andere intensiteitsverdeeling voerde dan de tweede helft. De zes eclipskrommen vertoonden alle een asymmetrie, welke asymmetrie bovendien een geheel ander karakter bezat voor de verschillende krommen.

Blijkbaar was er dus een storing opgetreden, en dat niettegenstaande het feit, dat de hemel schijnbaar volkomen helder was geweest, en onze toestellen perfect hadden gefunctioneerd.

Wij zijn overtuigd dat deze storing niet aan een ongelukkig toeval is te wijten, maar eigen is aan de methode zelf. Zij verlangt namelijk een volkomen onveranderlijke doorzichtigheid van den dampkring, en dit gedurende een tijdsverloop van langen duur.

¹⁾ B. A. N. I. No. 30.

Maar wanneer men buiten een eclips op den bodem der aardsche atmosfeer de straling der zon meet, ziet men dikwijls aanmerkelijke fluctuaties optreden zelfs bij schijnbaar volkomen helderen hemel, in het bijzonder wanneer men in het violette deel van het spectrum werkt, of in het ultrarood, dat breede absorptiebanden bevat. Gedurende een eclips zullen de veranderingen der doorlaatbaarheid van den dampkring nog grooter kunnen worden tengevolge van de aanmerkelijke tempetuursverandering die met de verduistering gepaard gaat. Het is dus niet te verwonderen, dat onze eclips-krommen den invloed der veranderlijke doorlaatbaarheid hebben ondergaan, en dientengevolge eenigszins vervormd zijn. Indien men nu bedenkt, dat over verreweg het grootste deel der eclipskrommen de afwijkingen tusschen de ware en de berekende kromme niet meer dan enkele procenten der maximale waarde bedragen, dan zal men inzien, dat reeds een geringe vervorming der krommen tot geheel verkeerde uitkomsten voert.

Julius heeft daarentegen aangevoerd ¹⁾, dat zijn methode haar waarde behoudt, als men zijn waarnemingen beperkt tot het centrale deel der eclips, dus alleen waarnemingen gebruikt, die kort vóór het tweede en kort na het derde contract zijn verkregen. In dit korte tijdsverloop zullen de veranderingen in den dampkring bij gunstige weersgesteldheid slechts gering zijn, terwijl anderzijds in deze gebieden de afwijkingen tusschen de ware en de berekende kromme procentueel vrij groot zijn.

Naar onze meening heeft de aldus herziene methode zeer zeker haar recht van bestaan, mits de metingen beperkt blijven tot een totaal tijdsverloop van ten hoogste vijf minuten.

Bij het opstellen van een program voor de komende eclips hadden wij oorspronkelijk het voornemen deze gewijzigde methode te gaan toepassen om gegevens te verkrijgen aangaande de intensiteitsverdeeling in het uiterste randgebied der zonneschijf. Er werden plannen ontworpen om met zes vacuum-thermoëlementen, geplaatst in verschillende deelen van het spectrum, en met zes registreerende galvanometers metingen te gaan verrichten.

Bij nader overleg is echter het uitvoerend comité, met algeheele instemming van zijn voorzitter prof. Julius, van dit voornemen teruggekomen, en werd er besloten tot een onderzoek in het zonnebeeld. Wij kwamen namelijk tot het inzicht dat de verstrooiing

¹⁾ B. A. N. I, No. 33.

van het zonlicht in de aardsche atmosfeer een veel minder ernstige storing zou opleveren, dan oorspronkelijk gevreesd was, in het bijzonder indien de metingen zouden worden verricht op een hoog gelegen waarnemingsplaats en onder gunstige meteorologische omstandigheden.

Wij werden in die meening versterkt door een publicatie van Dember en Uibe over metingen van de atmosferische verstooiing. Zij deden hun metingen op het meteorologische station van Teneriffe (2300 meter boven den zeespiegel), en vonden vooreerst, dat de verstrooiing onder dergelijke ideale omstandigheden zeer klein is, maar bovendien dat zij aan eenvoudige wetten gehoorzaamt. Wij besloten daaruit, dat bij metingen in het zonnebeeld het mogelijk moest zijn, den invloed der vertrooiing door correcties te elimineeren.

Wij besloten daarom, door een onderzoek op Teneriffe vast te stellen, of inderdaad metingen in het zonnebeeld tot betrouwbare resultaten leiden zou, en zoo ja, nauwkeurige gegevens te verzamelen. Bij nader inzien kwam ons echter de Gornergrat een veel gunstiger waarnemingsplaats voor. Deze bergkam heeft een hoogte van 3100 meter, en biedt tegenoverover Teneriffe voor ons doel aanmerkelijke voordeelen. De instrumenten en wij zelf zouden tot aan den top met den trein vervoerd kunnen worden; er bevindt zich daar een goed ingericht hotel, dat bovendien voorzien is van een accumulatorenbatterij, en wij troffen er in de onmiddellijke nabijheid van het hotel een steenen gebouwtje aan met drie kamers, dat uitstekend geschikt was om als observatorium te worden ingericht. De Gornergrat had tegenover Teneriffe het nadeel, dat we er niet zouden mogen rekenen op een doorlopend helderen hemel, maar op goede dagen is de doorzichtigheid van den dampkring daar zeker niet minder gunstig dan op Teneriffe.

3. Ons onderzoek bedoelde dus de intensiteitsverdeeling over de zonneshijf langs een van haar middellijnen te bepalen. Wij wilden een zonnebeeld over een korte en zeer smalle spleet laten loopen, een spectrum ontwerpen, en de straling registreeren opgevangen door een lineair vacuum-thermoëlement welke in het spectrum is geplaatst. Onze methode komt dus in beginsel geheel overeen met die van Abbot, en het schijnt daarom wenschelijk de argumenten te noemen, waarom wij zijn metingen wenschten te herhalen.

Abbot gaat met zijn opgaven niet verder dan 95 % van de zonsstraal; de laatste 5 %, het zoo uiterst interessante randgebied, ontbreekt dus. Wij hadden altijd gemeend, dat hier, waar de

intensiteit zoo snel verandert, de zoo gevreesde verstrooiing in de aard-sche atmosfeer storingen veroorzaakt. Maar weldra bleek ons uit een nadere kennismaking van Abbot's publicaties en van de door hem gebruikte instrumenten, dat de reden elders liggen moet.

Fig. 1 is een reproductie van een van Abbot's geregistreerde krommen. Wanneer men deze kromme beziet, zonder op haar onregelmatigheden ¹⁾ te letten, merkt men op, dat zij naar links overhelt. Deze zelfde bijzonderheid bezitten alle krommen van Abbot, die van rechts naar links zijn opgenomen. Het schijnt ons toe, dat er voor deze asymmetrie slechts één verklaring mogelijk is, namelijk, dat de tijd dien zijn bolometer noodig had om in temperatuurevenwicht te komen te groot was,

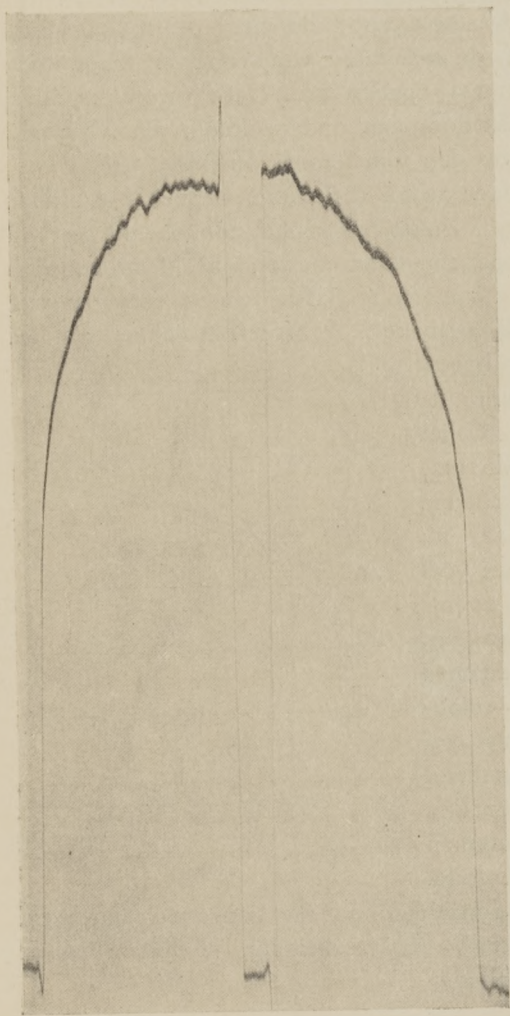


Fig 1.

Kromme geregistreerd door Abbot.

vergeleken bij den tijd waarin de straling van nul tot bijv. 50 % van haar maximale waarde toenam. Dientengevolge moest noodzakelijkerwijze

¹⁾ Men ziet dat deze kromme allermint een „glad” verloop heeft. Naar alle waarschijnlijkheid zijn de onregelmatigheden te wijten aan galvanometerstoringen. Hoe uit dergelijke krommen gegevens kunnen worden afgeleid die in 4 cijfers worden opgegeven, is onbegrijpelijk.

de aanwijzing van den bolometer belangrijk achterblijven bij de snelle toe- en afname van de straling. Wij veronderstellen, dat dit de reden is, waarom Abbot met het opgeven van zijn resultaten niet verder dan tot 5 % van den zonsrand kon gaan.

Maar wij vreesden, dat ook voor de meer centraal gelegen deelen van de zonnescijf, de resultaten van Abbot tengevolge van dezelfde oorzaak onjuist zouden zijn. Deze veronderstelling werd waarschijnlijk gemaakt door een ondervinding, die wij reeds bij onze eerste metingen op den Gornegrat opdeden.

Zooals wij verderop nader zullen toelichten, hebben wij aldaar metingen verricht met een 7 maal vertraagd zonnebeeld, terwijl tevens krommen werden opgenomen met een zonnebeeld van normale snelheid. Fig. 2 stelt twee van dergelijke krommen voor, en wel de takken van toenemende intensiteit. *P* heeft betrekking op het zonnebeeld met vertraagde beweging, *Q* op dat van normale snelheid. Men ziet, hoe in het laatste geval de onvoldoende snelheid der instrumenten de kromme sterk vervormd heeft. Waar nu Abbot's instrumenten zeker véél trager waren dan de onze — zooals blijkt uit de „scheefheid”, die bij zijn krommen opvallend, en bij de onze nauwelijks aantoonbaar is — moeten zijn krommen, die alle met een zonnebeeld van normale snelheid zijn opgenomen, nog veel meer dan onze overeenkomstige krommen een vervorming hebben ondergaan.

Geen wonder dan ook, dat onze metingen met vertraagd zonnebeeld uitkomsten hebben opgeleverd, die aanmerkelijk afwijken van de door Abbot gegeven getallen.

4. Bij de eclipswaarnemingen in 1914 hadden we ons tevreden gesteld met het afzonderen van betrekkelijk breede spectraalgebieden door gebruik te maken van filters; thans wilden we meer monochromatisch werken, en waren dus aangewezen op metingen in het spectrum.

We hebben daartoe een monochromator van bijzondere constructie

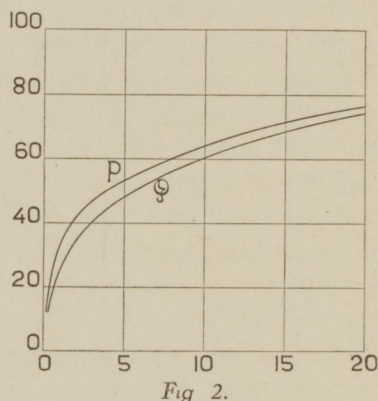


Fig. 2.
P stelt voor de intensiteitsverdeling over de zonnescijf, zooals die is afgeleid uit waarnemingen met een vertraagd zonnebeeld; *Q* geeft de intensiteitsverdeling, zooals die is afgeleid uit waarnemingen met een zonnebeeld van normale snelheid.

ontworpen, die tot onze volle tevredenheid is gebouwd door het optische instituut van Dr. Steeg und Reuter te Homburg vor der Höhe. In fig. 3 zijn de voornaamste onderdeelen van den monochromator schematisch voor-

gesteld.

Een langwerpige grondplaat van ongeveer 1.50 meter lengte draagt een korte en een lange rail; de korte rail is onbewegelijk, de lange draaibaar over de grondplaat om een as A. De vaste rail draagt twee ruiters I en II, de beweeglijke rail draagt vier ruiters III tot VI, en bezit aan haar uiteinde een index B die langs de verdeelde schaal Z loopt. Op de ruiters zijn de volgende onderdeelen gemonteerd:

- op I een collimator,
- op II twee groote rechtziende prisma's,
- op III een collimator als op I,
- op IV een lenzenstelsel,
- op V een lichtfilter,
- op VI een lineair vacuum-thermo-element.

Een zonnebeeld van ongeveer 30 mm diameter wordt geprojecteerd op spleet S_1 ; een scherp spectrum wordt ontworpen in het vlak van spleet S_2 . Wanneer de lange rail wordt gedraaid, verplaatst S_2 zich door het spectrum. Het lenzenstelsel op ruitser IV beeldt deze spleet af op het thermoëlement Th. Het lichtfilter op ruitser V dient om valsche licht tegen te houden van andere golflengten dan die waarvoor de monochromator is ingesteld.

De verdeeling op schaal Z hebben wij gecalibreerd met behulp van lijnen van bekende golflengte.

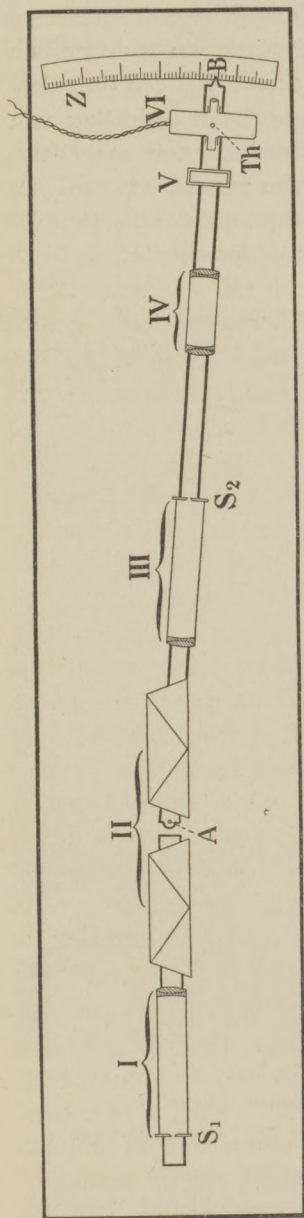


Fig. 3.
Schema van den monochromator.

De beide spleten S_1 en S_2 hadden gewoonlijk een breedte van 0,1 mm en een lengte van 2 mm; voor het ultrarood konden deze afmetingen nog kleiner worden gemaakt.

De stroom door het thermoëlement geleverd, werd naar een snel aanwijzenden spoelgalvanometer gevoerd, en fotografisch geregistreerd. De geregistreeerde kromme vormde niet een ononderbroken lijn, maar bestond uit een reeks stippen. De bedoeling van deze wijze van registreren zal onder 6 nader worden toegelicht. De stippen werden verkregen met behulp van een metronoom, aan den slinger waarvan een vaantje was bevestigd, dat den lichtbundel die het galvanometerspiegeltje trof, telkens onderschepte.

De monochromator en de registreerende galvanometer waren binnenshuis opgesteld; in de muur van de monochromatorkamer bevond zich een opening, en daarvóór was in de buitenlucht de lens opgesteld die het zonnebeeld had te ontwerpen. Deze lens ontving een breed bundel zonlicht in horizontale richting gereflecteerd door een combinatie van twee vlakke spiegels. Om het zonnebeeld in den juisten stand ten opzichte van de eerste spleet van den monochromator te stellen, konden de spiegels met de hand gedraaid worden. Wanneer ze dan waren vastgeklemd, bewoog het zonnebeeld geleidelijk over de spleet, en werd in iets meer

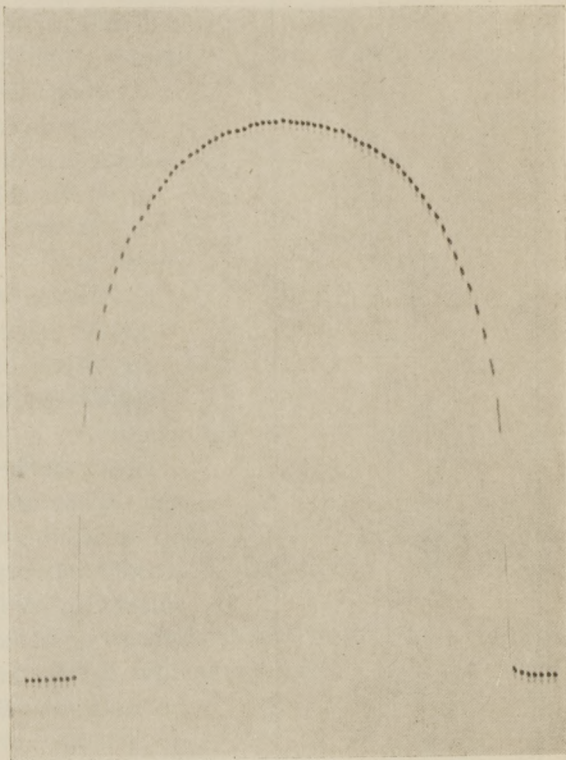


Fig. 4

Kromme, geregistreerd op den Gorniergrat. Zonnebeeld op normale snelheid.

dan twee minuten een volledige kromme geregistreerd. Deze kromme geeft direct de gezochte intensiteitsverdeling voor een beperkt spectraalgebied; zooals echter boven reeds is vermeld is deze intensiteitsverdeling niet de juiste, tengevolge van de traagheid der instrumenten. Fig. 4 is de reproductie van zulk een kromme.

5. Wij waren er van te voren op bedacht, dat ons thermoelement en onze galvanometer te langzaam van aanwijzing ¹⁾ zouden zijn, om betrouwbare uitkomsten te leveren met een zonnebeeld van normale snelheid, en we hadden daarom besloten om met een vertraagd zonnebeeld te werken.

Wij meenden dat dit zonder bezwaar kon worden bereikt met behulp van een coelostaat, door namelijk het drijfwerk daarvan wat te versnellen of te vertragen. Bij nader onderzoek bleek ons echter dat geen enkele coelostaat in staat zou zijn aan onze eischen te voldoen. Wij onderzochten aan een aantal coelostaten, waaronder instrumenten van de allerbeste kwaliteit, in hoeverre ze een stilstaand zonnebeeld leverden; de uitkomst was in hooge mate teleurstellend. Zelfs de beste coelostaat gaf schommelingen van het zonnebeeld ten bedrage van ongeveer 8 boogsecunden. Waar nu bij onze opstelling de spleet van den monochromator een breedte had van ongeveer $\frac{1}{300}$ van de zonsmiddellijn, d.w.z. van ongeveer 6 secunden, waren schommelingen van het zonnebeeld over 8 secunden geheel ontoelaatbaar. De schommelingen bezaten een uitgesproken periode, die overeenkwam met den tijd waarin de wormschroef van de coelostaat ronddraait, en ze moesten dus geweten worden aan de periodieke fouten dezer schroef.

Er moest dus gezocht worden naar een betere methode om een stilstaand zonnebeeld te verkrijgen, en het gelukte ons een inrichting te ontwerpen, die volkomen aan de gestelde eischen heeft voldaan.

Deze inrichting bestaat uit twee vaste spiegels en een beweegbare lens. De spiegels kunnen uit de hand gedraaid worden, en in iederen stand worden vastgeklemd. De lens is bevestigd op een slede en kan met behulp van een micrometerschroef en een drijfwerk langzaam horizontaal voortbewogen worden in een richting loodrecht op haar optische as. Zulk een beweging zal aan het beeld dat door de lens wordt gevormd een evengroote verplaatsing geven. Wanneer nu het beeld een eigen beweging bezit, kan dit tot

1) De aanwijstijd van de combinatie was 3 sec.

stilstand worden gebracht door aan de lens een beweging in tegengestelde richting te geven.

Het is waar, dat ook bij deze inrichting, alles zal afhangen van de qualiteit van de schroef, maar een fout van de schroef zal nu niet zu ke ernstige gevol'gen hebben als in het geval van de coelostaat. Om dit in te zien, onderstelle men voor een oogenblik, dat de schroef van de slede en de schroef van de coelostaat een even groote fout bezitten. In het eerste geval zal deze fout onregelmatigheden veroorzaken in de beweging der slede, in het tweede geval even groote onregelmatigheden in de beweging van de tanden van een wormwiel. Het zonnebeeld zal dezelfde onregelmatigheden vertoonen als de slede, maar in het geval van de coelostaat zullen de onregelmatigheden in de beweging der tanden sterk vergroot op het zonnebeeld worden overgebracht, en wel in verhouding van den brandpuntsafstand der lens tot de straal van het wormwiel. Hieruit volgt, dat voor *alle* gevallen waar gedurende korten tijd een stilstaand zonnebeeld vereischt wordt, het beginsel van een draaiende spiegel verre ten achter staat bij dat van de bewegende lens. Voor ons doel, het vertragen van het zonnebeeld, hebben we dit beginsel met groot voordeel toegepast.

De schroef van onze slede werd gedraaid door een kleinen electromotor die voorzien was van een vertragingswerk en waarvan de snelheid geregeld werd door een klok, een mechanisme dat ontworpen werd door Gerrish voor de beweging van de kijkers van de Haward College Observatory.

De stevig gebouwde slede en de gecontroleerde motor werden vervaardigd door de N.V. P. J. Kipp en Zonen te Delft. De heer Heinzelmann te Utrecht voorzag een gewone scheepsklok met onrust van een inrichting, die met constante intervallen van bijna 1 sec. een betrouwbaar electrisch contact maakt. De geheele apparatuur heeft bij ons werk voortreffelijk dienst gedaan.

De snelheid der slede was gewoonlijk zoodanig, dat de snelheid van het zonnebeeld op ongeveer $\frac{1}{7}$ van haar normale waarde werd teruggebracht.

6. De horizontale bundel zonlicht, gereflecteerd door twee spiegels van 30 cm. doorsnede, werd opgevangen door een diafragma met een opening van 11 cm, waarachter de lens van 15 cm diameter langzaam werd op zij geschoven. Het is duidelijk dat gedurende een waarneming de lens 4 cm mocht verschuiven.

De gebruikelijke snelheid van de lens was 1,4 cm. per minuut. Voor ieder waarneming was dus niet veel meer dan $2\frac{1}{2}$ minuut beschikbaar. Waar nu het zonnebeeld bij $\frac{1}{7}$ van zijn normale snelheid de spleet van den monochromator in ongeveer 14 min. passeert, moesten onze waarnemingen met vertraagd zonnebeeld noodzakelijkerwijs tot een deel van de zonnescijf beperkt blijven. Ernstig was dit bezwaar niet, immers voor de centrale deelen der zonnescijf verandert de intensiteit zoo langzaam, dat ze zonder bezwaar met een zonnebeeld van normale snelheid gemeten kan worden. Het vertraagde zonnebeeld werd dus alleen gebruikt om de intensiteitsverdeling nabij de zonsrand te onderzoeken.

Het opnemen van slechts een deel der krommen bracht een moeilijkheid met zich. Bij het verwerken der geregistreerde krommen was het natuurlijk noodig om de tijd-as te calibreeren in procenten van de zonsstraal. Deze moeilijkheid werd vergroot door het feit dat de normale snelheid van het zonnebeeld van dag tot dag verandert, wat in verhoogde mate zijn invloed doet gelden op het vertraagde beeld; de lineaire snelheid van het beeld hangt bovendien af van den afstand van lens tot spleet, welken afstand wij voor de verschillende spectraalgebieden hadden te veranderen. Het was om deze moeilijkheid te overkomen, dat wij onze krommen niet als ononderbroken lijnen, maar in stippen registreerden. De periode van de metronoom (zie 4) was bekend, evenzoo de snelheid

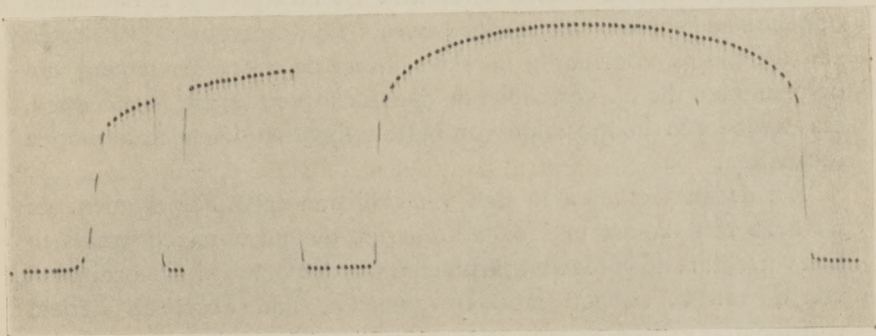


Fig. 5.

Links de kromme opgenomen met vertraagd zonnebeeld; rechts met zonnebeeld van normale snelheid.

van de slede. De afstand van lens tot slede werd telkens genoteerd, en uit astronomische tabellen kon voor ieder dag de hoeksnelheid der zon worden afgeleid. Uit deze gegevens kon voor iedere geregistreerde kromme worden berekend, met welk deel van één

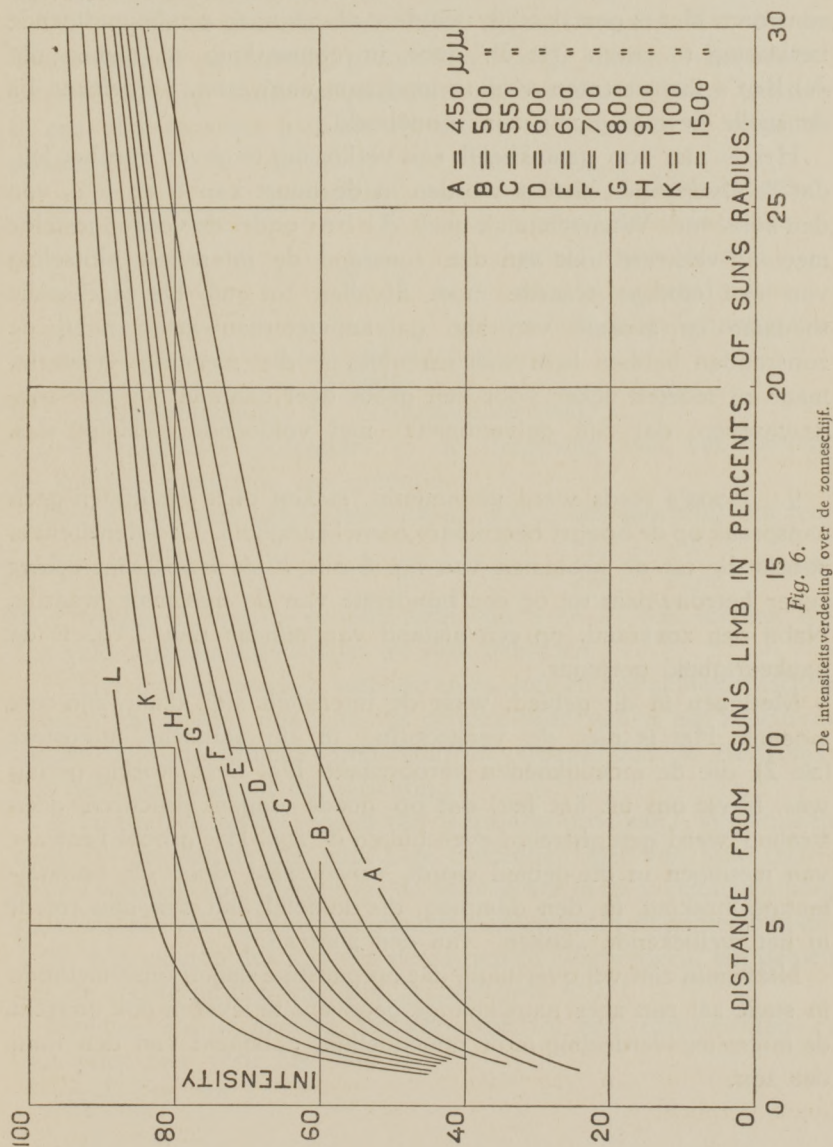
procent der zonsstraal de afstand tusschen twee stippen overeenkomt.

Onze definitieve krommen, waarvan fig. 5 een voorbeeld is, werden op de volgende wijze opgenomen. De lens werd met haar eenen rand iets voorbij de opening van het diafragma gesteld, ed spiegels werden gedraaid, en vastgeklemd, wanneer het zonnebeeld zijn juisten stand ter zijde van de spleet innam, en daarna werd de motor op gang gebracht en de registreertrommel geopend. Ongeveer 2 minuten later werd het zonlicht onderschept, de motor tot stilstand gebracht en de registreertrommel gesloten. Het zonnebeeld werd opnieuw terzijde van de spleet gesteld, en met stilstaande lens werd een tweede, thans volledige kromme opgenomen.

7. De eerste weken van ons verblijf op den Gornérgrat werden begunstigd door prachtig weer. De inrichting van ons observatorium, het opstellen der instrumenten en het beproeven van de volledige installatie kwam in dezen tijd gereed. Wij hadden bij deze voorbereiding de waardevolle hulp van den heer P. van Leeuwen Boomkamp uit Amsterdam. Maar al spoedig nadat wij met onze definitieve waarnemingen waren aangevangen, betrok de hemel, en volgde er een lange reeks van dagen, waarin van observeeren geen sprake kon zijn. Gelukkig volgde op deze periode een dag met volkomen helderen hemel, maar den dag daarop reeds vertoonden zich weer wolken. Daar we zeer in onzen tijd beperkt waren, moesten we daarna opbreken. Dientengevolge is het aantal opgenomen krommen niet groot geweest, en dragen onze uitkomsten een eenigszins voorloopig karakter, Maar de overeenstemming van de resultaten die op verschillende dagen zijn verkregen, is zoo goed, dat we ze een hooge mate van betrouwbaarheid meenen te mogen toekennen.

We deden metingen in tien verschillende spectraalgebieden, en na onze terugkomst in Holland moesten dus uit onze registrammen tien verschillende verdeelingskrommen worden afgeleid. De ordinaten van de talrijke stippen moesten gemeten, hun abscissen herleid worden tot procenten van de zonsstraal, correcties moesten worden aangebracht om de waarnemingen met snel zonnebeeld te reduceeren op die verkregen met langzaam zonnebeeld, etc. etc. Al deze metingen, berekeningen en reducties zijn uitgevoerd door den heer D. van Suylen, ambtenaar aan de Sterrewacht te Utrecht. Wij zijn hem voor zijn waardevolle en belangelooze hulp in hooge mate verplicht.

De uitkomsten onzer metingen zijn vereenigd in fig. 6. De procentueele verdeling der stralingsintensiteit over de zonneschijf voor tien verschillende golflengtegebieden kunnen van deze krommen worden afgelezen. Het opgeven van getallen willen we liever tot later uitstellen. We hebben namelijk het voornemen onze methode nog te verbeteren, en in volgende jaren een uitgebreider waarnemingsmateriaal te verzamelen.



8. Een vergelijking van onze resultaten met die van Abbot leidt ons tot de volgende opmerkingen.

Terwijl Abbot's gegevens betrekking hebben op 95 % van de zonsstraal, konden wij betrouwbare uitkomsten verkrijgen over 99 %.

Onze waarden voor de gemeenschappelijke 95 % zijn grooter dan die van Abbot. De afwijkingen bereiken een maximale waarde van ongeveer 3 % op een afstand van ongeveer 8 % van den zonsrand. Het is gemakkelijk van deze afwijkingen een bevredigende verklaring te geven (zie 3), door in aanmerking te nemen dat Abbot's instrumenten veel te langzaam aanwezen, vergeleken bij de snelle beweging van zijn zonnebeeld.

Het is niet zoo gemakkelijk een verklaring te geven van het feit, dat de afwijkingen kleiner worden in de buurt van 6 en 5 % van den zonsrand. Waarschijnlijk heeft Abbot onder de vooropgestelde meening verkeerd, dat aan den zonsrand de intensiteit plotseling van een eindige waarde moet afvallen tot nul. De zeer snelle toename en afname van zijn galvanometeraanwijzing nabij de zonsranden hebben hem waarschijnlijk in die meening versterkt, maar zij moeten zeker voor een groot deel daaraan worden toegeschreven, dat zijn galvanometer niet voldoende gedempt was.

9. Zooa's reeds werd uiteengezet, maken onze resultaten geen aanspraak op de hoogst bereikbare nauwkeurigheid. De intensiteiten, zooals die uit de krommen van fig. 6 zijn af te lezen, zijn echter zeker betrouwbaar tot op een honderste van de maximale waarde. Nabij den zonsrand, op een afstand van minder dan 2 %, is de nauwkeurigheid geringer.

Metingen in dit gebied, waar de intensiteit steil daalt, zijn zeer moeilijk. Het is niet de verstrooiing in de aardsche atmosfeer (zie 2), die de moeilijkheden veroorzaakt. Dat deze storing gering was, bleek ons uit het feit, dat op goede dagen practisch geen straling werd geregistreerd even buiten de zon. Het groote bezwaar van metingen in dit gebied wordt veroorzaakt door de onregelmatige breking in den damping, die duidelijk aan den dag treedt in het welbekende „koken” van den zonsrand.

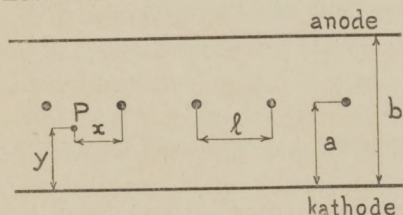
Niettemin zijn wij overtuigd, dat op gunstige dagen onze methode in staat zal zijn zeer nauwkeurige gegevens te leveren ook omtrent de intensiteitsverdeling in de onmiddellijke nabijheid van den rand der zon.

DE GROOTTE VAN DEN ROOSTERSTROOM IN EEN TRIODE

door B. D. H. TELLEGEN Bzn.

In een vorig artikel ¹⁾ werd de grootte van de emissiestroom in een hoogvacuum-triode berekend. In aansluiting daarbij en onder gebruikmaking van de daar ontwikkelde begrippen zullen wij nu een uitdrukking opstellen voor de roosterstroom.

Wij beschouwen weer een vlakke triode, waarbij *kathode* en *anode* bestaan uit oneindig groote evenwijdige platen en het rooster uit een oneindig aantal aequidistante evenwijdige draden gelegen in een vlak tusschen kathode en anode, en gebruiken de volgende notatie's:



a = afstand kathode-rooster,
 b = afstand kathode-anode,
 c = straal roosterdraden,
 l = afstand roosterdraden,
 x en y zijn de coördinaten (zie figuur);

V_a = anodepotentiaal; V_g = roosterpotentiaal;

V_s = gemiddelde potentiaal in de omgeving van het rooster; de kathode is nulpunt van potentiaal.

Denken wij ons het rooster ideaal, d.w.z. bestaande uit een zeer groot aantal zeer dunne draden, waarbij $\gamma = \frac{l}{2\pi} \ln \frac{l}{2\pi c}$ een eindige lengte is, van de grootte-orde van a en b , dan kunnen wij het veld opgebouwd denken uit drie gebieden.

1) Het gebied tusschen kathode en rooster en het gebied tusschen rooster en anode, dus van de grootte-orde van a en b . Hierin loopen alle krachtlijnen evenwijdig en ondervinden de electronen dus geen krachten in de x -richting.

2) Het gebied om het rooster van de grootte-orde van l . Wij vonden reeds ²⁾, dat ook in dit gebied de electronen niet van hun rechte banen worden afgebogen, daar de veldsterkte in de x -richting eindig is, terwijl zij slechts gedurende oneindig korten tijd in dit gebied blijven.

3) Wij moeten dus nog een derde gebied beschouwen, het gebied om de roosterdraden van een grootte-orde $\ll l$.

Noemen wij de afstand van een punt tot een roosterdraad r , dan geldt hier voor het veld:

¹⁾ Physica 5, 301, 1925.

²⁾ L.c. p. 308.

$$V = \frac{\ln \frac{l}{2 \pi r}}{\ln \frac{l}{2 \pi c}} (V_g - V_s) + V_s. \quad (1)$$

De aequipotentiaallijnen zijn cirkels met de as van een roosterdraad als middelpunt. De electronen ondervinden dus een kracht, die steeds door de as van de roosterdraad is gericht, zoodat wij de wetten voor een beweging onder den invloed van centraalkrachten mogen toepassen.²⁾ Met poolcoördinaten r en φ worden dit hier: de energievergelijking:

$$e V = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} m \left\{ \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

waarin e en m zijn lading en massa van een electron, en de wet der perken:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = C,$$

waarin C het moment van de snelheid t.o.v. de as van de roosterdraad is.

Bij het betreden van het gebied om de roosterdraad heeft het electron de snelheid v_0 , die volgt uit $\frac{1}{2} m v_0^2 = e V_s$, dus $v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} V_s}$. Heeft x dan de waarde x_0 , dan is $C = x_0 v_0$, waarmee de vergelijking wordt:

$$r^2 \frac{d\varphi}{dt} = x_0 \sqrt{\frac{2e}{m} V_s}. \quad (3)$$

Uit (2) en (3) $d\varphi/dt$ geëlimineerd geeft:

$$\begin{aligned} \frac{m}{2e} r^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 &= r^2 V - x_0^2 V_s && \text{of met (1):} \\ \frac{m}{2e} r^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 &= r^2 \frac{\ln \frac{l}{2 \pi r}}{\ln \frac{l}{2 \pi c}} (V_g - V_s) + r^2 V_s - x_0^2 V_s. \end{aligned} \quad (4)$$

Aanvankelijk is dr/dt negatief; r zal dus eerst afnemen tot een minimum-waarde bereikt is, waarvoor $dr/dt = 0$ dus:

$$r_{\min.}^2 \frac{\ln \frac{l}{2 \pi r_{\min.}}}{\ln \frac{l}{2 \pi c}} (V_g - V_s) + r_{\min.}^2 V_s - x_0^2 V_s = 0. \quad (5)$$

¹⁾ Dit volgt uit de vergelijkingen voor het veld, l.c. p. 309.

²⁾ Zie b.v. P. Appell, *Traité de Mécanique rationnelle*, deel I, 4e druk, p. 384 vlg.

Daarna zal r weer toenemen zonder een maximum te bereiken, daar dr/dt niet nog eens nul kan worden. Is n.l. $V_g > V_s$, dan zien wij onmiddellijk, dat het tweede lid van (4) met toenemende r steeds toeneemt en dus nooit meer nul kan worden. Is $V_g < V_s$, dan is bij $r_{\min.}$ toch nog steeds de som van de eerste twee termen positief of minstens gelijk nul. Neemt r nu toe dan wordt de tweede, dus de positieve, term vermenigvuldigd met een getal > 1 , de eerste term met een kleinere waarde, zoodat het geheele lid toeneemt. Ook in dit geval zal dr/dt dus slechts eenmaal nul worden. *Een electron zal dus uit het oneindige komend de roosterdraad op een afstand $r_{\min.}$ passeeren en daarna weer naar het oneindige verdwijnen.*

Wij behoeven (4) niet te integreeren, daar ons alleen de waarde van $r_{\min.}$ interesseert, waarvan afhangt of het electron op de roosterdraad zal komen of niet.

Wij zagen reeds dat de som van de eerste twee termen van (5) toeneemt met $r_{\min.}$ Neemt dus x_0 toe dan zal $r_{\min.}$ ook toenemen. Voor x_0 zeer klein zullen de electronen het rooster bereiken. Neemt x_0 toe dan zullen eerst de electronen het rooster nog wel bereiken, totdat een grenswaarde X bereikt wordt, waarbij de baan van een electron de omtrek van de roosterdraad raakt. Neemt x_0 nog verder toe, dan bereiken de electronen het rooster niet meer. X volgt uit (5) door $r_{\min.} = c$, de straal van de roosterdraad, te stellen. Dit geeft:

$$c^2 (V_g - V_s) + c^2 V_s - X^2 V_s = 0,$$

$$X = c \sqrt{\frac{V_g}{V_s}}.$$

De roosterstroom bedraagt $2X/l$ van de totale stroom i_e dus:

$$i_g = \frac{2c}{l} \sqrt{\frac{V_g}{V_s}} i_e. \quad (6)$$

Daar $c \ll l$ ligt hierin een bevestiging van de reeds in het vorige artikel uitgesproken stelling, dat in een ideale triode i_g verwaarloosd mag worden t.o.v. i_e ¹⁾.

Abraham ²⁾ stelde de formule op zonder het wortelteeken. Hij geeft geen afleiding, maar zegt alleen dat de formule voldoet aan de beide eischen:

$i_g = 0$ als $V_g = 0$ en $i_g = 2c/l \cdot i_e$ als de roosterlading nul is, dat

¹⁾ p. 307.

²⁾ M. Abraham, ZS. f. techn. Phys. 6, 437, 1925. Op dit onderzoek werd reeds gewezen door H. Rukop. Jahrb. d. drahtl. Telegr 14, 116, 1919.

is bij $V_g = V_s$. Het veld wordt dan door de aanwezigheid van het rooster niet gestoord.

Tank ¹⁾ stelde op grond van experimenteele gegevens op:

$$i_g = C \sqrt{\frac{V_g}{V_a}} i_e.$$

Eccles ²⁾ gaf de formule:

$$i_g = e - a \sqrt{\frac{V_a}{V_g}} i_e,$$

zonder afleiding, geldig bij lage potentialen; a is een constante van de triode ongeveer 1,3.

Nu wij ons eenmaal een beeld hebben gevormd van het verloop van de electronen in de omgeving van een roosterdraad kunnen wij (6) ook nog korter afleiden. Van belang is alleen de grens tusschen de electronen die het rooster bereiken en de electronen die er langs gaan. Voor een electron op de grensbaan geldt de wet der perken, dat is: het moment van de snelheid t.o.v. de as van de roosterdraad is constant. Bij het betreden van het gebied om de roosterdraad bedraagt dit moment $X \cdot \sqrt{\frac{2e}{m} V_s}$, bij de roosterdraad zelf $c \cdot \sqrt{\frac{2e}{m} V_g}$ dus:

$$X \sqrt{V_s} = c \sqrt{V_g}.$$

De roosterstroom bedraagt dus:

$$i_g = \frac{2X}{l} i_e = \frac{2c}{l} \sqrt{\frac{V_g}{V_s}} i_e. \quad 3)$$

Uit deze afleiding volgt tevens, dat de formule ook geldt voor een cilindrische triode.

Summary.

In a triode containing a narrow grid of thin wires the electrons describe straight orbits till they come quite near a grid-wire. There the electric field is radial so that the law of areas may be applied which leads to a formula for the ratio of the grid-current to the total emission-current.

Eindhoven, Dec. 1925.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

¹⁾ F. Tank, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 20, 82, 1922.

²⁾ W. H. Eccles, Journ. Inst. Electr. Eng 59, 81, 1921.

³⁾ Na het neerschrijven wees Prof. E. V. Appleton mij erop, dat de wet perken op een soortgelijk probleem reeds was toegepast door I. Langmuir and H. Mott-Smith Jr. Gen. El. Rev. 27, 453, 1924.

ADAPTATIE VAN HET OOG BIJ POSITIEVE EN NEGATIEVE VERBLINDING.

door J. L. VAN SOEST.

Adaptatie van het oog is een verschijnsel dat fysische, en niet fysiologische, wetten volgt.

Bij verandering van lichtstroom stelt het oog zich — exponentieel vertraagd — in op een lichtstroom, welke gegeven is door de vergelijking, die binnen ruime grenzen geldt:

$$\frac{P - P_0}{P_\infty - P_0} = 1 - e^{-ct} \dots \dots \dots (1)$$

Hierin is P de lichtstroom waarop het oog zich ten tijde t heeft ingesteld; P_0 is de lichtstroom bij $t = 0$, waaraan het oog ge-adapteerd was, P_∞ die welke daarna in het gezichtsveld aanwezig was en waaraan het oog zich na $t = \infty$ geheel heeft ge-adapteerd. Een dergelijke vergelijking vindt men terug bij alle eenvoudige adaptatieprocessen.

Het is een bekend verschijnsel uit de praktijk dat indien $P_\infty > P_0$ het gewinnen aan de nieuwe lichtstroom P_∞ gemakkelijker geschiedt dan indien $P_\infty < P_0$.

Door het beschouwen van de bovengenoemde adaptatieformule blijkt daar niets van, en er is dus schijnbaar een tegenspraak. Hier treedt echter het verschil tusschen fysische adaptatie en fysiologische waardeering daarvan op, hetgeen in het volgende verklaard zal worden.

De wet van Fechner luidt:

$$dy = A \cdot \frac{dP}{P} \dots \dots \dots (2)$$

Deze wet is feitelijk te kenmerken als een koppelingswet van een fysische waarde (P) en een fysiologische (y) die daarmede samenhangt. Deze wet geldt zeer algemeen; in de fysiologie erkent men geen absolute maat, men beschouwt steeds een relatieve: men vergelijkt dP met P . De grootte y is steeds dimensieloos. Oplossing van de differentiaalvergelijking voert tot een logaritmische betrekking, bv.

$$y_\infty - y = \lg \cdot \frac{P_\infty}{P} \dots \dots \dots (3)$$

Combineert men (3) en (1):

$$1 - e^{-(y_\infty - y)} = \left(1 - \frac{P_0}{P_\infty}\right) e^{-ct}$$

Het verschil $y_\infty - y$ is te beschouwen als de physiologische maat voor *verblinding* V_+ ($P_\infty > P_0$), dus:

$$1 - e^{-V_+} = \left(1 - \frac{P_0}{P_\infty}\right) e^{-ct}$$

$$V_+ = -\lg \left\{ 1 - \left(1 - \frac{P_0}{P_\infty}\right) e^{-ct} \right\} \dots \dots (4)$$

Heeft het oog zich ten slotte geadapteerd aan P_∞ , dan is wegens $t = \infty$, $V = 0$. Komt nu plotseling de lichtstroom P_0 terug, dan vindt er adaptatie in omgekeerden zin plaats en heeft er een *negatieve verblinding* V_- plaats, waarbij de, positief genomen, waarde is:

$$V_- = y - y_0 = +\lg \left\{ 1 - \left(1 - \frac{P_\infty}{P_0}\right) e^{-ct} \right\} \dots (5)$$

Als in beide gevallen (4) en (5) t de waarde Δ heeft, dan is:

$$\frac{V_+}{V_-} = \frac{\lg \left\{ 1 - \left(1 - \frac{P_0}{P_\infty}\right) e^{-c\Delta} \right\}^{-1}}{\lg \left\{ 1 - \left(1 - \frac{P_\infty}{P_0}\right) e^{-c\Delta} \right\}}$$

Het blijkt onmiddellijk dat: $V_+ < V_-$.

Dat wil dus zeggen dat de verblinding, in absolute waarde, grooter is bij overgang van licht (P_∞) tot duister (P_0), dan van duister (P_0) tot licht (P_∞).

Is bv.: $e^{-c\Delta} = \frac{1}{2}$

$$\text{dan is: } \frac{V_+}{V_-} = \frac{-\lg \frac{1}{2} (P_0 + P_\infty) + \lg P_\infty}{\lg \frac{1}{2} (P_0 + P_\infty) - \lg P_0} < 1.$$

Is hierbij $P_\infty \gg P_0$ (bv. $P_\infty/P_0 = 10^4$, wat in de praktijk geen uitzondering is, bv. bij voertuigverlichting 's nachts), dan wordt dit:

$$\frac{V_+}{V_-} \approx \frac{1}{\frac{\lg P_\infty/P_0}{\lg 2} - 1} \approx \frac{1}{12}.$$

Bij zeer sterke lichtbundels van periodieke lichten (bv. van de

kustverlichting) is sprake van een zeer korte verblinding, en dus een zeer kleine adaptatie. Een negatieve verblinding heeft dus praktisch gesproken niet plaats.

Wij willen nog even de flikkerverblinding nagaan (knipperen van autolichten bv). Stel dat de verblindingen + en — elkaar opvolgen met tusschentijden Δ , dan laat zich aantoonen dat na een zeer groot aantal perioden de adaptatie — als limiet — blijft schommelen tusschen:

$$P_{\text{oneven}} = \frac{1}{1 + e^{-c\Delta}} (P_{\infty} + P_0 e^{-c\Delta}) \text{ en}$$

$$P_{\text{even}} = \frac{1}{1 + e^{-c\Delta}} (P_{\infty} e^{-c\Delta} + P_0).$$

Hierin zijn P_{∞} en P_0 de beide lichtstroomen welke bij het flinkeren voortdurend wisselen; terwijl P_{oneven} en P_{even} resp. de adaptaties aan P_{∞} en P_0 na de resp. tijden van een oneven en even, groot aantal malen Δ beteekenen.

Door toepassing van de wet van Fechner blijkt dan (na een zeer groot aantal perioden) de verblinding te varieeren van $y_{\infty} - y_{\text{oneven}}$ tot $y_{\infty} - y_{\text{even}}$, dus

$$V_+ \text{ van } -lg \frac{e^{-c\Delta} + P_0/P_{\infty}}{1 + e^{-c\Delta}} \text{ tot } -lg \frac{e^{c\Delta} + P_0/P_{\infty}}{1 + e^{c\Delta}}$$

En de negatieve verbinding:

$$V_- \text{ van } +lg \frac{e^{-c\Delta} + P_{\infty}/P_0}{1 + e^{-c\Delta}} \text{ tot } +lg \frac{e^{c\Delta} + P_{\infty}/P_0}{1 + e^{c\Delta}}$$

Is $\frac{P_{\infty}}{P_0} > e^{2c\Delta}$ iets wat praktisch zeer veel voorkomt, dan is:

$$V_{- \text{ max. }} > V_{- \text{ min. }} > V_{+ \text{ max. }} > V_{+ \text{ min. }}$$

In dit geval is dus de kleinste negatieve verblinding grooter dan de grootste positieve, (geen rekening is gehouden met „vermoeidheid”!) Een groot aantal verkeersongelukken zijn aan negatieve verbinding te wijten.

Zusammenfassung.

Die Adaptation des Auges für Lichteindrücke verläuft exponentiell. Nach Uebersetzung der physikalischen Einheiten in physiologische Grösze mittels Fechner's psychophysisches Gesetzes, ist man im Stande + und — Blendung zu definieren; es wird erklärt dasz — Blendung relativ starker ist wie +.

In vielen Fällen, und nach Verlauf vieler Perioden, is bei periodischen Blendungen, die kleinste negative Blendung immerhin grösser als die grösszte positive.

VERSLAGEN.

NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VEREENIGING.

Vergadering te Amsterdam op Zaterdag 30 Januari 1926.

De heer F. M. Penning houdt een voordracht:

„Over een gestrieerde ontladingsvorm in Neon”.

Onderzoekingen over de glimontlading bij Neon hebben geleerd, dat minstens vier principieel van elkander verschillende gestrieerde ontladingsvormen mogelijk zijn.

1. In ontladingen met stroomsterkten van enkele mA , zooals die in de bekende technische Neonbuizen plaats vinden, bestaat de positieve zuil uit loopende striae.

2. Bij kleinere stroomsterkte's en kleinere gasdrukken gelukt het, stilstaande positieve striae te verwezenlijken.

3. Bij zeer kleine stroomen (10^{-5} of 10^{-6} A) en geschikte gasdrukken ontstaan onmiddellijk vóór de kathode de door Holst en Oosterhuis ¹⁾ bestudeerde „negatieve striae”.

4. Bij deze kleine stroomsterkte's kan, onder geschikte omstandigheden, ook een andere ontladingsvorm optreden met negatief glimlicht en stilstaande positieve laagjes, die echter veel scherper zijn dan de onder 2 genoemde.

Deze vier ontladingsvormen werden gedemonstreerd, en de onder 4 genoemde uitvoeriger besproken. De laatste bleek intermitterend, en van hetzelfde type als door Geffcken ²⁾ onlangs bij lucht uitvoerig werd onderzocht.

Men kan zich deze intermitterende ontlading in eerste benadering als volgt voorstellen. De condensator K met capaciteit C (vgl. fig. 1) wordt langzaam geladen door den stroom i_s (verzadigingsstroom) dien de diode E_2 doorlaat. Zoodra de doorslagspanning V_d van de ontladingsbuis G bereikt is, ontlaaft de condensator zich door deze buis. Is i_s klein genoeg, dan neemt de spanning op den condensator gedurende deze ontlading af tot V_o , de minimum-brandspanning van de buis G . De ontlading houdt dan op, en de condensator moet opnieuw worden geladen. De ladingstijd t wordt dan gegeven door:

$$t = \frac{C (V_d - V_o)}{i_s} \dots \dots \dots (1)$$

¹⁾ G. Holst en E. Oosterhuis, *Physica* 1, 78, 1921.

²⁾ H. Geffcken, *Phys. Zs.* 26, 241, 1925.

De tijd waarin de spanning van V_d tot V_o zakt was bij de uitgevoerde metingen klein t.o.v. t , dus men mag voorloopig t aanzien voor de geheele periode der ontlading.

Wanneer men nu echter in (1) voor V_d en V_o de statische waarden van de doorslagspanning en minimum-brandspanning gaat substitueeren, blijken de berekende waarden van t veel kleiner uit te vallen (tot 50 %) dan de waargenomene. Eén der oorzaken kan aan de verhandeling van Geffcken worden ontleend: de doorslagspanning bleek daarbij af te hangen van de frequentie der ontlading. Een verandering van V_o met de frequentie wordt door Geffcken niet genoemd, het bleek echter dat ook deze niet verwaarloosd mag worden, en dat dus om de formule (1) op de proef te stellen voor elk punt de waarde van V_d en V_o moet worden bepaald.

Teneinde dit nader te onderzoeken werden quantitative metingen uitgevoerd met een buis waarin de elektroden vlakke koperplaten waren, op ongeveer 1 cm afstand van elkaar, terwijl de gasdruk 13 mm bedroeg. De schakeling is in fig. 1 aangegeven.

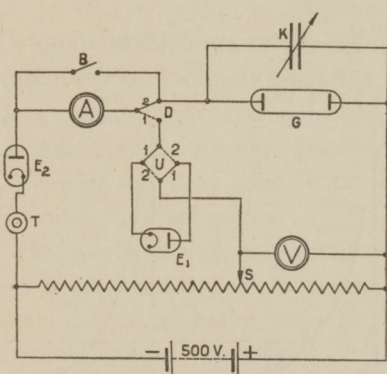


Fig. 1.

De maximum- en minimumspanning gedurende een periode werden op de volgende, reeds meermalen toegepaste, manier bepaald. Wanneer de intermitterende ontlading zich heeft ingesteld en de stroomsterkte op den stroommeter A is afgelezen, wordt de schakelaar B gesloten en D omgeschakeld op den stand 1. Heeft de commutator U den stand 1, dan zal door de diode E_1 geen

stroom vloeien zoolang de minimumspanning op de plaats D ligt boven de spanning op de plaats S . Het potentiometercontact S wordt nu zoolang naar rechts verschoven, tot de stroommeter A een uitslag begint te vertoonen. Op dit oogenblik is de spanning bij S gelijk aan de minimumspanning bij D . Op den Voltmeter V leest men nu dus het maximale spanningsverschil $V_{\max}$ af, dat er gedurende een periode tusschen de kathode en de anode van de buis G staat. Door den commutator U in stand 2 te zetten kan men op analoge wijze het minimum-spanningsverschil $V_{\min}$

$$\int_{t^1}^T (i_s - i) dt = i_s \tau = C (V_{\max} - V_{\min})$$

$$\tau = \frac{C (V_{\max} - V_{\min})}{i_s} \dots \dots \dots (2)$$

Daar, zooals men uit de vergelijking van (1) met (2) ziet,

$$\tau = t_{\text{ber.}},$$

is zonder meer duidelijk, dat $t_{\text{ber.}} < t_{\text{waarg.}}$

Wanneer men de kromme *ABD* uit fig. 2 werkelijk wil teekenen, heeft men daarvoor nu één gegeven, n.l. den rechthoek *OHGK*, waarvan $OK = i_s =$ de gemeten stroom, en $OH = t_{\text{waarg.}} - t_{\text{ber.}}$. De gezochte kromme moet nu zoo worden getrokken, dat de gearceerde oppervlakken gelijk worden. Verandert men i_s , bij constant gehouden C , dan vloeit er, afgezien van een geringe verandering in $V_{\max}$ en $V_{\min}$, bij elke ontlading dezelfde hoeveelheid electriciteit door de buis. De kromme *ABD* zal dus slechts weinig van i_s afhangen. Neemt men in eerste benadering aan, dat ze van i_s geheel onafhankelijk is, dan kunnen we de rechthoeken *OHGK* voor verschillende waarden van i_s bepalen en krijgen op deze manier meerdere gegevens voor de kromme *ABD*. Deze wordt dan zoo getrokken, dat alle rechthoeken op de genoemde manier worden gesneden. Voor een drietal waarden van C werden op deze manier de krommen bepaald, die het uitsterven der ontlading aangeven.

Het verloop van een partiele ontlading werd verder onderzocht met behulp van een stroboscoop en een draaienden spiegel. Daarbij bleek dat de positieve striae slechts zeer kort bestaan; het negatieve glimlicht langer; dit breidt zich met den tijd uit naar de anode toe en ontgaat in een zwak licht dat tenslotte de geheele buis vullen kan. Het uiterlijk van een dergelijke ontlading in een draaienden spiegel met een geschikt gekozen omloopstijd wordt door fig. 3 aangegeven

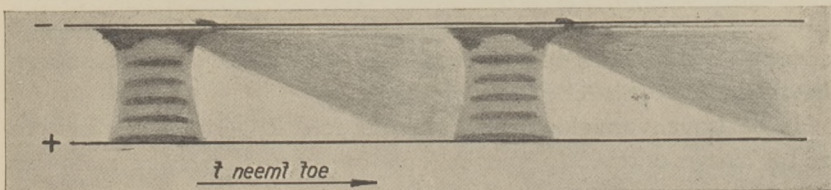


Fig. 3.

(gedemonstreerd). De naar rechts loopende lichtpluim is blijkbaar te danken aan het uitsterven der ontlading. Aan de kathodezijde bleken flauw enkele negatieve laagjes te zien, die ook in fig. 3 zijn aangeduid. Hieruit, en ook uit den afstand, waarover het licht zich van de kathode uitbreidt, kunnen we ons een voorstelling maken over de verandering der veldconcentratie aan de kathode met den tijd.

De positieve striae zal men waarschijnlijk als volgt moeten verklaren.¹⁾ Bij de gebruikte buizen was de doorslagspanning aanzienlijk grooter dan de minimum-brandspanning. In het begin van de ontlading zal zich dus snel een sterke stroom en daarmee een sterke anomale kathodeval ontwikkelen. De positieve ionen die in de negatieve ontladingsdeelen gevormd worden, zijn in den aanvang beperkt op de onmiddellijke nabijheid van de kathode. De electronen zullen dus op hun verderen weg naar de anode een aanzienlijke negatieve ruimtelading veroorzaken, en daardoor een aanzienlijk electrisch veld. Telkens wanneer zij een potentiaalverschil van ongeveer 21 Volt (ionisatiespanning van Neon) doorloopen hebben, worden positieve ionen gevormd, die deze negatieve ruimtelading weer gedeeltelijk neutraliseeren. In de lagen waar geïoniseerd wordt zal ook aanslaglicht optreden, waardoor deze lagen als de in fig. 3 aangegeven striae zichtbaar worden.

Onmiddellijk nadat de doorslag zich ontwikkeld heeft zal de spanning op den condensator afnemen en de stroomsterkte eveneens. Daardoor zijn er minder positieve ionen noodig ter neutralisering van de negatieve ruimtelading. Daarbij komt in de tweede plaats, dat er met den tijd positieve ionen uit het negatieve glimlicht naar de anode toe zullen diffundeeren, waarop ook het zich uitbreiden van het glimlicht wijst. Deze diffusie wordt bij een continuë ontlading zoo sterk, dat de electronen dan eerst op veel grooteren afstand van de kathode weer beginnen te ioniseeren en aan te slaan. Bij de buis, waarop fig. 3 betrekking heeft ligt b.v. het begin der positieve zuil bij een continuë ontlading van 1,2 mA slechts op 8 mm van de anode (de electrodeafstand is hier 50 mm). Door de beide genoemde oorzaken zullen de waargenomen positieve striae bij de intermitterende ontlading spoedig verdwijnen, ofschoon het negatieve glimlicht blijft bestaan.

Is de bovenvermelde verklaring van deze striae juist, dan moeten ze bij iedere ontsteking van de buis optreden. Op twee manieren kon dit worden aangetoond,

¹⁾ Vgl. F. M. Penning, *Physica* 5, 217, 1925.

10 door het begin van een continuë ontlading stroboscopisch te bekijken.

20 door met behulp van een slingeronderbreker telkens een kortstondige stroom door de buis te laten gaan.

Voor nadere bijzonderheden en verdere onderzoekingen in verband met het bovenstaande moge verwezen worden naar een inmiddels verschenen artikel¹⁾ in de „Physikalische Zeitschrift”.

Eindhoven.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS GLOEI/LAMPENFABRIEKEN.

¹⁾ Phys. Zs. 27, 187, 1926.

BOEKBESPREKING.

B. Hill, J. Robert Mayer und das Gesetz von der Erhaltung der Energie, 1925, 163 bldz. Fr Frommann's Verlag (H. Kurtz) Stuttgart. (Dl. XXIII van Frommann's Klassiker der Philosophie).

Ongetwijfeld neemt Robert Mayer in de tegenwoordige natuurwetenschap de plaats in, die hem op grond van zijn baanbrekend werk toekomt. Gedurende zijn leven was dat niet het geval; veel heeft hij geleden ten gevolge van de tegenwerking en miskenning, die hij ondervond.

Het is dan ook niet te verwonderen, dat verschillende van de geschriften, die reeds spoedig na zijn dood (1878) aan hem werden gewijd, een sterk subjectief karakter vertoonden en soms van veel verbittering getuigden.

Bijna vijftig jaren zijn sedert voorbijgegaan, zoodat het nu mogelijk is Robert Mayer meer objectief te beschouwen en zijn werk, ook gezien in het licht van de moderne wetenschap, op zijn juiste waarde te schatten.

Dat is geschied in het hierboven genoemd geschrift, hetwelk in het bijzonder het levensbeeld van Robert Mayer, daarnaast een overzicht van zijn geschriften en van de wijze, waarop deze door zijn tijdgenooten ontvangen zijn, geeft; ook zijn er een portret en een afbeelding van zijn doodenmasker in opgenomen.

De schrijver is er tot groote hoogte in geslaagd om, zooals hij volgens de voorrede beoogt „Mayer möglichst selbst zu Worte kommen zu lassen um ihn selber dadurch dem Leser näher zu bringen”. Zooals duidelijk is, is hem dit niet geheel gelukt; hier en daar treedt de persoonlijke meening van den schrijver aan den dag. Het boek heeft daar niet onder geleden. Het is goed gedocumenteerd, onderhoudend geschreven en doet duidelijk gevoelen, welke moeilijkheden hem wacht, die met revolutionaire denkbeelden komt op een gebied van wetenschap, waarop hij niet grondig is geschoold en waarvan de hulpmiddelen (in dit geval het wiskundig denken) hem ontbreken.

Aan ieder, die belang stelt, niet alleen in de resultaten der wetenschap, maar ook in de wijze, waarop zij zijn verkregen, en welke in dit geval een menselijke tragedie te zien geeft, kan de lezing van dit boek ten zeerste worden aanbevolen.

M. d. H.

Alexander Brill. Vorlesungen über ebene algebraische Kurven und algebraische Funktionen. Mit 126 Abbildungen. Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig 1925, X + 340 p., ingenaaid 17.50 R. M., gebonden 20 R. M.

Het aantal leerboeken over de algebraïsche krommen en functies is niet zeer groot. Tot voor kort moest de student die gebieden vrijwel volstaan met het inderdaad voortreffelijk geschreven leerboek van Appel-Goursat, voor een diepere studie aangevuld door Brill-Noether's samenvattend betoog in het „Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung“ van 1894. Baker's zware handboek gaf van het goede wel wat veel, en ook Hensel-Landsberg's arithmetische leer leende zich misschien minder als inleiding. Het is daarom van groot belang, dat een zoo ervaren en bij uitstek bevoegd wiskundige als A. Brill er toe is overgegaan, zijn vaak in Tübingen gehouden colleges door den druk een breeder publiek toegankelijk te maken. Ervaren en bij uitstek bevoegd, omdat de schrijver zelf tot degenen heeft behoord, die in den tijd na Riemann's fundamenteele publicaties de leer der algebraïsche krommen en functies het diepst heeft uitgewerkt. Brill's naam, voor altijd verbonden aan dien van den niet lang geleden overleden Max Noether, is onafscheidelijk verbonden aan dat deel der theorie, dat men de meetkundige theorie der algebraïsche functies zou kunnen noemen. Het spreekt dan ook van zelf, dat het boek een persoonlijk karakter draagt en duidelijk de karaktertrekken van deze meetkundige richting laat uitkomen. Meetkundig is deze richting, omdat de eigenschappen der algebraïsche functies gaarne aan die van algebraïsche krommen worden gedemonstreerd. Toch moet men hier niet die behandeling dezer krommen zoeken, die het projectieve element te zeer op den voorgrond schuift. Brill's colleges vestigen eerder de aandacht op de gedaante der krommen, op naderingskrommen in singuliere punten en takken, die zich tot in het oneindige uitstrekken. De schrijver zelf merkt op, dat men hierin een in zekeren zin teruggaan, met moderne strenge methoden, naar de oudere schrijvers als Descartes, Newton, Cramer en Euler, moet zien. Met deze strengheid wordt ernst gemaakt.

Daardoor wordt eerst een behandeling der algebraïsche functies vereischt, waarbij vooral in den aanvang, aangeknoopt wordt aan de leer der machtreksen van een reële veranderlijke. De, door Puiseux voorbereide, door Riemann opgestelde theorie der algebraïsche functies van een complexe veranderlijke, vindt dus in dit leerboek geen behandeling. Daardoor is ook van Riemann'sche oppervlakken, een belangrijk onderwerp in de andere leerboeken, geen sprake. Daarentegen wordt aan de verhouding van een kromme in de omgeving van een harer punten bijzondere aandacht gewijd. Tal van voorbeelden lichten het vinden van naderingskrommen bij singuliere punten toe.

Hiermee is de inhoud der eerste twee deelen van het boek geschetst. Het derde en vierde deel houden zich met de projectieve en birationale transformaties der krommen bezig, ingeleid door eenige stellingen uit de eliminatietheorie, die een strenge fundatie van snijpuntenstellingen mogelijk maken. Behalve de behandeling der polaire en der Hessische krommen vindt hier een bespreking van graad- en klassekrommen plaats, evenals een uiteenzetting der Plücker'sche formules. De derdegraadskrommen vinden ampele bespreking.

De behandeling der birationale transformaties leidt noodzakelijkerwijze tot de

leer der puntgroepen op krommen, die aanvangt met een nieuw bewijs van de grondstelling van Noether. Daarna komen de reststelling en de reductiestelling, die den schrijver en Noether tot ontdekker hebben. Dit is een der deelen van het boek, waar de medeontdekker der beschreven stellingen zelf aan het woord is. Intusschen kan men meenen, dat de auteur juist die theorie der puntgroepen en daarmee ook eigen verdiensten door een te beknopte behandeling te kort doet. Hierin wordt nu, zooals Brill ook zelf meedeelt, voorzien in het andere boek, dat kort geleden over deze theorie verscheen, in het leerboek van Severi-Loeffler. Men moet de twee leerboeken van Brill en Severi-Loeffler om zoo te zeggen als elkanders aanvullingen beschouwen. Dit komt doordat Severi's boek nog meer meetkundig is en den algebraischen grondslag tezeer mist — nadeel, dat door Brill's boek scherp wordt geaccentueerd — maar vooral doordat Severi's boek een breede bespreking van de uitgebreide Italiaansche onderzoekingen bevat. De vele en belangrijke resultaten op het gebied der puntgroepen, waaraan de namen Bertini, Castelnuovo, Enriques, Severi verbonden zijn, komen in Brill's boek niet tot hun recht. Hier vindt men in Severi's breed opgezette leerboek een volledige oriëntatie.

Men moet in de poging van den schrijver, aan de meetkundige behandeling der krommen een scherpe algebraische fundeering te geven, een der hoofdverdiensten van dit boek zijn. Een tweede ligt in de klare behandeling van de stof, door tal van voorbeelden toegelicht. Een derde voordeel ligt, zooals wij reeds zeiden, in het feit, dat de schrijver een der laatst overgeblevenen van een roemrijk tijdperk is, en dus meer dan een ander in staat is na de afsluiting van dit tijdperk over de resultaten te refereeren en het aldus de latere generatie mogelijk te maken zonder diep historisch graafwerk aan het werk der voorafgaanden aan te knooien.

D. J. S.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. Vierte Auflage. Fried. Vieweg & Sohn, Braunschweig.

Deze nieuwe uitgave van het bekende boek van Sommerfeld wijkt in vele opzichten af van de vorige uitgaven. De snelle ontwikkeling der atoomphysica maakte het noodig, sommige hoofdstukken, welke in vorige uitgaven min of meer uitvoerig behandeld werden (o.a. kristalstructuur en molecuulmodellen) weg te laten, teneinde ruimte te krijgen voor een uitgebreide bespreking der theorie van Bohr van het periodiek systeem en de complexstructuur der spectra. Na eenige inleidende beschouwingen, worden achtereenvolgens besproken: het watersstof spectrum, het natuurlijke systeem der elementen, de Röntgenspectra, de polarisatie en intensiteiten der spectraallijnen, de theorie der fijnstructuur, de spectraalserien in het algemeen, de complexstructuur der spectra en de bandenspectra. Evenals in de vorige uitgaven vindt men achter in dit boek mathematische aanvullingen voor sommige onderwerpen.

Het tijdstip van het verschijnen van deze uitgave, maakte het mogelijk in het voorwoord nog de aandacht te vestigen op een publicatie van E. C. Stoner (Phil. Mag. Oct, 1924), welke algemeen als een belangrijke schrede voorwaarts in het gebied van den atoombouw beschouwd wordt.

De belangrijke recente beschouwingen van Pauli, Heisenberg, Goudsmit en Hund betreffende de complexstructuur der spectra konden helaas niet meer opgenomen worden.

Het behoeft geen betoog, dat deze nieuwe uitgave van Sommerfeld's boek van onschatbare waarde is niet alleen voor den spectroscopist maar ook voor iederen physicus en chemicus.

Jammer is het dat men vóór het verschijnen van deze uitgave nog niet gekomen is tot eene algemeene afspraak aangaande de notatie der spectraaltermen, hetgeen het lezen der betreffende litteratuur zeer zou vergemakkelijken. H. B. D

MEDEDEELINGEN.

NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VEREENIGING.

Het bestuur der Vereeniging is thans als volgt samengesteld:
Voorzitter: Prof. Dr. A. D. FOKKER, Rotterdamscheweg 119, *Delft*.
1e Secr.: Dr. P. H. VAN CITPERT, Maliebaan 72bis, *Utrecht*.
2e Secr.: Dr. T. VAN LOHUIZEN, v. Boetzelaerlaan 94, *Den Haag*.
Penn.: Dr. H. G. CANNEGIETER, Kloosterpark, *de Bilt*.
 Dr. G. HOLST, Parklaan, *Eindhoven*.
 Prof. Dr. W. H. KEESOM, *Leiden*.
 Prof. Dr. F. ZERNIKE, Munnekeholm 4a, *Groningen*.

Vierde Nederl.-Indisch Natuurwetenschappelijk Congres.

Het vierde Congres wordt gehouden te Weltevreden van 23-25 September 1926, met een ontvangavond op den den 22sten en excursies op den 26sten.

Behalve op de vergaderingen van het Volledig Congres wordt er vergaderd in de zes volgende sectiën:

1. Sectie voor de Wis- en Natuurkunde.
2. " Scheikunde.
3. " Geneeskunde.
4. " Diergeneeskunde.
5. " Biologie.
6. " Geografie en Geologie.

Sectiën kunnen over onderwerpen van gemeenschappelijk belang, na overleg der Sectie-Besturen in vereenigde Vergadering samenkomen.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 4

OVER DE STRUCTUUR VAN CINNABER.

door W. F. DE JONG en H. W. V. WILLEMS.

De structuren van de twee HgS -modificaties die in de natuur voorkomen, het trigonaal-trapezoëdrische cinnaber en het regulair-tetraëdrische metacinnaberiet, zijn reeds meermalen onderzocht. Mauguin ¹⁾ vindt, bij een hexagonaal assenstelsel, voor de coördinaten van Hg en S van cinnaber:

$$Hg \left\{ \begin{array}{ccc} u.a & o & \frac{c}{3} \\ o & u.a & o \\ -u.a & -u.a & -\frac{c}{3} \end{array} \right. \quad S \left\{ \begin{array}{ccc} v.a & o & -\frac{c}{6} \\ o & v.a & \frac{c}{2} \\ -v.a & -v.a & \frac{c}{6} \end{array} \right.$$

$a = 4,15 \text{ \AA}$ en $c = 9,51 \text{ \AA}$, waarin de beide parameters u en $v \propto \frac{1}{3} (\frac{2}{3})$. Kolkmeijer, Karsen en Bijvoet ²⁾ en Von Olshausen ³⁾ komen tot een gelijk resultaat (de waarden van a en c wijken slechts onbelangrijk af), zoodat het vermoeden van Schoenflies, ⁴⁾ dat, in tegenstelling met kwarts, een rhomboëdrisch tralie aan den bouw ten grondslag ligt, niet bevestigd is geworden.

De structuur van cinnaber is wegens het natuurlijke vermogen van het kristal het polarisatievlak van licht dat het kristal in de richting van de hoofdas doorloopt, te draaien, ⁵⁾ voor de theorie van de lichtvoortplanting in kristallen, van groot belang. Voor $NaClO_3$ en $NaBrO_3$ is het draaiingsvermogen volledig berekend, ⁶⁾ maar overeenstemming met de waarneming kon niet ten volle

¹⁾ C. R. 176, pag. 1483, 1923.

²⁾ Kon. Ak. v. Wet. Amst. 33, I p. 427 en II p. 828, 1924.

³⁾ Zt. f. Krist. 61, p. 463, 1925.

⁴⁾ Zt. f. Krist. 55, p. 321, 1915-20.

⁵⁾ Melville en Lindgren vonden bij een plaatje van 0.09 mm dikte 26° rechtsdraaiing; Bull. U.S. Geol. Survey 1890, 61, p. 12.

⁶⁾ Hermann Zt. f. Phys. 16, p. 103, 1923.

worden bereikt hoofdzakelijk wegens de onvolledigheid van de bepaling der parameterwaarden der atoomcoördinaten. Zonder twijfel loont het dus de moeite te trachten de parameters u en v van cinnaber nauwkeurig te bepalen.¹⁾

Er is te dien einde van natuurlijke cinnaber volgens de belichtingsmethode Debije-Scherrer een röntgenopname gemaakt met FeK_{α} en β -stralen. Uit de tabel I op bladz. 131 blijkt dat de opgemeten waarden van $\sin^2 \vartheta/2$, waarin ϑ de hoek tusschen invallende en afgebogen straal is, aan de betrekkingen voldoet:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0601 (h^2 + i^2 + hi) + 0,0087 l^2 \quad (FeK_{\beta})$$

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0730 (h^2 + i^2 + hi) + 0,0105 l^2 \quad (FeK_{\alpha}),$$

waarin h , i en l de indices volgens Bravais zijn, terwijl de index, betrekking hebbende op de derde horizontale as, is weggelaten. Hieruit volgt $a = 4,12 \text{ \AA}$ en $c = 9,43 \text{ \AA}$ en het S.G. 8,31 (aantal moleculen per cel = 3).

Veronderstellen we, dat enerzijds alle Hg - en anderzijds alle S -atomen gelijkwaardig zijn, dan geven in de trigonaal-trapezoëdrische klasse de groepen $D_3^1 - D_3^6$ mogelijke rangschikkingen; D_3^7 is uitgesloten daar aan deze groep een rhomboëdrisch tralie ten grondslag ligt en de indices der in de tabel I opgegeven vlakken, die op hexagonale assen betrokken zijn, niet alle voldoen aan de betrekking $2h + k + l = 3$ -voud.²⁾ In D_3^1 en D_3^2 zou vlak (002) zeker een waarneembare reflex geven, terwijl in D_3^3 en D_3^5 het vlak (110) slechts een zwakke reflex zou kunnen opwekken; deze groepen zijn dus eveneens uitgesloten. D_3^4 en D_3^6 zijn enantiomorf en kunnen bij onze methode niet onderscheiden worden; D_3^4 geeft de coördinaten als opgegeven op blz. 129.

Teneinde de parameters u en v te bepalen zijn in een tiental diagrammen van $v = 0,0$; $v = 0,1$ enz., de berekende intensiteiten³⁾ van verschillende lijnen afgezet als ordinaten bij de abscissen $u = 0 - 1$. Uit de diagrammen blijkt dat v alle waarden kan aannemen en u ongeveer $\frac{1}{3}$ of $\frac{2}{3}$ bedraagt; laatstgenoemde parameter

¹⁾ Verg. W. H. en W. L. Bragg, X-rays and cristalstructure, p. 259, 1924.

²⁾ Niggli, Geometrische Kristallographie des Diskontinuums I, p. 225.

³⁾ $I = (1 + \cos^2 \vartheta) \frac{|S|^2}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}} n$, waarin $(1 + \cos^2 \vartheta) =$ polarisatiefactor, $|S| =$ structuurfactor, $\frac{1}{\sin^2 \frac{\vartheta}{2}}$ |||

^{*} Lorentzfactor, $n =$ aantal vlakken van den eenheidsvorm.

TABEL I.

Vlak.	$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit		Vlak.	$\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$		Intensiteit	
	ber.	waarg.	ber. ¹⁾	geschat		ber.	waarg.	ber.	geschat
001	0,010		0		121 β	429	432	1,2	1
002	42		0		106	450		0,1	
101 β	68	0,066	5,4	2	122 β	455			
100	73		0,7		205 β	456	464	4,4	5
101	83	80	19,6	9	204	459			
003	94				115	481	484	2,5	2
102 β	95	92	11,6	3	116 β	491	495	1,3	1
102	115	112	23,5	10	120	511			
004	167				007	513	518	1,5	2
103	167	165	1,7	2	121	521	526	4,2	5
110 β	181	178	2,1	2	122	553			
104 β	198	196	2,5	2	205	554	557	4,8	6
110	219	216	7,7	7	107	586	587	1,7	2
111	229	226	3,2	2	116	596	598	4,6	4
104	240	240	9,1	8	123	605	608	3,7	2
201 β	249		1,2		108 β	612	611	0,8	1
113 β	258				125 β	637	642	1,0	1
112	261	260	2,4	1	300	657		0,8	
005	262				301	667			
202 β	275				206	669	669	1,7	1
105 β	276	275	2,1	1	008	670			
200	292		0,1		124	678	678	2,8	2
201	302	303	4,4	6	302	699		1,2	
113	313	315	5,8	7	117	732	735	0,9	1
202	334				108	743	747	2,8	3
105	335	334	7,7	8	303	751	756	1,9	2
006	377				125	773	776	3,6	5
204 β	378	377	2,6	3	207	805	805	1,9	3
114	386				304	824	830	1,3	2
203	386	387	2,1	2	009	847		0,5	

¹⁾ Bij de berekeningen is het verstrooiingsvermogen van $Hg = 5$ en van $S = 1$ gesteld.

kan echter vrij veel van $\frac{1}{3}$ of $\frac{2}{3}$ afwijken vóór met stelligheid gezegd mag worden, dat de intensiteiten van de beschouwde lijnen niet meer aan de waarneming voldoen (als criterium werd genomen, dat wanneer van twee dicht bij elkaar gelegen lijnen de eene sterker gezwart was dan de andere, de berekende intensiteit van de eerste ook grooter moest zijn dan van de tweede).

Deze diagrammen zijn niet alle in fig. 1 opgenomen, maar het blijkt genoegzaam dat de parameter u binnen wijde grenzen kan variëren, zoo, dat steeds de intensiteitenverhoudingen meer of minder goed blijven voldoen. In de figuur zijn de abscis-assen van de mogelijke waarden van u verzwaard aangegeven.

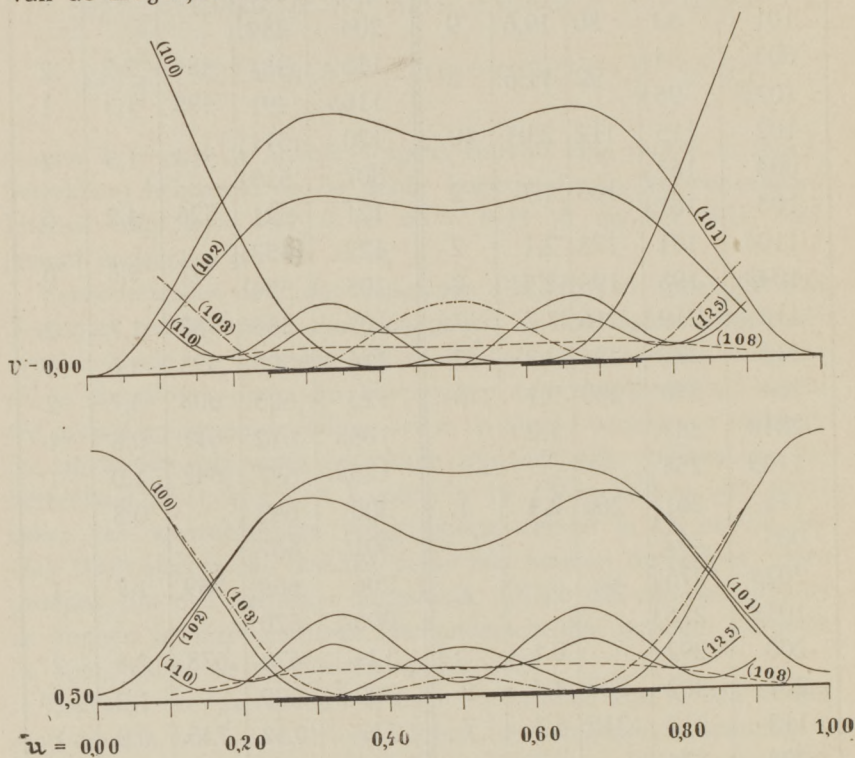


Fig. 1

De berekende intensiteiten zijn als ordinaten afgezet, de verzwaarde deelen van de abscisas geven mogelijke waarden van u aan.

Niet alleen geldt bovenstaande beschouwing voor de lijnen die in de teekening zijn opgenomen, ook wanneer alle lijnen ingetekend waren werden de gebieden van mogelijkheid voor u slechts weinig verkleind. Uit een vergelijken van berekende en waargenomen

intensiteiten alleen is het dus niet mogelijk den parameters nauwkeurige waarden toe te kennen.

Om tot een plausibele structuur te geraken is er echter nog een bruikbaar gegeven, waarop verschillende onderzoekers reeds de aandacht vestigden, ¹⁾ nl. het feit, dat in vele verbindingen, vooral onderling analoge, de atoomwerkingsstralen nagenoeg constant zijn, voor kwik en zwavel resp. $1,50 \text{ \AA}$ en $1,02 \text{ \AA}$. ²⁾

In de ruimtengroep D_{3d}^4 zijn de Hg-atomen steeds op kleinsten afstand omringd door een even aantal S-atomen (en wederkeerig), en wel door ten hoogste zes, nl. bij parameterwaarden: $u = \frac{1}{3}$ en $v = \frac{1}{3}$ (in dit bijzondere geval is de symmetrie die van groep D_{3d}^5). De afstand Hg — S bedraagt dan $2,86 \text{ \AA}$ en wijkt dus aanmerkelijk van de waarschijnlijke waarde af. Daar ook de berekende intensiteiten niet geheel overeenkomen met de waargenomene [bv. (125) zou een zwakkere reflex geven dan (108)], en het trapezoëdrische karakter van cinnaber niet tot uitdrukking komt, vervalt deze aanname.

Maken we de veronderstelling, dat een Hg-atoom door vier S-atomen op kleinsten afstand omringd is, dan blijkt deze minimaal $2,62 \text{ \AA}$ te kunnen zijn, en wel bij $u = 0$ en $v = \frac{1}{2}$; $u = \frac{1}{2}$ en $v = 0$; $u = \frac{1}{2}$ en $v = \frac{1}{2}$.

Bij deze waarden voldoen de berekende intensiteiten niet (verg. fig. 1); verandering van u en v totdat de overeenstemming bereikt zou zijn, zou den afstand aanmerkelijk vergrooten, we mogen dus de afgeleide structuren als niet waarschijnlijk beschouwen.

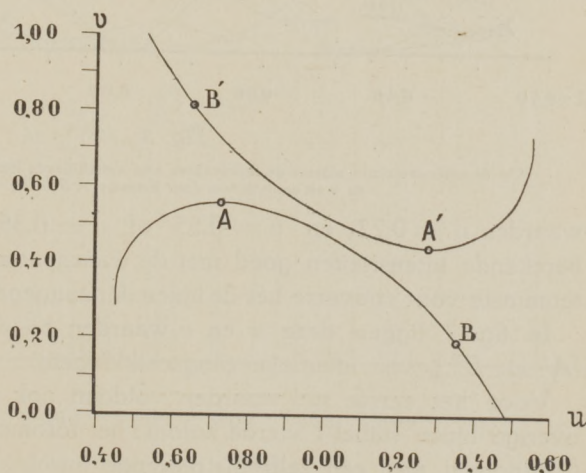


Fig. 2

Bij de op de krommen gelegen waarden van u en v is de kleinste afstand van een Hg- tot 2 S-atomen $= 2,52 \text{ \AA}$.

¹⁾ O.a. W. H. en W. L. Bragg, X-rays and crystalstructure, p. 182, 1924; Rinne, Hentschel en Leonhardt, Zt. f. Kr. 58, p. 632, 1923.

²⁾ Kolkmeijer, Karsen en Bijvoet, l.c.; v. Olshausen, l.c.; Lehmann, Zs. f. Kr. 69, 369, 1924; De Jong, Zs. f. Krist. 63, 1926.

Ten slotte is in het algemeene geval een Hg -atoom door 2 S -atomen op kleinsten afstand omgeven. Nemen we voor dezen afstand $2,52 \text{ \AA}$, dan is van u en v nog slechts één onafhankelijk en kunnen we voor elke waarde van u de bij behorende waarde of waarden van v bepalen. In fig. 2 is de samenhang van u en v voorgesteld (de teekening wordt overzichtelijker door niet als abscis $u = 0 - 1$ te nemen, maar $u = 0,40 - 0,60$, waardoor het onderlinge verband van de vier v -waarden bij b.v. $u = 0,47$ gemakkelijker in het oog valt). Het blijkt verder, dat de atoomrangschikkingen, die de eene kromme aangeeft, gelijk zijn dan die van de andere, en er kan dus worden volstaan met een overzicht van de intensiteiten, door de eene kromme ($A - B$) bepaald. Dit overzicht is in fig. 3 geteekend; men leest af, dat bij de

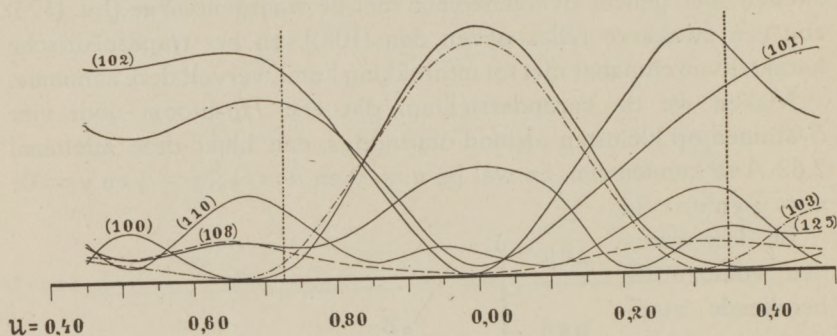


Fig. 3

Op de ordinaat zijn afgezet de intensiteiten van verschillende lijnen voor $u = 0,40$ enz. en v als aangegeven door kromme AB in fig. 2.

waarden $u = 0,72_5$ en $v = 0,55$ of $u = 0,35$ en $v = 0,20$ de berekende intensiteiten goed met de waargenomen overeenkomen, tenminste voor zooverre het de lijnen der aangegeven vlakken betreft.

In fig. 2 liggen deze u en v -waarden bij de punten A en B ; (A' en B' geven identieke rangschikkingen).

Voor het eerste stel waarden voldoen ook de intensiteiten der overige lijnen (tabel I vierde kolom; het fotometerdiagram in fig. 5, opgenomen met een zelfregistreerende inrichting volgens Moll¹⁾ laat eveneens de goede overeenstemming zien); voor het tweede is de overeenstemming minder bevredigend: voor de vlakken (201), (113) en (202) + (105) zijn dan de berekende verzwaringen 5,0; 9,2 en 8,2.

Uit het voorgaande volgt derhalve dat de waarden $u = 0,72_5$

¹⁾ Proc. of the R. Soc. of London, p. 207, 1921.

en $v = 0,55$ aan alle gegevens voldoen. Fig. 4 toont voor dit geval de rangschikking der atomen, die zoo blijkt te zijn, dat elk Hg-atoom op het midden van de verbindingslijn van twee S-atomen ligt. De atomen zijn voorgesteld met de stralen als boven aangegeven, en vormen, evenals bij kwarts, als $[Hg_3 S_3]$ „moleculen” cinnaber.

Prof. J. A. Grutterink brengen we graag onze hartelijken dank voor de bereidwilligheid waarmee hij deze onderzoeken mogelijk maakte en steunde.

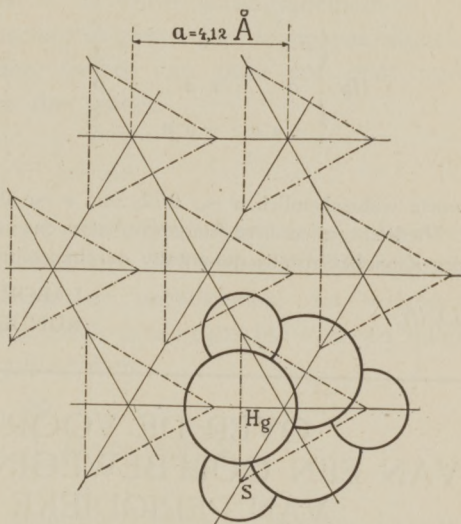


Fig. 4

Onderlinge ligging van de atomen in cinnaber.

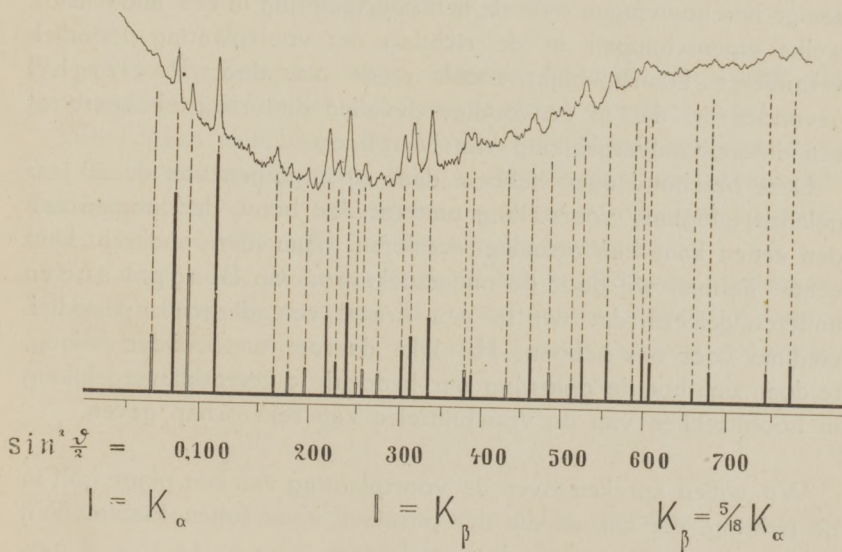


Fig. 5

Fotometerdiagram en berekende intensiteiten ($u = 0,72_5$ en $v = 0,55$).

Zusammenfassung.

Es wird bestätigt dass ein Zinnober-kristall der Raumgruppe D_3^4 oder D_3^6 angehört (trigonal-trapezoedrischen Klasse), die Koordinaten der Atome sind:

$$Hg \begin{Bmatrix} u.a & 0 & \frac{c}{3} \\ 0 & u.a & 0 \\ -u.a & -u.a & -\frac{c}{3} \end{Bmatrix} \quad S \begin{Bmatrix} v.a & 0 & -\frac{c}{6} \\ 0 & v.a & \frac{c}{2} \\ -v.a & -v.a & \frac{c}{6} \end{Bmatrix}$$

worin waarschijnlijk $u \approx 0,72$, en $v \approx 0,55$.

Vielleicht geben diese Aufgaben Anlass das natürliche optische Drehungsvermögen der Zinnoberkristalle quantitativ durchzurechnen.

Delft,

LABORATORIUM VOOR DELFSTOF-
KUNDE DER TECHN. HOOGESCHOOL.

OVER DE VOORTPLANTING VAN EEN GOLFBEWEGING IN EEN MEDIUM VAN PERIODIEKE STRUCTUUR

door H. BREMEKAMP.

In het proefschrift ¹⁾ van den schrijver van dit opstel vindt men eenige beschouwingen over de lichtvoortplanting in een middenstof, welks eigenschappen in de richting der voortplanting periodiek veranderen. Daarbij blijkt, zooals reeds o.a. door Rayleigh ²⁾ gevonden is, dat in eenvoudige gevallen dit vraagstuk voert tot een differentiaalvergelijking van Mathieu.

Deze beschouwingen hebben, daar zij uitgingen van de 20 jaar geleden gangbare voorstelling omtrent den bouw der atomen aan den eenen kant hun actualiteit verloren. Aan den anderen kant echter hebben wij door de onderzoeken van Bragg, Laue en anderen geleerd, dat wij in een kristal een dergelijk periodiek medium voor ons hebben. Hij lijkt daarom niet zonder belang, te doen zien hoe de oplossing der bedoelde differentiaalvergelijking in hoofdtrekken van de verschijnselen kan rekenschap geven.

Wij willen spreken over de voortplanting van een platte golf in de richting, die wij als die der positieve X-as zullen kiezen. Wij hebben dan te doen met de vergelijking

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{1}{a_2^1} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (1)$$

¹⁾ Leiden 1905.

²⁾ Phil. Mag. 1887.

waarbij u de lichtvector is en a_1 de voortplantingssnelheid in de richting der X -as. Om rekenschap te geven van de eigenaardigheid van het medium zullen we deze laatste van punt tot punt veranderlijk denken. Wij kunnen dan stellen

$$\frac{1}{a_1^2} = \frac{1}{a^2} \varphi(x), \quad (2)$$

waarbij $\varphi(x)$ een functie is met een zekere periode d , die van de orde van grootte der moleculaire afstanden is. Wij kunnen dus $\varphi(x)$ in een reeks van Fourier ontwikkelen, die wanneer we aannemen, dat $\varphi(x)$ symmetrisch is ten opzichte van een zeker punt der X -as, de gedaante zal hebben

$$\varphi(x) = 1 + \sum_1^{\infty} b_k \cos \left(k \frac{2\pi}{d} x \right).$$

De constante term kan hier natuurlijk 1 gemaakt worden door in de vorige formule de grootte a geschikt te kiezen. Eenvoudigheidshalve zullen wij ons beperken tot

$$\varphi(x) = 1 + b \cos \frac{2\pi}{d} x. \quad (3)$$

De wiskundige beschouwingen, waartoe dit aanleiding geeft zijn grootendeels ook op het a'gemeenere geval van toepassing.

Wij kunnen aannemen, dat de grootheden b en d van de richting der voortplanting afhangen. Wat d betreft is deze afhankelijkheid eenvoudig en zij zal, zoodra de bouw van het kristal geheel bekend is, door formules kunnen worden vastgelegd.

Wij vragen nu, of en hoe zich in het beschouwde medium een lichtgolf met de frequentie p kan voortplanten. Stellen wij daartoe in de vergelijking (1) $u = u_1 e^{ipt}$, dan gaat deze door toepassing van (2) en (3) over in

$$\frac{d^2 u_1}{dx^2} + \frac{p^2}{a^2} \left(1 + b \cos \frac{2\pi}{d} x \right) u_1 = 0. \quad (4)$$

De algemeene oplossing ¹⁾ dezer vergelijking is volgens de analyse van Floquet van den vorm

$$u_1 = A e^{-\mu x} f(x) + B e^{\mu x} f(-x), \quad (5)$$

waarbij $f(x)$ een functie is met de periode d .

¹⁾ Voor dieper gaand onderzoek dier vergelijking cf. Whittaker and Watson. Modern Analysis.

Zijn n.l. $v(x)$ en $w(x)$ twee willekeurige onderling onafhankelijke oplossingen, dan voldoen $v(x+d)$ en $w(x+d)$ aan de vergelijking, die men verkrijgt, door in (4) x te vervangen door $x+d$, deze verschilt in het geheel niet van (4). Daar dus $v(x+d)$ en $w(x+d)$ aan (4) voldoen moet men hebben

$$\begin{aligned} v(x+d) &= \lambda_1 v(x) + \lambda_2 w(x) \\ w(x+d) &= \mu_1 v(x) + \mu_2 w(x). \end{aligned}$$

Wij toonen nu aan, dat er twee onafhankelijke oplossingen te vinden zijn, die de eigenschap

$$u_1(x+d) = k u_1(x) \quad (6)$$

hebben, waarbij k een nader te bepalen constante is. Wij hebben daartoe slechts de constanten α en β in

$$u_1(x) = \alpha v(x) + \beta w(x)$$

geschikt te bepalen n.l. zoo, dat

$$\alpha v(x+d) + \beta w(x+d) = k \alpha v(x) + k \beta w(x).$$

Dit geeft

$$\alpha \lambda_1 v + \alpha \lambda_2 w + \beta \mu_1 v + \beta \mu_2 w = k \alpha v + k \beta w$$

en daar dit voor alle waarden van x moet gelden

$$\begin{aligned} \alpha(-\lambda_1 - k) + \beta \mu_1 &= 0 \\ \alpha \lambda_2 + \beta(\mu_2 - k) &= 0, \end{aligned}$$

die inderdaad een gemeenschappelijke oplossing hebben als k voldoet aan de vergelijking

$$(\lambda_1 - k)(\mu_2 - k) - \lambda_2 \mu_1 = 0.$$

Behoudens het geval dat deze vierkantsvergelijking twee gelijke wortels heeft, waarop wij hier niet nader zullen ingaan, vinden we op deze wijze dus twee, klaarblijkelijk onderling onafhankelijke oplossingen van (4), die de eigenschap (6) hebben. Schrijft men zoo'n oplossing in den vorm

$$u_1(x) = e^{\frac{x}{a} \log k} f(x),$$

dan blijkt uit (6) onmiddellijk dat f de periode d heeft, waarmee de vorm der particuliere oplossingen waaruit (5) is opgebouwd is gevonden, als wij $1/d \log k = -\mu$ stellen. Om in te zien, dat wij twee particuliere oplossingen kunnen vinden, die aan tegengestelde waarden van μ beantwoorden (of wat op het zelfde neerkomt, dat

de wortels van de vierkantsvergelijking voor k elkaars omgekeerde zijn) behoeft men slechts op te merken, dat (4) niet verandert als men x door $-x$ vervangt.

Wij beschouwen nu de oplossing

$$u_1 = A e^{-\mu x} f(x) \quad (7)$$

en beginnen met geval dat μ zuiver imaginair blijkt, zoodat wij kunnen stellen $\mu = i p/v$, dan vinden wij als oplossing van (3)

$$u = A e^{i p \left(t - \frac{x}{v} \right)} f(x)$$

en wij hebben ons af te vragen, wat de beteekenis van deze oplossing is. Om die te kunnen beoordeelen zullen we met ruimte-gemiddelden van u gaan werken over ruimten welker afmetingen groot zijn in vergelijking met d . Op deze wijze komen wij namelijk tot grootheden, die voor gewone waarneming toegankelijk zijn. Het is duidelijk, dat daarbij de veranderingen van $f(x)$ uit de formules verdwijnen, zoodat er voor de gemiddelde waarde $\bar{u}$ een formule komt van den vorm

$$\bar{u} = B e^{i p \left(t - \frac{x}{v} \right)}.$$

Deze stelt een voortplanting met snelheid v voor. Deze snelheid zullen wij dus moeten vinden door berekening der grootheid μ , het is echter wel zonder berekening al duidelijk, dat deze van de coëfficiënten b en d en dus van de richting der voortplanting zal afhangen.

Het geval, dat voor μ andere dan zuiver imaginaire waarden gevonden worden, is, zooals weldra uit de formules zal blijken en physisch onmiddellijk is in te zien, bij het vraagstuk, dat ons nu bezig houdt, niet te verwachten. Daar dezelfde vergelijking zich echter in verschillende andere gevallen voordoet (b.v. voortplanting van trillingen langs een snaar van periodiek veranderlijke dikte, voortplanting van den elektrischen stroom door een kabel, welks zelfinductie of weerstand per lengteëenheid langs den kabel periodiek verandert), zullen wij ook de beteekenis van een dergelijke oplossing nog eens nagaan. Stellen we daartoe $\mu = i p/v + \kappa$, waarbij κ zoowel positief als negatief kan zijn, dan vinden we

$$u = A e^{i p \left(t - \frac{x}{v} \right) - \kappa x} f(x),$$

die zich van de vorige alleen onderscheidt door den factor $e^{-\mu x}$, waardoor bij positieve x wordt uitgedrukt, dat de amplitudo in de richting der voortplanting afneemt, bij negatieve x , dat zij toeneemt. Het laatste doet ons dadelijk vreemd aan, doch ook bij het eerste moeten we bedenken, dat we hier niet een gewone absorptie hebben, waarbij een deel der energie van de voortgaande golf in anderen vorm in het medium achter blijft. Men kan zich echter voorstellen, dat bij het voortgaan der golf telkens golven in tegengestelde richting ontstaan. De formule moet dan den toestand, die door superpositie van al die golven ontstaat weergeven en daarbij kan zeer wel een amplitudo ontstaan, die in de richting der voortplanting afneemt. Op dergelijke wijze zou trouwens ook het eerste geval kunnen worden aannemelijk gemaakt. Immers het is zeer wel mogelijk, dat de oorspronkelijke golf en de verschillende teruglopende golven elkaar door interferentie verzwakken. Men bedenke daarbij, dat wij op het oogenblik slechts een toestand zoeken, waarbij aan de differentiaalvergelijking voldaan is, zonder ons af te vragen, hoe zoo'n toestand zou kunnen worden verwezenlijkt. Treedt namelijk dit verzwakken werkelijk op, dan zou men op een bepaald punt een steeds afnemende amplitudo verwachten en wij zouden dus, om een lichtbeweging te verkrijgen, zooals door onze formule wordt voorgesteld de proef zoo moeten inrichten, dat het afnemen voortdurend gecompenseerd wordt.

In elk geval blijkt het van belang, na te gaan, wat de analyse ons omtrent de grootheid μ leert. Wij zullen daartoe (met eenige wijziging) de door Hill gevonden methode volgen. De functie $f(z)$ kan, daar (7) een oplossing der differentiaalvergelijking (2) is in het geheele eindige deel van het complexe vlak geen singuliere punten hebben, is enkelvoudig periodiek met periode d en kan dus

worden voorgesteld door $\sum_{-\infty}^{+\infty} c_n e^{\frac{2n\pi i}{d}z}$, waar de reeksen voor

alle eindige waarden van z convergent zijn. Substitueeren wij nu in (3), na deze eerst gebracht te hebben in den vorm

$$\frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{p^2}{a^2} \left\{ 1 + \frac{b}{2} \left(e^{\frac{2\pi i}{d}x} + e^{-\frac{2\pi i}{d}x} \right) \right\} u = 0,$$

$$u = e^{-\mu x} \sum_{-n}^{+\infty} c_n e^{\frac{2n\pi i}{d}x},$$

dan vinden we door de coëfficiënten der achtereenvolgende machten van $e^{\frac{2i\pi}{d}x}$ gelijk nul te stellen, het volgende stel vergelijkingen:

$$\begin{aligned} \alpha_{-(n-1)} c_{-n} + c_{-(n-1)} + \alpha_{-(n-1)} c_{-(n-1)} &= 0 \\ \alpha_{-2} c_{-3} + c_{-2} + \alpha_{-2} c_{-1} &= 0 \\ \alpha_{-1} c_{-2} + c_{-1} + \alpha_{-1} c_0 &= 0 \\ \alpha_0 c_{-1} + c_0 + \alpha_0 c_1 &= 0 \\ \alpha_1 c_0 + c_1 + \alpha_1 c_2 &= 0 \\ \alpha_2 c_1 + c_2 + \alpha_2 c_3 &= 0 \\ \alpha_{n-1} c_{n-2} + c_{n-1} + \alpha_{n-1} c_n &= 0, \end{aligned}$$

$$\text{waarbij } \alpha_k = \frac{\frac{p^2 b}{2a^2}}{\frac{p^2}{a^2} + \left(\frac{2k\pi i}{d} - \mu\right)^2} = \frac{-\frac{1}{2}p^2 b}{a^2 \left(\frac{2k\pi}{d} + i\mu\right)^2 - p^2}.$$

Uit bovenstaande $2n-1$ vergelijkingen kan men de $2n-1$ onbekenden $c_{-(n-1)} \dots c_{n-1}$ uitdrukken in c_n en c_{-n} . Bedenkt men dan, dat wegens de convergentie der reeks $\lim_{n \rightarrow \infty} c = 0$ en

$\lim_{n \rightarrow \infty} c_{-n} = 0$ dan vindt men

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \begin{vmatrix} 1 & \alpha_{-(n-1)} & 0 \\ \alpha_{-(n-2)} & 1 & \alpha_{-(n-2)} \\ 0 & \alpha_{-(n-3)} & 1 \\ \dots & \dots & \dots \\ \alpha_{n-2} & 1 & \alpha_{n-2} \\ 0 & \alpha_{n-2} & 1 \end{vmatrix} = 0$$

De convergentie van dezen determinant blijkt door vergelijking met het product $\prod (1 + |a_k| \cdot |a_{k-1}|)$. Wij hebben hier een vergelijking gevonden, waaruit μ kan worden opgelost. Wij brengen die eerst in een geschikteren vorm. Noemen wij den oneindigen determinant $\Delta(\mu)$, dan is het gemakkelijk in te zien, dat $\Delta(\mu)$ een periodieke functie is met periode $2i\pi/d$, dat deze functie analytisch is behalve in de punten $\mu = \pm \frac{ip}{a} + \frac{2k\pi i}{d}$, die enkelvoudige polen zijn en dat, als μ langs de as der reëlen naar het oneindige gaat $\Delta(\mu)$ tot 1 nadert. Wij kunnen nu een constante C zoo kiezen, dat

$$D(\mu) = \Delta(\mu) - C \left\{ \cotg \frac{d}{2} \left(i\mu + \frac{p}{a} \right) - \cotg \frac{d}{2} \left(i\mu - \frac{p}{a} \right) \right\}$$

in het punt ip/a geen pool heeft, dan is er, omdat $D(\mu)$ een even functie van μ is, ook geen pool in $-ip/a$, en wegens de periodiciteitseigenschappen in geen enkel eindig punt. Maar ook als μ naar het oneindig verre punt der periodestrook gaat, blijft $D(\mu)$ eindig, dus is, volgens de stelling van Liouville, $D(\mu)$ een constante. Door μ langs de as der reëlen oneindig groot te laten worden vinden we, dat die constante 1 is. Dus

$$\Delta(\mu) - C \left\{ \cotg \frac{d}{2} \left(i\mu + \frac{p}{a} \right) - \cotg \frac{d}{2} \left(i\mu - \frac{p}{a} \right) \right\} = 1.$$

Om nu nog de constante C te bepalen, stellen we $\mu = 0$, hetgeen geeft

$$\Delta(0) - 2C \cotg \frac{1}{2} \frac{pd}{a} = 1$$

dus

$$\frac{\Delta(\mu) - 1}{\Delta(0) - 1} = \frac{\cotg \frac{1}{2} d \left(i\mu + \frac{p}{a} \right) - \cotg \frac{1}{2} d \left(i\mu - \frac{p}{a} \right)}{2 \cotg \frac{\pi}{2} \frac{pd}{a}}.$$

De vergelijking $\Delta(\mu) = 0$ kan dus ook geschreven worden

$$\sin \frac{1}{2} d \left(i\mu + \frac{p}{a} \right) \sin \frac{1}{2} d \left(i\mu - \frac{p}{a} \right) = (\Delta(0) - 1) \sin^2 \frac{1}{2} \frac{pd}{a}$$

waaruit door eenvoudige goniometrische herleiding

$$\sin^2 \left(\frac{1}{2} i\mu d \right) = \Delta(0) \sin^2 \frac{1}{2} \frac{pd}{a}. \quad (10)$$

Wanneer $b = 0$ wordt, wordt $\Delta(0) = 1$ en vinden we hieruit $i\mu = p/a$ en dus $v = a$, wat natuurlijk zoo uit moest komen.

Wij zullen nu vooreerst den determinant $\Delta(0)$ nader beschouwen.

$$\text{Voor } \mu = 0, \text{ wordt } a_k(0) = \frac{-\frac{1}{2} \frac{p^2}{4\pi^2 a^2} d^2 b}{4k^2 - \frac{p^2}{4\pi^2 a^2} d^2}.$$

$\frac{2\pi a}{p} = \lambda$ is de golflengte, die bij een voortplantingssnelheid a en een frequentie p behoort. Deze grootheid is dus bij onze vooronderstellingen groot in vergelijking met d .

Wij hebben nu

$$\Delta(0) = \begin{vmatrix} -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 1 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 4^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & 4^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & & & \\ 0 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 1 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 0 & 0 & 0 \\ 2^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & 2^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & & & \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 1 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 0 & 0 \\ -\frac{d^2}{\lambda^2} & & -\frac{d^2}{\lambda^2} & & & & \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 1 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 0 \\ 2^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & 2^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} & 1 & -\frac{1}{2} b \frac{d^2}{\lambda^2} \\ 4^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & 4^2 - \frac{d^2}{\lambda^2} & & & & \end{vmatrix} =$$

$$= 1 - 2 \cdot \frac{1}{4} b^2 \frac{d^4}{\lambda^4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}} \cdot \frac{1}{(2k+2)^2 - \frac{d^2}{\lambda^2}} + \dots,$$

waarbij de weggelaten termen hoogere machten van $b^2 d^4/\lambda^4$ bevatten. In de onderstelling, dat d/λ klein is, wordt in de laatste reeks de term voor $k=0$ een groot negatief getal de som der overige termen kan tegenover dezen term verwaarloosd worden en er komt

$$\Delta(0) = 1 + \frac{1}{8} b^2 \frac{d^2}{\lambda^2}. \quad ^1) \quad (11)$$

¹⁾ Men kan de som, die in de formule (9) voorkomt berekenen zonder de onderstelling, dat d/λ klein is in te voeren. Men vindt dan

$$\Delta(0) = 1 + \frac{b^2 \frac{d^3}{\lambda^3}}{16 \left(1 - \frac{d^2}{\lambda^2}\right)} \pi \cotg \frac{\pi d}{2 \lambda}.$$

waaruit wij weer (11) kunnen afleiden.

De formules (10) en (11) leeren nu, dat aangezien $p d/2 a = \pi \cdot d/\lambda$ en $\sin^2 \pi d/\lambda$ een klein getal is, dat wij niet kunnen verwachten, dat $\sin^2 i \mu d/2$ grooter dan 1 zal uitvallen, zoodat voor μ een zuiver imaginaire uitkomst wordt gevonden.

Door in de formule (10) de sinussen der kleine hoeken door die hoeken zelf te vervangen, vinden we met behulp van (11)

$$\frac{a^2}{v^2} = 1 + \frac{1}{8} b^2 \frac{d^2}{\lambda^2}.$$

Resumeerende blijkt, dat door op deze wijze rekening te houden met de structuur van het medium de voornaamste bijzonderheden van de lichtvoortplanting in kristallen kwalitatief kunnen worden verklaard. Immers wij vinden een voortplantingssnelheid afhankelijk van de richting, waaruit, zooals bekend, de dubbele breking kan worden afgeleid, en wij vinden bovendien dat de voortplantingssnelheid afhankelijk is van de golflengte en wel in den zin der normale dispersie.

Quantitatief kunnen wij echter niet veel besluiten — wat aan den anderen kant maakt, dat onze uitkomsten nog aan verschillende behoeften kunnen worden aangepast — vooral daarom niet, dat wij omtrent de grootheid a niets hebben aangenomen. Blijkt, dat door beschouwingen over den bouw van het atoom de boven bedoelde verschijnselen behoorlijk kunnen worden verklaard, dan zal de grootheid a daarvan rekenschap moeten geven en worden de hier gevonden resultaten correcties die het gevolg zijn van de kristallijne structuur.

EEN PAAR OPMERKINGEN BETREFFENDE DE FORMULES EN CONSTRUCTIES VOOR DE TERUGKAATSING EN DE BREKING VAN HET LICHT BIJ BOLVORMIGE GRENSVLAKKEN

door A. J. STARING.

De verschillende afleidingen der formules die men in de mij bekende leerboeken aantreft hebben gemeen dat beperkende voorwaarden worden ingevoerd, waaraan de stralenbundels moeten voldoen, zonder dat men zich op eenvoudige wijze rekenschap kan geven van hun noodzakelijkheid, en van de afwijking die bij het

niet vervuld zijn die voorwaarden optreedt. Ook wordt bij de constructietekeningen (behalve bij die voor lenzen) met die voorwaarden, waaraan voor een goede beeldvorming voldaan moet worden, geen rekening gehouden; m.a.w. constructies en formules zijn niet met elkaar in overeenstemming.

De volgende afleidingen en constructiemethoden komen aan deze bezwaren tegemoet; daardoor wordt tevens eenheid gebracht in de teekeningen voor bolvormige spiegels, enkelvoudige bolvormige grensvlakken en lenzen.

Als voorbeelden worden de terugkaatsing tegen een holle spiegel en de breking door een bol grensvlak behandeld; de andere gevallen zijn daaruit gemakkelijk af te leiden.

1. *Terugkaatsing van stralen, die van één punt uitgaan, tegen een holle spiegel.*

Zonder hier de bekende inleiding vooraf te laten gaan, volsta ik met aan te geven hoe men uit de figuur de formule kan afleiden.

In fig. 1 is LP een willekeurige straal uit L , en PB de teruggekaatste straal. We trekken de raaklijn PQ aan de cirkel. PM en PQ zijn respectievelijk binnen- en buitenbissectrice van $\triangle LPB$, zoodat:

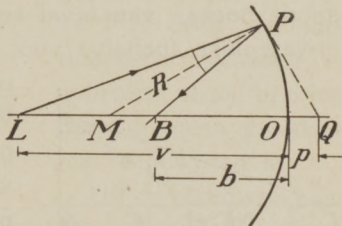


Fig. 1.

$$(v - R) : (R - b) = (v + p) : (b + p).$$

Deze formule bewijst dat behalve voor het geval $v = b (= R)$, de waarde van b niet alleen van v en R , maar ook van p afhangt, en dat dus de van L uitgaande stralen niet alle na terugkaatsing door één punt B zullen gaan.

Is nu p echter klein t.o.v. v en b (en uit de figuur blijkt, dat dit beteekent dat we dan alleen die stralen beschouwen die dicht bij O op de spiegel vallen en kleine hoeken met de as LM maken), dan mag men zetten:

$$(v - R) : (R - b) = v : b$$

of

$$\frac{1}{v} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R} = \frac{1}{f}.$$

De afdwaling wegens bolvormigheid vindt men gemakkelijk uit de niet-vereenvoudigde formule, indien men $v = \infty$ neemt. Dit geeft

$$b = \frac{R-p}{2} = f - \frac{1}{2}p.$$

De afdwaling in lengte is dus $p/2$ (naar O toe).

Wat nu de constructie van het beeldpunt betreft, is het om practische redenen onmogelijk te werken met stralen die aan de genoemde voorwaarden voldoen: immers die stralen snijden elkaar onder zeer scherpe hoeken. Echter kan men zich voorstellen dat de figuur in de breedte, aan weerszijden van de hoofdas gelijkelijk, onbepaald vergroot wordt; men komt er dan toe spiegelvlak en brandvlak voor te stellen door rechte lijnen loodrecht op de hoofdas, en de stralen die in werkelijkheid bijna langs de hoofdas vallen kunnen nu door rechten voorgesteld worden, die de hoofdas onder groote hoeken snijden en de spiegel desnoods ver van het midden treffen. Natuurlijk is door deze unilaterale vergrooting de gelijkheid van de hoeken van inval en terugkaatsing in de figuur niet meer verwezenlijkt, (behalve voor stralen die de spiegel in het midden

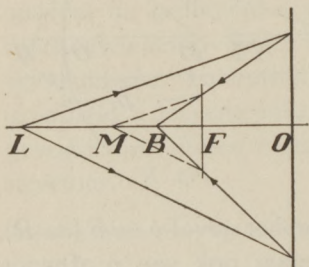


Fig. 2.

treffen), maar deze eigenschap wordt voor de beeldconstructies nooit toegepast; men werkt steeds met het brandvlak (zie fig. 2). De constructie wordt nu volkomen gelijk aan de bij de lenzen gebruikelijke. Uit de gelijkvormigheid van driehoeken is gemakkelijk te bewijzen dat ze met de formule in overeenstemming is welke straal men ook uitkiest, terwijl dit niet het geval is

bij gebogen geteekende spiegel- en brandvlakken.

Deze opmerking geldt ook voor het construeeren van het beeldpunt van een lichtpunt buiten de hoofdas. Bij een gebogen geteekend spiegelvak zou men zich eigenlijk slechts van 2 stralen mogen bedienen: de straal gaande door het kromtemiddelpunt, en die, welke het midden van den spiegel treft. Dan voldoen voorwerps- en beeldafstand aan de spiegelformule, en het beeld van een rechte lijn loodrecht op de hoofdas wordt weer een rechte loodrecht op die as. Maar in geen geval zou men dan stralen evenwijdig aan de hoofdas mogen benutten. Bij de constructie

volgens fig. 3 vervalt deze beperking geheel. Elke willekeurige straal kan voor de constructie gebruikt worden.

2. *Breking van stralen, die van één punt uitgaan, door een bol grensvlak.*

De straal komt uit een middenstof met brekingsindex n_1 in een andere met index n_2 . In fig. 4 is aangenomen $n_1 < n_2$.

LP is een willekeurig van L uitgaande straal. Om de gebroken straal te vinden passen we de constructie van Weierstrass toe met de hulpcirkels met stralen $n_2/n_1 \cdot R$ en $n_1/n_2 \cdot R$, concentrisch met het scheidingsvlak. Het verlengde van de invallende lichtstraal snijdt de eerste cirkel in C ; men trekt CM ; deze snijdt de tweede cirkel

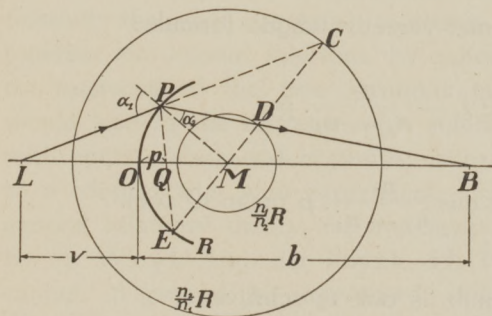


Fig. 4.

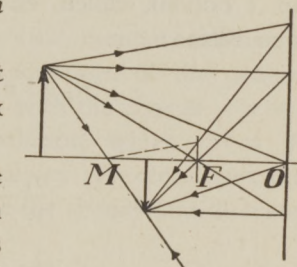


Fig. 3.

in D , en zijn verlengde het grensvlak in E . De gebroken straal is PD , en PE deelt de hoek tussen invallende en gebroken straal 'midden-door, hetgeen gemakkelijk te bewijzen is.

Uit de verhouding van de oppervlakken van $\triangle LPM$ en $\triangle BPM$ volgt:

$$LP \sin \alpha_1 : BP \sin \alpha_2 = (v + R) : (b - R).$$

Daar

$$LP : BP = (v + p) : (b - p)$$

en

$$n_1 \sin \alpha_1 = n_2 \sin \alpha_2$$

wordt de evenredigheid

$$n_2 (v + p) : n_1 (b - p) = (v + R) : (b - R).$$

Blijkbaar hangt in 't algemeen b ook weer af van p , zoodat de van L uitgaande stralen na breking niet alle door één punt zullen gaan.

Is nu p echter klein t.o.v. v en b , (en uit de samenhang van de ligging der punten P , C , M , D en E blijkt dat dit weer betekent dat we dan alleen stralen moeten nemen die dicht bij O op 't bolvlak vallen, en kleine hoeken met LM maken), dan mag men zetten:

$$n_2 v : n_1 b = (v + R) : (b - R)$$

of

$$\frac{n_1}{v} + \frac{n_2}{b} = \frac{n_2 - n_1}{R} = \frac{n_2}{f}.$$

Bij deze afleiding komt ook duidelijk de eigenschap van de z.g. aplanatische punten te voorschijn. Immers O valt voor alle stralen samen met Q (en E), indien L virtueel is en met C samenvalt. p is dan nul voor alle stralen, en de laatste formule geldt nauwkeurig.

Voor $v = \infty$ geeft de niet-vereenvoudigde formule:

$$b = f - \frac{n_1}{n_2 - n_1} \cdot p$$

De afdwaling in lengte is dus $\frac{n_1}{n_2 - n_1} \cdot p$ (naar O toe).

De vereenvoudigde formule is ook te schrijven:

$$1 - \frac{R}{f} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Om de constructies in overeenstemming met deze formule uit te voeren, is het weer noodig het bolvlak en het brandvlak door rechte lijnen loodrecht op de hoofdas voor te stellen. (Zie fig. 5).

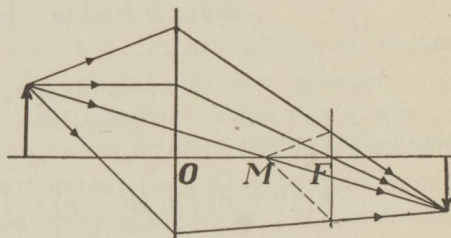


Fig. 5.

Wageningen, Maart 1926.

ELECTRIC CHARGE AND MASS IN THE GENERAL RELATIVITY THEORY

By G. Y. RAINICH.

A. Einstein proves in the Nov.-Dec. 1925 number of *Physica* that if there exists a solution of the field equations of the general relativity theory which gives an electron with the charge $-e$ and the mass m there must exist another solution which gives an electron with the charge $+e$ and the mass m . He considers this circumstance as presenting a difficulty for the theory and discusses a way out of it.

So far as I can see there would be a difficulty, i.e. a contradiction with experiment, if it would be proved that a solution exists which gives two particles, one with the charge $-e$ and the mass m , and the other with the charge $+e$ and the mass m . In a theory where the field equations are linear, e.g. in the special relativity theory, it is possible to obtain a solution simply by adding together two known solutions, by superposition. In such a theory the existence of the two solutions indicated by A. Einstein would lead to the existence of a solution where the two particles with equal masses and opposite charges *coexist*, and therefore, to a contradiction with experiment. But the field equations of the general relativity theory are *not* linear (this has been emphasized by H. Weyl, *Ann. der Physik*, **59**, 1919, p. 134), two solutions cannot, in general, be superposed, and from the existence of two solutions indicated by A. Einstein it does not follow that a solution exists which is in contradiction with what we know from experiment.

On the other hand, it must be conceded that the impossibility of the coexistence of two particles with equal masses and opposite charges also has not been proved, so far, from the general relativity theory. This proof seems to be a difficult though by no means a hopeless task. It may also be noted that the question here treated is a particular case of the problem of finding a theoretical proof for the equality of charges of all electrons (comp. section 11 of the paper „Electrodynamics in the General Relativity Theory” by the present writer in the *Transactions of the American Mathematical Society* **27**, 1925, p. 133f.).

Baltimore, Md., U. S. A.

21 February 1926.

JOHNS HOPKINS UNIVERSITY.

HET SPECTRUM VAN NEON EN HELIUM IN HET UITERSTE ULTRAVIOLET.

door H. B. DORGELO en J. H. ABBINK.

In dit tijdschrift ¹⁾ werden reeds door G. Hertz de eerste resultaten van zijn onderzoekingen van het Ne-spectrum in het uiterste ultraviolet besproken. De resonantielijnen van Ne werden opgenomen, waardoor werd vastgesteld, dat volgens de combinatieregels het grondniveau van Ne een enkelvoudig p -niveau met inwendig quantumgetal $J = \frac{1}{2}$ is, hetgeen op grond van theoretische overwegingen reeds door S. Goudsmit ²⁾ en P. Jordan ³⁾ voorspeld was in aansluiting aan onderzoekingen van K. W. Meissner ⁴⁾ en één onzer ⁵⁾. Sindsdien zijn door Hertz ook nog opgenomen de resonantielijnen van argon, krypton en xenon. De verkregen resultaten zijn echter nog niet gepubliceerd.

Na de aanvaarding van het hoogleeraarsambt te Halle door Prof. Hertz, hebben wij deze onderzoekingen voortgezet. In de eerste plaats hebben wij getracht van Ne niet alleen de resonantielijnen, maar ook de lijnen met nog kortere golflengten op te nemen. Verder hopen wij in het volgende ook enkele resultaten van opnamen van het He-spectrum in het uiterste ultraviolet te bespreken.

De gebruikte vacuumspectrograaf was die, welke reeds door G. Hertz in dit tijdschrift beschreven werd. Sindsdien werden nog enkele verbeteringen aangebracht, o.a. werd het licht, dat door de beide spleten op de tralie valt, op het eerste gedeelte van zijn weg zijdelings afgeschermd, om te voorkomen, dat de fotografische plaat door de sterke verstrooiing van het licht sluiert.

Om de lijnen van Ne met nog kortere golflengte dan die van de resonantielijnen te krijgen, is het minder geschikt een laagspanningsboog of een positieve zuil als lichtbron te gebruiken, daar in deze beide de hogere niveau's vrijwel niet aangeslagen worden. Als lichtbron hebben wij een glimlichtontlading gebruikt, waarbij de spleet van de spectrograaf als anode en een koperen plaatje, hetwelk op korten afstand van de spleet loodrecht op deze stond als kathode. De druk in de ontladingsruimte was ongeveer 5 mm., in de spectrograafruimte ongeveer 25 maal kleiner. De stroomsterkte was 6 mA. Het gebruikte Ne bevatte 30% He.

¹⁾ G. Hertz, *Physica* 5, 189, 1925.

²⁾ S. Goudsmit, *Physica* 5, 70, 1925. *Z. f. Phys.* 32, 11, 1925.

³⁾ P. Jordan, *Z. f. Phys.* 31, 877, 1925.

⁴⁾ K. W. Meissner, *Ann. der Phys.* 76, 124, 1925.

⁵⁾ H. B. Dorgelo, *Physica* 5, 90, 1925.

In de volgende tabel geven wij in de eerste kolom de golflengten der door ons gevonden *Ne*-lijnen weer. In de tweede kolom vindt men de door Lyman en Saunders ¹⁾ gepubliceerde waarden der golflengten dezer *Ne*-lijnen en in de derde kolom de serie-aanduiding der lijnen.

Golflengte (in Å) Dorgelo-Abbink	Golflengte (in Å) Lyman-Saunders	Serie
743,74 ± 0,1 } 735,97 " " }	743,78 } 735,95 }	$1p - 2s_4$ } $1p - 2s_2$ }
629,76 " " } 626,82 " " }	629,80 } 626,79 }	$1p - 3s_4$ } $1p - 3s_2$ }
619,09 " " } 618,63 " " }	618,92 } 615,62 }	$1p - 3d_5$ } $1p - 3d_2$ }
615,59 " " }		$1p - 3s'_1$ }
602,69 " " } 600,03 " " }	602,78 } 600,08 }	$1p - 4s_4$ } $1p - 4s_2$ }
598,77 " " } 595,83 " " }	598,88 } 595,92 }	$1p - 4d_{2,5}$ } $1p - 4s'_1$ }
591,70 " " } 589,84 " " }	591,85 } 589,9 }	$1p - 5s_4$ } $1p - 5s_2$ }
		$5d_2$ }

De scherpte der spectraallijnen was zoo goed, dat de beide lijnen 619,09 Å en 618,63 Å zeer duidelijk gesplitst te zien waren.

Op al onze opnamen met het *Ne-He*-mengsel (30 % *He*) waren steeds de $1p - ms_2$ lijnen sterker dan de $1p - ms_4$ lijnen. Nu zijn de s_2 en s_4 niveau's volgens Landé gekarakteriseerd door hetzelfde inwendige quantumgetal $J = \frac{3}{2}$. Volgens de intensiteitsregels ²⁾ zou men dus, wanneer de $1p - ms_4$ en de $1p - ms_2$ lijnen gelijksoortige lijnen waren, verwachten, dat de $1p - ms_2$ en $1p - ms_4$ lijnen dezelfde intensiteit hadden. Dit is echter, zooals wij reeds opmerkten, niet het geval. Door S. Goudsmit ³⁾ en F. Hund ⁴⁾ werd evenwel daarop gewezen, dat het karakter der $1p - ms_2$ lijnen een ander is dan dat van de $1p - ms_4$ lijnen. Volgens hen kan

¹⁾ Th. Lyman en F. A. Saunders. *Nature* 116, 358, 1925, *Phys. Rev.* 25, 886, 1925.

²⁾ H. C. Burger en H. B. Dorgelo. *Z. f. Phys.* 23, 258, 1924.

³⁾ S. Goudsmit. *Z. f. Phys.* 32, 794, 1925.

⁴⁾ F. Hund. *Z. f. Phys.* 33, 345, 1925.

de grondterm van *Ne* opgevat worden als een 1S_0 term en zijn de s_2, s_3, s_4, s_5 termen respectievelijk analoog aan $^1P_1, ^3P_0, ^3P_1$ en 3P_2 termen. Volgens deze opvatting hebben de $1^1S_0 - m^1P_1$ ($1p - ms_2$) lijnen het karakter van singulettlijnen, de $1^1S_0 - m^3P_1$ ($1p - ms_4$) lijnen min of meer het karakter van intercombinatielelijnen. Dan is ook te verwachten, dat de $1p - ms_4$ lijnen zwakker dan de $1p - ms_2$ lijnen zijn.

Zeër merkwaardig is echter, hetgeen ook door Lyman en Saunders opgemerkt wordt, dat bij opnamen met *He*, waarbij zich slechts zeer geringe sporen *Ne* bevinden, de intensiteitsverhouding der beide *Ne*-resonantielelijnen $1p - 2s_2$ en $1p - 2s_4$ omkeert. Op een dergelijke opname was de intensiteit der lijn $743,74 \text{ \AA}$ ($1p - 2s_4$) zeer veel sterker dan die der lijn $735,97 \text{ \AA}$ ($1p - 2s_2$). Evenwel was de $1p - 3s_2$ lijn ($626,82 \text{ \AA}$) weer sterker dan de $1p - 3s_4$ lijn ($629,76 \text{ \AA}$) evenals bij de opnamen van *Ne* met 30% *He*.

De opnamen van het glimlicht van vrijwel zuiver *He* (met nog slechts enkele sporen *Ne*), gaven de volgende *He*-lijnen:

$$584,33 \pm 0,1 \text{ \AA} (1S - 2P), 537,08 \pm 0,1 \text{ \AA} (1S - 3P) \text{ en} \\ 522,17 \pm 0,1 \text{ \AA} (1S - 4P).$$

Lyman ¹⁾ geeft nog een vrij sterke lijn $600,3 \pm 0,6 \text{ \AA}$ van diffuus karakter, terwijl onder bepaalde omstandigheden deze lijn een continue verbreding vertoont, welke zich uitstrekt naar den kant der langere golflengten. Ook op onze opnamen staat een vrij sterke lijn $600,03 \text{ \AA}$ van hetzelfde voorkomen.

Onder alle voorbehoud interpreteert Lyman deze lijn als corresponderende met overgangen van den $2S$ -toestand van *He* naar den $1S$ -toestand, dus met een verboden overgang.

Nu komt de plaats van deze lijn $600,03 \text{ \AA}$ binnen de grenzen der meetnauwkeurigheid overéén met die van de *Ne*-lijn $1p - 4s_2$.

Daar *He* vrijwel altijd nog eenige sporen *Ne* bevat, komt het ons niet onwaarschijnlijk voor, dat de bedoelde lijn $600,03 \text{ \AA}$ de $1p - 4s_2$ lijn van *Ne* is, welke aangeslagen wordt door stooten van de tweede soort met de metastabiele $2s$ -toestanden van *He*. (Hoewel zeer zwak, komen op onze *He*-opnamen ook de overige bovengenoemde *Ne*-lijnen van $743 \text{ \AA}$ tot $598 \text{ \AA}$ voor). Daar de energie van den aangeslagen $4s_2$ -toestand van *Ne* zoo goed als gelijk is aan die van den metastabielen $2S$ -toestand van *He*, zal volgens de beschouwingen van J. Franck ²⁾ over „den Wirkungsquerschnitt

¹⁾ Th. Lyman, Nature 110, 278, 1922. Astroph J. 60, 1, 1924.

²⁾ J. Franck, Naturw. 14, 211, 1926.

bei atomaren Stosprozessen" deze overdracht der energie van den metastabielen *He*-aatomtoestand aan het *Ne* zeer gemakkelijk optreden. Bedenken we nu verder, dat over het algemeen de leeftijden der metastabiele *He*-aatomtoestanden vrij groot zijn ¹⁾, zoodat de kans op een botsing van een *He*-aatom in den metastabielen toestand met een *Ne*-aatom (zelfs bij zeer geringe sporen *Ne* in het *He*) groot is, dan is een optreden van de *Ne* lijn $1p - 4s_2$ met verhoogde intensiteit zeer goed mogelijk.

Volgens het vorenstaande is dan ook te verwachten, dat die lijnen in het zichtbare deel van het spectrum, welke corresponderen met overgangen van het electron vanuit het $4s_2$ -niveau van *Ne* in een zuil met *He*, waarbij zich slechts geringe sporen *Ne* bevinden, een relatief sterkere intensiteit hebben dan dezelfde lijnen in een gewone *Ne*-zuil. Inderdaad is dit ook zoo. Terwijl bijv. in een *Ne*-zuil (met 5% *He*) de beide lijnen 5433,652 Å ($2p_{10} - 4s_2$) en 5662,553 Å ($2p_{10} - 4s_4$) ongeveer even sterk zijn, is in een *He*-zuil (met zeer weinig *Ne*) de eerste lijn veel sterker dan de tweede. In het algemeen treden verschillende hogere lijnen van *Ne* in een *He*-zuil (met zeer weinig *Ne*) relatief ten opzichte van de $2s - 2p$ lijnen veel sterker op dan dezelfde lijnen in een gewone *Ne*-zuil. Met het oog op de interessante wisselwerking tusschen de metastabiele *He*-aatomtoestanden en de *Ne*-atomen hopen wij dit nader quantitatief na te gaan.

Volgens deze beschouwingen zal de leeftijd van aangeslagen metastabiele $2S$ -toestanden van *He* sterk verkort worden door toevoeging van geringe sporen *Ne* aan het *He*.

In zijn publicatie over het *He*-spectrum in het uiterste ultraviolet geeft Lyman ²⁾ nog een lijn 591,56 Å, welke geïnterpreteerd wordt als een $0S - 1\pi$ lijn.

Beschouwt men evenals S. Goudsmit en G. E. Uhlenbeck ³⁾, het *He*-spectrum als analoog aan een aardalkalispectrum, dan zou deze door Lyman opgegeven *He*-lijn te interpreteren zijn als een intercombinatielijne van het Singulet-Triplet-systeem van *He*. Op onze *He*-opnamen komt deze lijn echter niet voor; wel vinden wij op onze *Ne*-opnamen een zwakke lijn 591,70 Å (Lyman geeft hiervoor 591,85 Å).

¹⁾ Door één onzer werden bij kamertemperatuur leeftijden van ongeveer $1/240$ sec. gevonden, voor aangeslagen metastabiele toestanden van *Ne* (Physica 5, 429, 1925, Z. f. Phys. 34, 766, 1925.). Nog niet gepubliceerde metingen aan A gaven nog langere levensduren (bij kamertemperatuur ongeveer $1/75$ sec. voor den s_5 -toestand).

²⁾ Th. Lyman l.c.

³⁾ S. Goudsmit en G. E. Uhlenbeck, Physica 5, 266, 1925.

Zusammenfassung.

Das Spektrum einer Neon- und einer Helium-Glimmlichtentladung wurde im äussersten Ultraviolett untersucht. Die folgenden Neonlinien wurden gefunden:

743.74 Å ($1p - 2s_4$), 735.97 Å ($1p - 2s_2$), 629.76 Å ($1p - 3s_4$), 626.82 Å ($1p - 3s_2$), 619.09 Å ($1p - 3d_5$), 618.63 Å ($1p - 3d_2$), 615.59 Å ($1p - 3s'_1$), 602.69 Å ($1p - 4s_4$), 600.03 Å ($1p - 4s_2$), 598.77 Å ($1p - 4d_{2,5}$), 595.83 Å ($1p - 4s'_1$), 591.70 Å ($1p - 5s_4$), 589.84 Å ($1p - 5d_{2,5s_2}$).

Bei den Aufnahmen des Neons (mit nur wenig Helium) waren die $1p - ms_2$ Linien stärker als die $1p - ms_4$ Linien. Jedoch ist die $1p - 2s_4$ Linie des Neons stärker als die $1p - 2s_2$ Linie, wenn man als Lichtquelle eine Entladung in Helium mit nur geringen Spuren Neon benutzt.

Die folgenden Heliumlinien wurden gefunden: 584.33 Å ($1S - 2P$), 537.08 Å ($1S - 3P$) und 522.17 Å ($1S - 4P$). Die auch von Lyman gegebene Linie 600.03 Å wird gedeutet als die Neonlinie $1p - 4s_2$, welche durch Stösse zweiter Art mit den metastabilen $2S$ Zuständen des Heliums angeregt wird.

Eindhoven, 4 Mei 1926.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

VERSLAGEN.

NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VEREENIGING.

Vergadering te Amsterdam op Zaterdag 27 Maart 1926.

De heer Balth. van der Pol Jr. houdt een voordracht:

Over Relaxatietrillingen.

Het onderzoek betreft de niet-lineaire differentiaalvergelijking:

$$\ddot{v} - \varepsilon (1 - v^2) \dot{v} + v = 0 \quad (1)$$

waarin ε een positieve grootte is. Beschouwt men kleine trillingen waarbij

$$v^2 \ll 1,$$

dan gaat (1) over in het bekende geval

$$\ddot{v} - \varepsilon \dot{v} + v = 0 \quad (2)$$

waaruit blijkt dat ε de beteekenis heeft van het π -de deel van het logarithmisch increment. Is dit logarithmisch increment klein ten opzichte van de eenheid, of

$$\varepsilon \ll 1,$$

dan heeft men te doen met het geval dat de spreker in 1920 onderzocht ¹⁾, hetwelk leidt tot de benaderde oplossing:

$$v = \frac{2 \sin(t + \varphi)}{\sqrt{1 + e^{-\varepsilon(t+c)}}},$$

d.i. een trilling die oorspronkelijk aanloopt als $C_1 e^{\frac{\varepsilon}{2}t} \sin(t + \varphi)$ om geleidelijk over te gaan tot een trilling met constante amplitude:

$$v = 2 \sin(t + \varphi).$$

Deze oplossing is weergegeven bovenaan in figuur 1 ²⁾. Het juist beschouwde geval is typeerend voor gewone triodetrillingen.

Het speciale onderzoek betreft echter weder de vergelijking (1), doch thans met de conditie

$$\varepsilon \gg 1.$$

Ook met deze voorwaarde blijkt (1) een periodische oplossing te hebben, zooals een discussie van (1) reeds laat zien. Immers voor kleine uitslagen gaat ook met de conditie (6), (1) over in (2). Hieruit volgt dat de oplossing:

$$v = 0$$

geen stabiele toestand aangeeft. (6) geeft n.l. de conditie waaronder de lineaire vergelijking (2) een overaperiodische verstoring voorstelt. Wij hebben dus te doen met een quasi-aperiodisch geval. Voor $v^2 \gg 1$ is de „weerstandsterm” positief en mag men op fysische gronden verwachten dat de verstoring onder deze omstandigheden de neiging heeft af te nemen naar kleinere waarden. Een kleine uitslag zal dus oploopen, een groote terug gaan, doch de tusschen-positie

$$v^2 = 1$$

is geen oplossing van (1), zoodat wij een periodische oplossing mogen verwachten.

Een directe analytische oplossing van (1) met de conditie (6) is niet gelukt, evenwel geeft spreker een graphische oplossing, met

¹⁾ Van der Pol. Tijdschrift van het Nederl. Radio Genootschap, 1, 1920.

²⁾ Het cliché werd door de redactie van het Tijdschrift v. h. Nederl. Radio Genootschap welwillend afgestaan.

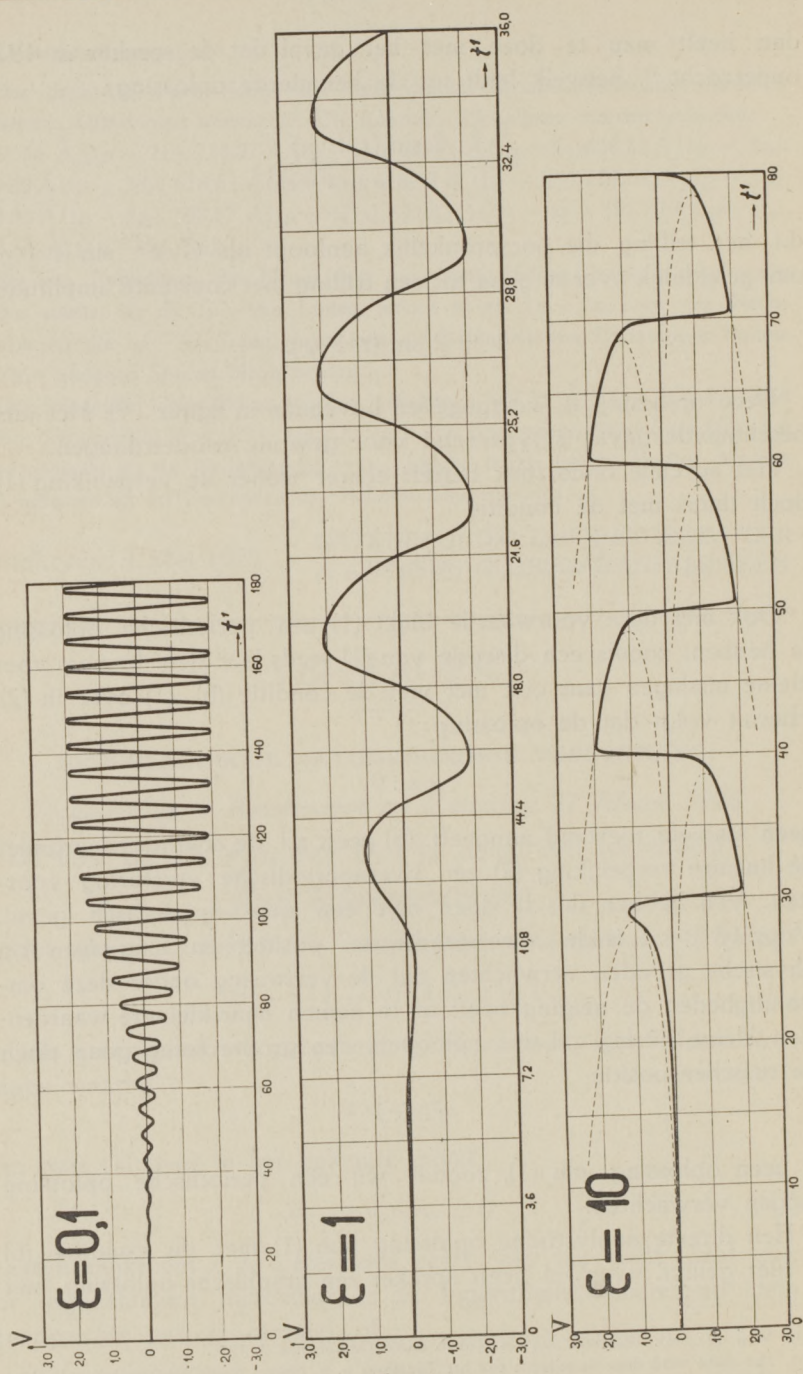


Fig. 1.

behulp van de isoclynen-methode verkregen. Het resultaat voor de gevallen:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= 0.1 \\ \varepsilon &= 1 \\ \text{en } \varepsilon &= 10\end{aligned}$$

is weergegeven in fig. 1. Het blijkt speciaal dat, wanneer

$$\varepsilon \gg 1$$

een hoekige trillingsvorm wordt verkregen waarbij de trillingstijd bij groote ε , tot deze grootheid nadert. Daar ε , zooals een nader onderzoek leert, een relaxatie-tijd voorstelt, worden de trillingen van dit type door spreker relaxatie-trillingen genoemd. Zij komen waarschijnlijk op verschillende gebieden in de natuur voor, zooals b.v. bij de Wehnelt-onderbreker, bij tal van gasontladingen, enz. Op het gebied der draadlooze telegrafie treft men deze aan bijvoorbeeld bij weerstandsversterkers en bij de multivibrateur van Abraham en Bloch. Wellicht is de normale hartslag ook een relaxatie-trilling.¹⁾ Bij elektrische systemen zooals de multivibrateur wordt de periode gegeven door een relaxatie-tijd gelijk aan het produkt van een capaciteit en weerstand:

$$T = RC.$$

Bij verwaarloozing van de eerste term in (1) verkrijgt men een oplossing die eenige malen gestippeld in de figuur bij het geval $\varepsilon = 10$ is weergegeven. Een nadere discussie leert dat de zelfinductie van eenige verbindingsdraden bij de multivibrateur (die overigens slechts weerstanden en capaciteiten bevat) het systeem periodisch maakt, ofschoon deze uiterst kleine zelf-inductie practisch geen invloed heeft op den vorm of de periode van de trilling. Men kan het systeem nl. vergelijken met een dubbele stoommachine met een veel te klein vliegwiel. Het vliegwiel is, evenals de kleine zelfinductie noodig om het systeem over de „dooie punten” te brengen. Ook een dergelijke stoommachine zal de hoekige trillingen van de figuur ($\varepsilon = 10$) uitvoeren. Een volledig verslag van het onderzoek zal verschijnen in het *Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap*.

Eindhoven.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

¹⁾ Een afzonderlijk bekrachtigde motor gevoed door een met constante snelheid loopende serie-dynamo verwisselt automatisch periodisch zijn draaiingsrichting. Dit verschijnsel is ook een relaxatie-trilling.

OPMERKINGEN

bij het artikel: „Resonantie in Neon opgewekt door lijnen uit het zichtbare Neon-spectrum” *Physica* 6, 53, 1926.

1. Pag. 54 regel 4 v. o. staat *Boven* het resonantiespectrum; dit moet zijn: *Onder*.

2. Bij nadere beschouwing van fig. 2 blijkt dat de lijn 5852 ($2s_2 - 2p_1$), de uiterste lijn links, in het resonantie-spectrum niet sterker is, dan in dat van het „schijnsel”. Dit komt daarmee overeen, dat er geen sterke absorptielijn ($2s_5 - 2p_1$) bestaat en dat de lijn 5400 ($2s_4 - 2p_1$) zeer zwak is. Nu echter uit het bovenstaande blijkt, dat de lijn 5852 niet door resonantie wordt versterkt, is haar voorkomen in het „schijnsel” raadselachtig. Daar de bedoelde lijn verreweg de sterkste uit het glimlicht is zou men aan verstrooiing kunnen denken. Toch schijnt dit niet waarschijnlijk, daar dan ook andere lijnen sterker aanwezig hadden moeten zijn.

3. Toevoeging van vreemde gassen (H_2 , Ar, Hg) vernietigt het resonantieverschijnsel. Deze waarneming gaat parallel aan eene van Dorgelo betreffende de verkorting van de levensduur der metastabiele atomen en de vermindering van de absorptie door dezelfde oorzaak.

W. DE GROOT.

BOEKBESPREKING.

Dr. B. Gutenberg. *Die seismische Bodenunruhe und ihr Zusammenhang mit den Nachbargebieten insbesondere Geologie und Meteorologie*. Gebr. Borntraeger, Berlin 1924. (Sammlung geophysikalischer Schriften. Nr. 3).

Op het titelblad is het onderwerp nog iets uitvoeriger gegeven, hier staat n.l. na Bodenunruhe nog tusschen haakjes: Schwingungen des Erdbodens durch Industrie, Verkehr, meteorologische und andere Ursachen, terwijl in het voorbericht de seismische Bodenunruhe gedefinieerd wordt als: Bewegungen, die im Gegensatz zu Erdbeben längere Zeit Teile der Erdoberfläche dauernd in mehr oder minder schnelle Schwingungen versetzen. Door deze nadere toelichtingen wordt ook voor niet-seismologen duidelijk, wat onder seismische Bodenunruhe moet worden verstaan.

In het werk worden allerlei bewegingen van den bodem behandeld, met perioden varieerende tusschen eenige honderdsten van seconden en enkele minuten, die door seismografen worden geregistreerd en niet afkomstig zijn van tectonische aardbevingen. Na een inleiding van een tiental bladzijden worden in verschillende hoofdstukken bv. behandeld: bodembeweging door industrie en verkeer, watervallen, vulkanische verschijnselen, plaatselijke stormen enz. Het leeuwenaandeel, een kleine 40 bladzijden, wordt ingenomen door hoofdstuk 7: regelmatige bodembewegingen met perioden van 4—10 seconden.

In onze taal (Batavia, De Bilt) worden de hier bedoelde bewegingen aangeduid als microseismische bewegingen. Bij een bespreking van de verschillende namen die aan het verschijnsel zijn gegeven, geeft Gutenberg aan den naam seismische Bodenuruhe de voorkeur, ofschoon de naam microseismische bewegingen het meest wordt gebruikt. De smaken verschillen, bij regelmatige bewegingen van Unruhe te spreken heeft ook zijn bezwaren, terwijl voor verwarring met microseismische — niet voelbare — bewegingen door verwijderde aardbevingen geen vrees behoeft te bestaan.

Amplitude en periode der microseismische bewegingen loopen op verschillende plaatsen en op verschillende tijden zeer uiteen; ook zijn de bewegingen niet altijd regelmatig, doordat dikwijls superposities van verschillende perioden voorkomen, die aan de registrering een onregelmatig aanzien geven. Op bl. 23 geeft de schrijver in Tabel 6 voor verschillende seismische stations in Europa en enkele in Azië Relativwerte der Bodenuruhe. In deze tabel heeft De Bilt het getal 8, de naast liggende plaatsen Bochum, Aken en Uccle resp. $3\frac{1}{4}$, $3\frac{1}{2}$ en $3\frac{1}{2}$, iets verder afgelegen stations als Hamburg $8\frac{1}{2}$, Göttingen $2\frac{3}{4}$, Straatsburg 8, Parijs 7. Gunstig gelegen stations — d.w.z. met weinig microseismische beweging — zijn bv. Zürich, Tiflis en Irkoutsk, die elk met $\frac{1}{2}$ zijn aangegeven. Uit deze getallen kan blijken, dat het verschijnsel zeer ingewikkeld is en de sterkte der bewegingen o.a. met de geologische gesteldheid van den ondergrond samenhangt; omtrent de aardschollen of aardlagen, die in rhythmische beweging worden gebracht, is nog weinig bekend.

Ook over de oorzaken der microseismische bewegingen zijn de meeningen verdeeld. Volgens de opvatting van Gutenberg (bl. 43) zouden Brandungen an den Steilküsten Westeuropas de oorzaak zijn, en zich de hierdoor opgewekte bewegingen, vooral bij sterke brandingen aan de kust van Noorwegen, tot naar Centraal-Azië voortplanten.

Bij verschillende studiën over microseismische beweging is bijzondere aandacht geschonken aan de branding aan de Noorweegsche kust; uit Fig. 19 blijkt bv. dat voor een groot deel van West-Europa, ook voor ons land, deze branding, of anders opgevat, sterke zeegang of hooge zee westelijk van Noorwegen, niet van grooten invloed is.

Veel van wat de laatste tientallen jaren over de microseismische beweging geschreven is, is door Gutenberg in Die seismische Bodenuruhe uitvoerig en grondig behandeld; wie dieper op sommige punten wenscht in te gaan, vindt aan het slot van het werk een uitvoerige literatuuropgave. Het geheel laat, ondanks enkele drukfoutjes, die wel onvermijdelijk schijnen, den indruk na, met zorg te zijn bewerkt en uitgevoerd.

v. D.

Arthur Schoenflies. Theorie der Kristallstruktur, mit 257 in den Text gedruckten Figuren. Gebrüder Borntraeger, Berlin, 1923.

In dit boek geeft de schrijver een zuiver wiskundige uiteenzetting van de theorie der geometrisch mogelijke puntroosters. Na uitvoerige inleidende beschouwingen over translatie, draaiing, spiegeling en andere „operaties”, wordt het begrip groep ingevoerd en toegepast op de groepen van dekomperaties waarbij één punt onveranderd blijft. Hierbij worden de 32 mogelijke kristalklassen afgeleid, waarbij wordt aangenomen dat, zooals later toegelicht zal worden, slechts 2-, 3-, 4- en 6-tallige symmetrieassen van kristallografisch belang zijn.

Vervolgens worden de regelmatige puntenreeks, het puntennet en het puntenrooster besproken en gewezen op hun samenhang met groepen van dekooperaties. Uit de eigenschappen der puntenroosters worden de kristallografische hoofdwetten afgeleid. Daarna volgt een systematische afleiding van alle 230 ruimtegroepen, waarbij ook de symmetrie der bouwsteen van het rooster ter sprake komt. Het boek besluit met de behandeling der roosters, welke uit opeengepakte bollen bestaan en met de bespreking van enkele bijzondere gevallen.

De betekenis van het werk van Schoenflies voor den physicus is gelegen in de mogelijkheid om bij gegeven chemische samenstelling en kristalvorm een beperkt aantal mogelijke typen van puntenroosters aan te kunnen geven. Zooals Schoenflies opmerkt is een keuze tusschen deze structuren niet mogelijk op grond van een meetkundige theorie, doch slechts door een „directe Befragung der Natur”.

H. B.

Drs. M. Hellingman. Radio. Telegrafie en Telefonie. Deel I, 317 blz., 29 fig. — C. Morks Czn., Dordrecht 1925. Prijs: geb. f 3,75.

De schrijver heeft zich ten doel gesteld om de theoretische kennis voor het begrijpen van de geheimzinnige werking der radioapparaten, bij te brengen aan den belangstellende, van wie geenerlei bekendheid met het onderwerp wordt voorondersteld. Zeer ernstig heeft hij zijn taak opgevat. Tot in bijzonderheden is de uitgebreide stof behandeld, populair en toch wetenschappelijk. Golven met hun frequentie en lengte; de beweeglijkheid der electronen; de overdracht van electricische krachtwerking; de condensator en zijn gedrag tegenover gelijk- en wisselstroom; hoog- en laagfrequente wisselstroom met de fazeverschillen tusschen stroom en spanning; de schijnbare weerstanden; het gedrag van open en gesloten ijzerkernen; capaciteit en zelfinductie parallel en in serie; en vele onderdeelen meer worden met zorg en oordeelkundig uitgeplozen; steeds wordt de praktijk gesteld naast de theorie. Alle formules komen ter sprake; zij kunnen natuurlijk niet afgeleid worden, maar zij worden begrijpelijk gemaakt en door getallenvoorbeelden verduidelijkt. Het zal den leek niet gemakkelijk vallen het geheel goed door te werken, maar doet hij het, wellicht af en toe met hulp van een meer gevorderde, dan kan hij er van verzekerd zijn een flinke basis te hebben gevormd voor het begrijpen van Deel II, waarin het „radiolampje” — triode is zeker nog niet populair genoeg — de ontvanger en zender hun geheimen zullen openbaren.

H.

Joseph Würschmidt. Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven, VI + 118 p.p. „Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik”. Heft 78, Vieweg, Braunschweig 1925, (ingen. R. M. 6.—).

Dit boekje is ontstaan uit noodzakelijkheid magnetisatie-krommen van ferromagnetische lichamen op te nemen, zonder dat, wegens het groote aantal te onderzoeken monsters, het materiaal in den theoretisch eenvoudigen vorm van ellipsoiden gebracht kon worden. De schrijver moest zijn waarnemingen verrichten aan omwentelingscilinders en dus de noodige correcties aanbrengen, om tot de eigenschappen van het materiaal te geraken. De berekening van deze tamelijk ingewikkelde correcties vormt den inhoud van dit boek. Voor ieder, die met metingen aan ferromagnetische lichamen te maken heeft, kan het van veel nut zijn.

H. R. W.

A. Benrath. **Physikalische Chemie**, II. Teil. Thermische und Photochemische Gleichgewichts- und Geschwindigkeitslehre. Uitg. Th. Steinkopf. Dresden-Leipzig. Prijs geb. M. 9.70, ing. M. 8.50.

Dit werkje maakt deel uit van de reeks der „Wissenschaftliche Forschungsberichte“, waarvan het natuurwetenschappelijk gedeelte door R. E. Liesegang wordt uitgegeven. Volgens de voorrede is het de bedoeling van den schrijver diegenen, die niet met de nieuwere ontwikkeling der physische chemie op de hoogte zijn in kort bestek een indruk van de vorderingen der laatste jaren te geven. Nu mag misschien het boekje heel geschikt zijn voor hen die van dit gebied een diepere studie willen maken, wie echter meent dat de lezing hem een algemeen beeld zal geven, komt bedrogen uit. De schrijver verwijst naar niet minder dan 1300 oorspronkelijke verhandelingen in een werkje van nog niet 200 blz.; in 't algemeen is hierbij weinig van kritiek te bemerken: door de al te groote beknoptheid in de tekst dikwijls onleesbaar. Een enkel voorbeeld hiervan blz. 2. Schrijver bespreekt onregelmatigheden die zich in afkoelingskurven kunnen voordoen. „Solche Schwierigkeiten haben zur Aufstellung einer Theorie der Unter erkühlung geführt *). Eine solche umfasst nicht nur Schmelzen sondern auch Lösungen, . . . *). Solche Erscheinungen lassen sich mit Hilfe der Theorie der Allotropie erklären. *) Nach dieser Theorie *) kann eine Phase bei unaiem Verhalten pseudobinär sein. De sterretjes verwijzen naar evenzoovele verhandelingen.

Als we dit gelezen hebben weten we nog evenveel als te voren. Alleen kennen we enkele verhandelingen. Het boek zal m.i. dan ook voor velen alleen als literatuurlijst waarde hebben.

v. A.

Joseph Würschmidt **Theorien des Magnetismus**, X + 309 pp. „Die Wissenschaft“, Bd. 74. Vieweg, Braunschweig 1925, (ingen. R. M. 16,—, geb. R. M. 18.—).

Dit boek is een vertaling uit het Amerikaansch in het Duitsch van een rapport, uitgebracht door een commissie van de National Research Council en gepubliceerd onder den titel „Theories of Magnetism“ in het Bulletin of the National Research Council, Vol. 3, Part 3. Nr. 18. Een indruk omtrent den inhoud krijgt men door de volgende opsomming der bijdragen: S. L. Quimby, Magnetische Theorien vor der Entdeckung des Elektrons, 17 pp.; A. P. Wills. Der Fortschritt in der Entwicklung der Theorien des Para- und Diamagnetismus von 1900 bis 1920. 116 pp.; E. M. Terry, Theorien des Ferromagnetismus. — Innere Felder, 56 pp.; J. Kunz, Theorien der magnetischen Kristalle und das Magneton, 54 pp.; S. R. Williams, Magnetostriktion und ihre Bedeutung für die magnetischen Theorien, 14 pp.; S. L. Quimby, Theorien der Magnetostriktion, 12 pp.; S. J. Barnett, Das Impulsmoment des Elementarmagnets, 23 pp.; L. R. Ingersoll, Magneto-Optik, 14 pp.

In de voorrede van de Amerikaansche uitgave wordt een zekere inhomogeniteit verontschuldigd door te wijzen op de groote geografische afstanden der schrijvers. Inderdaad valt eenige onevenwichtigheid dan ook niet te ontkennen, 14 pp. voor de magneto-optica is toch al heel weinig, deze verhandeling, die een vluchtige schets geeft van Faraday-, Zeeman- en Kerr-effect en heelemaal buiten quantentheorie en spectrumsystematiek omgaat, lijkt me wel een van de minst geslaagde. Daarentegen is het stuk van Wills wel erg uitvoerig en weidt hij wel eens wat veel aandacht aan theorieën van Gans e.a., die blijkens het werk

van mej. van Leeuwen (Diss. Leiden 1919. uittreksel in J. de Phys. 2, p. 361, 1921) wel korter besproken hadden kunnen worden. Waarschijnlijk zal het stuk wel grotendeels geschreven zijn, voordat de critiek van mej. van Leeuwen hem bekend was, zoodat hij die wel terloops vermelden, maar niet meer verwerken kon.

In het algemeen wordt de litteratuur tot ca. 1921/22 geciteerd, maar de vertaler deelt mede, dat de schrijvers zoo vriendelijk geweest zijn het aan de vertaling ten grondslag gelegde exemplaar hunner bijdragen nog eens om te werken of door te zien. Ofschoon eenerzijds deze omstandigheid de waarde van het werk verhoogt, staat daar tegenover het bezwaar, dat men niet precies weet, hoe ver die omwerking wel gaat. Terwijl b.v. in het artikel van Kunz litteratuur tot 1924 toe genoemd wordt, wordt aan de proeven van Stern en Gerlach ternauwernood eenige aandacht geschonken (bij Barnett).

Een van de meest interessante verhandelingen in den bundel is die van Barnett. Bijzonder trof het mij ook bij hem de opmerking te vinden (aan anderen misschien lang bekend), dat uit Abraham's berekeningen van het magnetische moment van een roteerend electron met oppervlaktelading die waarde volgt voor de verhouding van magnetisch tot mechanisch impulsmoment die telkens in de nieuwere bepalingen van het Einstein-de Haas-effect volgt, n.l. het dubbele van de „normale”.

Natuurlijk mist men in een bundel als de hier besprokene veel, wat men wel gaarne vermeld had gezien en is er ook wel eens weggelaten, wat m.i. zeker genoemd had moeten worden (zoo b.v. de critiek van Stern op de berekening van het magnetonen-aantal uit waarnemingen over vaste lichamen), maar dit neemt niet weg, dat men hier veel samengebracht ziet, wat bij de studie van de theorieën van het magnetisme in hun tegenwoordigen stand van veel nut kan zijn.

H. R. W.

E. Back und A. Landé. Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien, 213 blz. 25 fig. 2 fotografische platen. Jul. Springer, Berlin 1925. Prijs G. M. 14.40, geb. G. M. 15.90.

Dit boek verschijnt als de eerste band van een serie: „*Struktur der Materie in Einzeldarstellungen*” uitgegeven door M. Born en J. Franck, een serie, die belooft een mooie verzameling te worden van werken die tezamen het zich steeds meer uitbreidende gebied van de structuur der materie van alle zijden willen belichten. Deze eerste band geeft al een goed voorbeeld van den opzet.

De onderzoekingen van het Zeeman-effect hebben zich in verschillende richtingen sterk uitgebreid. Wat in den aanvang het *anomale* Zeeman-effect werd genoemd, blijkt hoe langer hoe meer het haast alleen voorkomende zijn. Het normale is uitzondering geworden. Dat heeft met zich mede gebracht, dat de eenvoudige theorie voor het normale effect niet in staat bleek de groote verscheidenheid van normale Zeeman-effecten te verklaren.

Hoe nu de theorie geworden is van die ingewikkelde structuur vindt in dit boek een ruime plaats naast een uitvoerige uiteenzetting van de experimenteele kant van deze verschijnselen. Want hier is weer een mooi voorbeeld hoe theorie en experiment wederzijds bevruchtend op elkaar kunnen inwerken. Het is dan m.i. ook juist gezien om voor de samenstelling van zulk een werk de samenwerking te hebben verkregen, van den practicus, die zooveel gedaan heeft voor het experimenteele onderzoek der verschillende typen, en den theoreticus, die een gelukkige

greep heeft gedaan om in die groote verscheidenheid van typen, met verschillend aantal componenten, verschillende polarisatietoestanden en intensiteiten een weg te vinden, die tot nu toe steeds tot het doel voert. Of de theorie een verklaring van dien weg geeft? Landé zal zelf wel de eerste zijn omdat in twijfel te trekken, en 't is verstandig om bij verschillende paragrafen maar een noot te zetten, dat deze wel overgeslagen kan worden. In de eerste 23 paragrafen geeft Landé dan een duidelijk inzicht in het verband tusschen anomaal Zeeman-effect en de multiplet-structuur. Ook het Paschen-Back-effect, dat betrekking heeft op de geleidelijke verandering der componenten in sterke magneetvelden wordt uitvoerig besproken. De behandeling van het experimenteele deel door Back is zeer volledig. Daaraan worden de laatste 13 paragrafen gevoegd. Vooral is hier van belang, de uitvoerige uiteenzetting hoe het waargenomen beeld van het Zeeman-effect op de fotografische plaat moet worden herkend als tot een bepaald type te behooren, en hoeveel foutenbronnen daarbij te vermijden zijn. Een prachtig uitgevoerde fotografische plaat met 35 gevallen van splitsingen, verhoogt in hooge mate de waarde van dit werk.

Aansluitende bij de literatuurlijsten van Kaiser en Zeeman die tot 1914 loopen, is hier nog een lijst van 99 titels opgenomen verschenen op dit en aanverwant gebied. Voorts verhoogden eenige tabellen met de Zeeman-typen van doubletten tot septetten voor den werker op dit gebied de bruikbaarheid van dit werk.

De uitvoering is keurig verzorgd. Wanneer de andere banden van deze serie ook zoo duidelijk en uitvoerig de stof uiteenzetten, dan zal de „Struktur der Materie in Einzeldarstellungen“ een waardevolle serie worden.

T. v. L.

Felix Auerbach. Physik in Graphischen Darstellungen, 1557 fig., op 257 platen met verklarende tekst, 2e druk. Teubner, Leipzig 1925. Geb. G. M. 14.—.

Toen in 1912 de eerste druk van dit werk verscheen, heeft wel ieder, die de waarde kent van de grafische voorstelling bij het onderwijs, verbaasd gestaan, dat het mogelijk bleek, een zoo groot aantal onderwerpen uit het groote gebied der natuurkunde op deze wijze te behandelen. Vooral, dat er bij het algemeen bekende zooveel oorspronkelijk werk van den schrijver was, maakte het werk in hooge mate aantrekkelijk.

En nu is het een verblijdend teeken, dat er van dit werk een tweede uitgave is verschenen, die natuurlijk (hoe kan het anders) in omvang is toegenomen. (De eerste druk had 1373 figuren op 213 platen). Maar ook hier heeft gelukkig Auerbach getoond, dat, „in der Beschränkung zeigt sich der Meister“. Er moest, doordat de natuurkunde in de laatste tijden zoo sterk groeit, veel nieuws opgenomen worden, maar daarvoor moest ook wat van het vroegere vervallen. En daardoor is verkregen, dat het boek niet onhandig groot is geworden en dat er toch met het nieuwste rekening is gehouden. Om met eenige voorbeelden toe te lichten:

Er zijn drie nieuwe platen over de relativiteitstheorie opgenomen, voorts de moderne samenstellingen van het periodiek systeem. Warmte, licht en Röntgenspectra, radioactieve reeksen, Zeeman-effect enz. Om plaatsruimte te krijgen zijn bijv. plaat 1 en 133 van de eerste druk samen tot een plaat (145) omgewerkt. Daardoor blijft wel de voorstelling der dimensies behouden, maar de voorstelling in den eersten druk was overzichtelijker.

Bij al het goede wat ik van dezen nieuwen druk kan zeggen, is er toch een ding te betreuren. Het papier waarop de tweede druk is afgedrukt is veel minder glanzend dan dat van den eersten druk en dit brengt met zich mede, dat figuren als bijv. op plaat 183 en plaat 207 onvoldoende worden weergegeven. Voor de meeste figuren hindert dit niet, maar het is toch wel jammer dat de qualiteit van het papier niet meer die is van de eerste uitgave.

Overigens is de technische afwerking goed verzorgd.

Ik kan dus aan hen, die veel van grafische voorstellingen gebruik maken en ook met het nieuwste op dit gebied op de hoogte willen zijn, dit boek zeer aanbevelen.

T. v. L.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

- G. Birtwistle*, The Quantum Theory of the Atom. — The Syndics of the University Press, Cambridge, England 1926. Prijs 15 sh. net.
- J. W. N. le Heux*, Beginzelen der Nomographie, met 31 figuren. — Al. E. Kluwer, Deventer 1926. Prijs ingen. f 1.20.
- R. Ferrier*, Les nouveaux Axiomes de l'Electronique. — R. G. E., Editeur, Paris 1925.
- M. von Laue*, La Théorie de la Relativité (Traduction par Gustave Létang) Tome II: La Relativité générale et la Théorie de la Gravitation d'Einstein, 312 blz. — Gauthier-Villars et Cie., Paris 1926.
- C. A. Crommelin*, Beschrijvende Catalogus der Historische verzameling van Natuurkundige Instrumenten in het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Leiden, (met 4 portretten en 11 afbeeldingen van Instrumenten), 70 blz., Ed. IJdo, Leiden 1926.
- Alexander Goetz*, Physik und Technik des Hochvakuums, mit 121 Abbildungen und 3 Tafeln. 260 blz. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt.-Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 16, geb. R. M. 18.
- E. E. Mogendorff*, Natuurkunde voor het voorbereidend Hooger Onderwijs, derde Deel B, Electriciteit en Magnetisme, 217 blz. — Noordhoff, Groningen 1925. Prijs f 3.75.
- S. P. Thompson*, Höhere Mathematik — und doch verständlich, aus dem Englischen übertragen von Klaus Clusius mit 69 Figuren, 242 blz. — Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig 1926. Prijs R. M. 6.80.
- W. J. Moll en H. C. Burger*, Leerboek der Natuurkunde, bestemd voor het Middelbaar, Voorbereidend Hooger en Propaedeutisch Onderwijs, 1^e deel: Mechanica, Eigenschappen der Materie, Warmte, Geluid, 244 blz., 96 fig. — Noordhoff, Groningen 1926. Prijs f 3.90, geb. f 4.50.
- G. C. Simpson, F.R.S.*, Scotts Polar Journey and the Weather, being the Halley Lecture, delivered on 17 May 1923, 31 blz. 6 fig. — Clarendon Press, Oxford 1926.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 5

HET PROEFSCHRIFT VAN PROF. KAMERLINGH ONNES

door H. A. LORENTZ

BESPROKEN OP ZIJN COLLEGE VAN 1 MAART 1926.

Het is mij een behoefte en het zal ook in Uw geest zijn, dit uur aan Prof. Kamerlingh Onnes te wijden en nog eens met een voorbeeld te doen uitkomen met hoe bewonderenswaardige volharding en toewijding hij gewerkt heeft en hoe hij zoowel in theoretische als in experimenteele richting heeft uitgeblonken. Ik wensch U eraan te herinneren, in welke mate hij reeds in zijn eerste onderzoek, dat het onderwerp van zijn academisch proefschrift vormde, zijn groote gaven getoond heeft.

De titel der dissertatie, den 10den Juli 1879 te Groningen verdedigd, luidt „Nieuwe bewijzen voor de aswenteling der aarde” en de voorrede begint met de woorden: „In dit proefschrift wordt aangetoond, dat de vermaarde slingerproef van Foucault slechts een zeer bijzonder geval is van eene geheele groep van voor het begrip der betrekkelijke beweging zeer leerzame verschijnselen, die proefondervindelijk even gemakkelijk en overtuigend de draaiing der aarde laten bewijzen.” Met de bestudeering dezer verschijnselen was Onnes reeds te Heidelberg begonnen, waar Kirchhoff hem opmerkzaam had gemaakt op het vraagstuk, „de proef van Foucault doelmatig met een kleinen slinger te verrichten”. Na zijne terugkomst hier te lande werden de toestellen die voor de proefnemingen te Groningen zouden dienen, met de uiterste zorg ontworpen en werd tevens een breed opgezet theoretisch onderzoek ondernomen. Het eerste en omvangrijkste gedeelte van het proefschrift handelt over de betrekkelijke beweging, en over de toepassing daarop van de methode van Hamilton-Jacobi. Het is aan vraagstukken gewijd, waartoe wel is waar de slingerproeven aanleiding hadden gegeven, maar die veel verder reiken dan deze.

Zoo blijkt het dat reeds toen Onnes het ideaal van een innig samengaan van waarneming en theorie voor den geest stond en begrijpt men dat hij in de voorrede met ingenomenheid de volgende woorden van Helmholtz, in zijne „Gedächtnisrede auf Gustav Magnus” aanhaalde:

„Gegenwärtig scheint es mir, als wenn immer mehr und mit Recht die Überzeugung Boden gewönne, dass in dem entwickelteren Zustande der Wissenschaft nur derjenige fruchtbar experimentiren könne, der eine eindringende Kenntnis der Theorie hat und ihr gemäss die rechten Fragen zu stellen und zu verfolgen weiss; und andererseits dass nur derjenige fruchtbar theoretisiren könne, der eine breite praktische Erfahrung im Experiment hat.”

In Fig. 1 en 2 ziet men de inrichting van den gebezigden toestel ¹⁾. De slinger, bestaande uit de koperen buis n , waarop een doorboorde looden bol q is geschoven, is omringd door een kegelvormigen metalen mantel k , die van onderen door een horizontale koperplaat is gesloten. Op den bovenrand van den mantel rust de plaat c en deze draagt de inrichting waaraan de slinger zoo is opgehangen dat hij om twee onderling loodrechte, in hetzelfde horizontale vlak liggende assen kan schommelen. Die assen zijn de naar elkaar gekeerde scherpe kanten van twee gekruiste messen. Het benedenste daarvan, s_1 , is vast op de plaat c bevestigd.

Met t is een stuk aangewezen, dat uit twee dikke, op elkaar vlak geslepen en aan elkaar geschroefde platen is samengesteld. Van de onderste is zooveel in de richting van het mes s_1 weggenomen, dat het stuk met het benedenvlak van de bovenste plaat op den scherpen kant van s_1 kan geplaatst worden en daarom voldoende kan heen- en weerschommelen. Op dergelijke wijze is van de tweede plaat van t zooveel weggenomen dat het bovenste mes s_2 met zijn scherpen kant op het bovenvlak van de eerste plaat van t kan rusten. De assen liggen dus werkelijk in hetzelfde horizontale vlak en het is nog slechts noodig, den slinger vast met het mes s_2 te verbinden. Daarvoor dienende schijven z en v , waarvan de eerste aan het mes is bevestigd, terwijl de tweede de slingerstang n draagt; zij zijn onderling verbonden door de stangen p , die met eenige speling door openingen in de plaat c loopen.

¹⁾ De toestel is nagenoeg volledig bewaard gebleven en is thans, daarvoor welwillend door Prof. Coster te Groningen afgestaan, in het Natuurkundig Laboratorium te Leiden opgesteld.

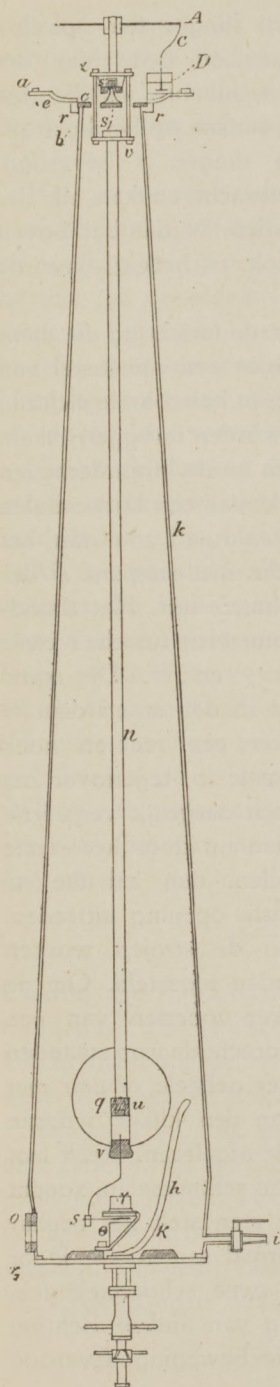


Fig. 1.

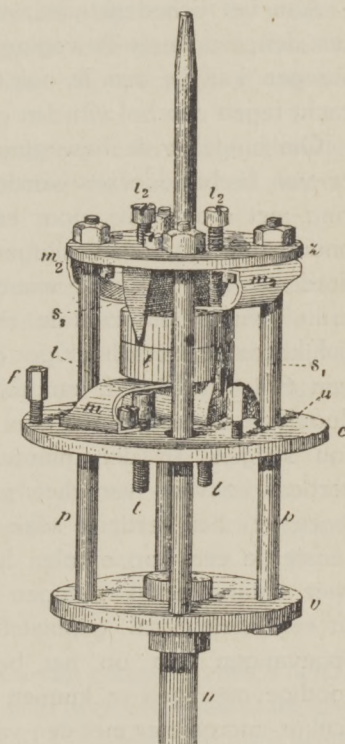


Fig. 2.

Men kan de traagheidsmomenten van den slinger ten opzichte van de beide messen regelen en dus tusschen den duur der schommelingen om elk daarvan een klein verschil van willekeurige grootte teweeg brengen door gewichten te plaatsen op het horizontale tafeltje A , dat aan den top van den slinger is bevestigd. Voorts kan een oliedemping worden aangebracht en kan elk der schommelingen afzonderlijk gearrêteerd worden. Nadat het boven de plaat c liggende deel met een glazen klok is bedekt, kan de geheele toestel luchtledig worden gepompt.

Aan het benedeneinde ziet men vooreerst de inrichting die dient om den slinger in beweging te brengen. Door een samenstel van stangen kan de arm h , ook in het luchtledig, in horizontale richting zacht tegen den bol worden gedrukt en snel worden teruggetrokken.

Om eindelijk de beweging waar te nemen en de bijzonderheden er van te bestudeeren wordt gebruik gemaakt van een horizontalen ring met draadkruis, door een gebogen metaaldraad zoo aan het onderende van den slinger verbonden, dat het snijpunt P der draden in het verlengde van de as van den slinger ligt. Het draadkruis kan in horizontale richting vrij schommelen tusschen twee gelijkbeenige, rechthoekige glazen prisma's γ en θ . De stand van θ is in Fig. 1 aangewezen en γ staat in den stand dien θ door een wenteling om een verticale as over een rechten hoek zou krijgen. In den mantel is een venstertje o tegenover het verticale zijvlak van het prisma θ en een dergelijk venstertje tegenover het verticale vlak van γ . Laat men nu door het eerste venstertje een horizontalen lichtbundel invallen, dan zal die na twee totale terugkaatsingen door de bovenste opening uittreden, en een horizontaal geplaatste kijker waarin de stralen worden opgevangen kan op het beeld van P worden ingesteld. Om de noodige metingen te kunnen doen is de kijker voorzien van een oculair-micrometer met een vasten en een loodrecht daarop staanden verschuifbaren draad; bovendien kan aan het geheele oculair met dien micrometer een wenteling om de as van den kijker worden gegeven, die op een verdeelden cirkel wordt afgelezen. Eerst laat men b.v. den slinger alleen om één der messen schommelen, zoodat P langs een rechte lijn heen en weer gaat; men stelt het oculair zoo dat die rechte lijn met den vasten draad samenvalt. Door hetzelfde te doen als de combinatie der twee schommelingen, zooals kan voorkomen, een rechtlijnige trilling van andere richting oplevert, bepaalt men het „azimuth” van die beweging. Evenzoo

kan het azimuth der assen van een elliptische baan worden gevonden, terwijl de lengten der assen kunnen worden gemeten door aan oculair en micrometerdraad zulke standen te geven, dat de draad de ellips achtereenvolgens aan de uiteinden der assen raakt.

Het uitvoerige theoretisch onderzoek stelde Onnes in staat, van tal van bijzonderheden die zich bij zijne proeven voordeden rekenschap te geven; hij wist b.v. den invloed der wrijving te bepalen en de correcties vast te stellen, die met het oog daarop, wegens het niet oneindig klein zijn der amplituden en wegens andere storende omstandigheden moesten worden aangebracht. Hier kan van dat alles geen sprake zijn; wij moeten ons tot het essentieele der verschijnselen bepalen.

Om nu hierin een inzicht te krijgen is een eenvoudige theorie, zooals in het tweede deel van het proefschrift ontwikkeld wordt, voldoende.

Als de amplituden der schommelingen klein genoeg zijn, kan het snijpunt der kruisdraden P geacht worden, zich in een horizontaal plat vlak te bewegen. Zij nu O de evenwichtsstand, OX de lijn langs welke P heen en weer gaat bij schommeling alleen om het eerste mes, en OY , loodrecht op OX , de bewegingsrichting bij schommeling alleen om het tweede mes. In elk dezer meest eenvoudige gevallen is de beweging een enkelvoudige trilling die aan een welbekende differentiaalvergelijking voldoet, en wel hebben de formules die voor de beide grondtrillingen elk op zich zelf gelden, den vorm

$$\ddot{x} = -n_1^2 x, \quad \ddot{y} = -n_2^2 y. \quad (1)$$

Daarbij zijn n_1 en n_2 de in het algemeen van elkander verschillende frequenties. Het is alsof een stoffelijk punt P door een quasi-elastische kracht die voor de richtingen OX en OY ongelijke grootte heeft, naar den evenwichtsstand werd getrokken.

Kon zich nu zulk een punt in beide richtingen tegelijk bewegen, dan zouden, als de aarde niet wentelde, de vergelijkingen (1) ook gelijktijdig gelden. Hierin brengt de aswenteling een wijziging, die als het gevolg der bekende kracht van Coriolis kan beschouwd worden. Zij geeft aanleiding tot twee bijkomstige termen, zoodat de vergelijkingen worden

$$\ddot{x} = -n_1^2 x - \beta \dot{y}, \quad \ddot{y} = -n_2^2 y + \beta \dot{x}. \quad (2)$$

De constante β is, in het geval van het zooeven genoemde stoffelijke punt, het dubbel van de component ψ van de hoeksnelheid volgens de verticaal der waarnemingsplaats. Ook voor den slinger of liever voor het snijpunt P der kruisdraden gelden de vergelijkingen (2). Alleen is β nu een weinig van 2ψ verschillend, waarvan echter voorloopig zal worden afgezien.

De nieuwe termen zijn klein in vergelijking met de andere wanneer β kleiner dan n_1 of n_2 is. Bij de proeven was dit in zoodanige mate het geval, dat bij de berekeningen termen van de orde β^2 mogen worden verwaarloosd. Rekent men β positief, dan gelden op het Noordelijk halfmond bovenstaande formules met de daarin voorkomende teekens als de assen zoo worden gekozen dat een wenteling van $O X$ naar $O Y$ van boven gezien de richting van de beweging der wijzers van een uurwerk heeft.

1. Men kan de vergelijkingen (2) volledig integreeren. Stelt men n.l. dat x en y beide den tijd in den factor e^{kt} bevatten, dan gaan zij over in

$$(k^2 + n_1^2) x = -k \beta y, \quad (3)$$

$$(k^2 + n_2^2) y = k \beta x, \quad (4)$$

waaruit volgt

$$(k^2 + n_1^2) (k^2 + n_2^2) = -k^2 \beta^2, \quad (5)$$

eene betrekking die voor de bepaling van k kan dienen. De twee waarden die men voor k^2 vindt, leiden tot twee bijzondere oplossingen en door samenstelling daarvan wordt de algemeene oplossing gevonden.

2. Stel nu vooreerst dat n_1 en n_2 veel meer van elkaar verschillen dan β bedraagt. Dan zijn de wortels van (5) op termen van de orde β^2 na

$$k^2 = -n_1^2, \quad k^2 = -n_2^2.$$

Neemt men de eerste waarde en stelt men

$$k = i n_1,$$

dan volgt uit (4)

$$y = i \frac{n_1 \beta}{n_2^2 - n_1^2} x.$$

Aan de vergelijkingen wordt derhalve voldaan door

$$x = a e^{i n_1 t}, \quad y = i \frac{n_1 \beta}{n_2^2 - n_1^2} a e^{i n_1 t}$$

en ook door de reële deelen dezer uitdrukkingen

$$x = a \cos n_1 t, \quad y = - \frac{n_1 \beta}{n_2^2 - n_1^2} a \sin n_1 t.$$

De eerste bijzondere bewegingstoestand bestaat dus in een trilling volgens de x -as, gecombineerd met een veel zwakkere beweging in de richting der y -as. Tusschen beide bestaat een phaseverschil van een kwart trillingstijd en de resulterende beweging is derhalve een elliptische trilling met de groote as der baan in de richting van $O X$. Tot hetzelfde besluit komt men door uit te gaan van $k = -i n_1$ en het behoeft nauwelijks gezegd te worden dat bij den tweeden bijzonderen bewegingstoestand, die aan $k^2 = -n_2^2$ beantwoordt, de baan een langgerekte ellips met de groote as volgens $O Y$ is.

3. Er is grooter verscheidenheid van verschijnselen als het verschil van de frequenties n_1 en n_2 zoo klein wordt, dat het met β vergelijkbaar is, zooals bij de proeven steeds het geval was.

Zij n^2 het gemiddelde van n_1^2 en n_2^2 en stel

$$n_1^2 = n^2 - n a, \quad n_2^2 = n^2 + n a.$$

Dan zal, als wij onderstellen dat $n_1 < n_2$ is, a eene met β vergelijkbare positieve grootheid zijn; zij is de maat voor de „anisotropie”, evenals β die voor den invloed der aswenteling is. Het is erom te doen uit de bewegingsvergelijkingen af te leiden welken invloed beide oorzaken, te gelijk werkende, hebben.

Ter vereenvoudiging stellen wij nog

$$a = \gamma \cos \vartheta, \quad \beta = \gamma \sin \vartheta \quad (6)$$

(γ positief en ϑ tusschen 0 en $\frac{1}{2} \pi$); de constante γ is klein, evenals a en β , en de hoek ϑ bepaalt de verhouding tusschen de invloeden van de beide oorzaken waarop a en β betrekking hebben.

Uit de bewegingsvergelijkingen

$$\ddot{x} = -n^2 x + a n x - \beta \dot{y}, \quad \ddot{y} = -n^2 y - a n y + \beta \dot{x} \quad (7)$$

volgt

$$x = u \cos \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right) \cos (n t + p) + v \sin \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right) \sin (n t + p), \quad (8)$$

$$y = u' \sin \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right) \cos (n t + p) + v' \cos \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right) \sin (n t + p), \quad (9)$$

waarbij tusschen de constanten u, v, u', v' de betrekkingen

$$u - v \cos \vartheta = u' \sin \vartheta, \quad v - u \cos \vartheta = -v' \sin \vartheta, \quad (10)$$

of, wat op hetzelfde neerkomt,

$$u' - v' \cos \vartheta = u \sin \vartheta, \quad v' - u' \cos \vartheta = -v \sin \vartheta \quad (11)$$

bestaan. Hierbij zijn termen van de orde γ^2 verwaarloosd.

Dat door de uitdrukkingen (8) en (9) aan de bewegingsvergelijkingen voldaan wordt, blijkt bij rechtstreeksche substitutie. Men kan eerst door herleiding van (8) en (9) x en y voorstellen als de som van enkelvoudig periodieke termen met de frequenties $n + \frac{1}{2}\gamma$ en $n - \frac{1}{2}\gamma$. Men zal dan vinden dat de termen met de eerste frequentie, op zich zelf genomen, aan (7) voldoen en evenzoo de termen met de tweede frequentie.

Met (8) en (9) is de algemeene oplossing van (7) gevonden omdat er vier integratieconstanten in voorkomen, n.l. de phase-termen p en q en twee van de onderling verbonden grootheden u, v, u' en v' .

Stelt men nog

$$\left. \begin{aligned} a &= u \cos \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right), & b &= v \sin \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right), \\ a' &= u' \sin \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right), & b' &= v' \cos \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

dan gaan (8) en (9) over in

$$\left. \begin{aligned} x &= a \cos (n t + p) + b \sin (n t + p), \\ y &= a' \cos (n t + p) + b' \sin (n t + p), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

waaruit volgt

$$(a' x - a y)^2 + (b' x - b y)^2 = (a' b - a b')^2.$$

Waren a, b, a', b' constant, dan zou (13) een elliptische trilling voorstellen, die onder bijzondere omstandigheden in een rechtlijnige kan ontaarden. In werkelijkheid zijn, zooals uit (12) blijkt, a, b, a' en b' periodieke functiën van den tijd. Wegens de kleine waarde van γ veranderen zij intusschen veel langzamer dan de factoren $\cos (n t + p)$ en $\sin (n t + p)$. Daarom kan men nog van een elliptische (of rechtlijnige) schommeling spreken, waarbij nu echter de gedaante en de ligging der baan langzaam van oogenblik tot oogenblik veranderen. Na den tijd

$$\frac{2\pi}{\gamma}$$

hebben a, b, a' en b' hunne oorspronkelijke waarden met het

tegengestelde teeken gekregen; dan is de baanvorm dien men eerst had weer teruggekeerd.

4. Is $\beta = 0$ (geen aswenteling), dan wordt blijkens (6), (10) en (11)

$$\vartheta = 0, \quad \gamma = \alpha, \quad u = v, \quad u' = v'$$

en kan men de oplossing schrijven in den vorm

$$\begin{aligned} x &= u \cos (n t - \tfrac{1}{2} \gamma t + p - q), \\ y &= u' \sin (n t + \tfrac{1}{2} \gamma t + p + q). \end{aligned}$$

Dit zijn de schommelingen om de twee messen met de frequenties $n - \tfrac{1}{2} \alpha = n_1$ en $n + \tfrac{1}{2} \alpha = n_2$. Door de samenstelling van beide ontstaat de bekende figuur van Lissajous, een langzaam veranderlijke en van tijd tot tijd tot een rechte lijn samenvallende ellips, die voortdurend de zijden van een rechthoek raakt.

5. Door daarentegen $\alpha = 0$ te stellen (geen anisotropie) krijgt men het geval van de slingerproef van Foucault. Men heeft nu

$$\begin{aligned} \vartheta &= \tfrac{1}{2} \pi, \quad \gamma = \beta, \quad u' = u, \quad v' = -v, \\ x &= u \cos (\tfrac{1}{2} \beta t + q) \cos (n t + p) + \\ &\quad + v \sin (\tfrac{1}{2} \beta t + q) \sin (n t + p), \\ y &= u \sin (\tfrac{1}{2} \beta t + q) \cos (n t + p) - \\ &\quad - v \cos (\tfrac{1}{2} \beta t + q) \sin (n t + p). \end{aligned}$$

Voert men twee assen $O X'$ en $O Y'$ in, die op zeker oogenblik met $O X$ en $O Y$ samenvallen en in het vlak van deze met de hoeksnelheid $\tfrac{1}{2} \beta$ ronddraaien, zoodat op den tijd t $O X'$ met $O X$ den hoek $\tfrac{1}{2} \beta t + q$ vormt, dan zijn de nieuwe coördinaten van het bewegelijke punt

$$x' = u \cos (n t + p), \quad y' = -v \sin (n t + p).$$

Met betrekking tot $O X'$ en $O Y'$ is de baan dus steeds dezelfde; m.a.w. de trillingsellips (die ook een rechte lijn kan zijn) draait, zonder van vorm en afmetingen te veranderen, in het vlak $X O Y$ met de hoeksnelheid $\tfrac{1}{2} \beta$ in het rond.

6. Wij kunnen nu het algemeene geval, dat zoowel α als β van nul verschillend is, bespreken. Om te beoordeelen of op zeker oogenblik de baan een rechte lijn of een ellips is, en, in het laatste geval, in welke richting zij doorloopen wordt, kan men de grootheid

$$M = x \ddot{y} - y \ddot{x},$$

n.l. het moment der snelheid ten opzichte van het middelpunt O , beschouwen. Is dit nul, dan is de beweging rechtlijnig, terwijl een

positieve of een negatieve waarde aanduidt dat de baan in de positieve of de negatieve draaiingsrichting wordt beschreven.

Daar het de bedoeling is de beweging in de onveranderlijk gedachte baan te beschouwen, kan men bij de afleiding van M uit (13) de amplituden a, a', b en b' als constant beschouwen. Men vindt dan

$$M = n (a b' - a' b) = n [u v' \cos^2 (\tfrac{1}{2} \gamma t + q) - u' v \sin^2 (\tfrac{1}{2} \gamma t + q)]. \quad (14)$$

Vooreerst blijkt hieruit dat, wanneer na een tijd $2\pi/\gamma$, zooals reeds gezegd werd, dezelfde baanvorm is teruggekeerd, dit is met dezelfde bewegingsrichting. Verder, dat M alleen dan nul kan worden, en de ellips dus alleen dan tot een rechte lijn kan samenvallen, als $u v'$ en $u' v$ hetzelfde teeken hebben. Bij de proeven heeft dit zich voorgedaan, en wel omdat men begon met den slinger een rechtlijnige schommeling te geven. Als wij nu, ons tot dit geval beperkende, een hoek ω (in het eerste positieve quadrant) bepalen door

$$\operatorname{tg}^2 \omega = \frac{u v'}{u' v}, \quad (15)$$

dan kunnen wij besluiten dat de trilling rechtlijnig is op de oogenblikken bepaald door

$$\operatorname{tg}^2 (\tfrac{1}{2} \gamma t + q) = \operatorname{tg}^2 \omega,$$

of

$$\operatorname{tg} (\tfrac{1}{2} \gamma t + q) = \pm \operatorname{tg} \omega. \quad (16)$$

Neemt men het bovenste teeken, dan komt men tot een reeks waarden van $\tfrac{1}{2} \gamma t + q$, die met π opklimmen en dus beantwoorden aan tijdstippen die $2\pi/\gamma$ uiteenliggen. Op al die tijdstippen heeft men dezelfde rechtlijnige baan R_1 .

Evenzoo is er op al de oogenblikken, bepaald door $\tfrac{1}{2} \gamma t + q = \pi - \omega$, enz. die aan het onderste teeken in (16) beantwoorden, een rechtlijnige schommeling, waarvan de richting R_2 , zooals aanstonds zal blijken, van R_1 verschilt. Wij hebben een volle periode der veranderingen in het oog gevat als wij letten op de op elkander volgende tijden

$$t_1 = \frac{2}{\gamma} (\omega - q), \quad t_2 = \frac{2}{\gamma} (\pi - \omega - q), \\ t_3 = \frac{2}{\gamma} (\pi + \omega - q).$$

Op het oogenblik t_1 heeft men de rechte lijn R_1 , op t_2 de lijn R_2 en op den tijd t_3 is R_1 teruggekeerd. Men ziet dat de geheele periode door het voorkomen van de tweede rechtlijnige trilling in de onderperioden

$$t_2 - t_1 = \frac{2}{\gamma} (\pi - 2 \omega) \text{ en } t_3 - t_2 = \frac{2}{\gamma} \cdot 2 \omega$$

verdeeld wordt.

Men merke nog op dat bij het aangroeien van t de uitdrukking (14) bij het nul worden van teeken wisselt. De omloopsrichting in de ellips keert dus om, telkens als deze voor een oogenblik tot een rechte lijn samenvalt.

7. Men kan de verhoudingen tusschen de amplituden u, v, u', v' in de hoeken ϑ en ω uitdrukken. Gebruik makende van de betrekkingen (10) kan men nl. voor (15) schrijven

$$u^2 \cos \vartheta - u v \sec^2 \omega + v^2 \cos \vartheta \operatorname{tg}^2 \omega = 0 \quad (17)$$

en hieruit kan men de verhouding

$$\frac{u}{v} = k$$

afleiden. Is die gevonden, dan volgt verder uit (10)

$$\frac{u'}{v} = \frac{k - \cos \vartheta}{\sin \vartheta}, \quad \frac{v'}{v} = \frac{k \cos \vartheta - 1}{\sin \vartheta}. \quad (18)$$

Nu zijn er twee waarden van k , nl.

$$k = \frac{\sec^2 \omega}{2 \cos \vartheta} \pm \sqrt{\frac{\sec^4 \omega}{4 \cos^2 \vartheta} - \operatorname{tg}^2 \omega},$$

beide bestaanbaar en positief, zoodat in elk geval u/v positief zal zijn. Om ook het teeken van u'/v te beoordeelen, merke men op, dat, als k_1 en k_2 de twee wortels zijn, waarvan de som en het product aan (17) ontleend kunnen worden,

$$\begin{aligned} (k_1 - \cos \vartheta)(k_2 - \cos \vartheta) &= k_1 k_2 - (k_1 + k_2) \cos \vartheta + \cos^2 \vartheta = \\ &= -\sin^2 \vartheta \end{aligned}$$

wordt. Van de beide waarden van $k - \cos \vartheta$ is dus de eene positief en de andere negatief. Bepalen wij ons tot de kleinste waarde van k , waarmede wij hier kunnen volstaan, dan kunnen wij met het oog op (18) ervan verzekerd zijn, dat u'/v negatief is. De betrekking (15) leidt dan verder tot hetzelfde besluit wat v'/v betreft.

Met behulp van ϑ en k kunnen nu de richtingen der lijnen R_1 en R_2 worden aangegeven.

Op de boven door t_1 en t_2 aangeduide oogenblikken is

$$\frac{a'}{a} = \frac{b'}{b}$$

en dus blijkens (13) en (12)

$$\frac{y}{x} = \frac{a'}{a} = \frac{u'}{u} \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \gamma t + q \right).$$

Hierdoor is de tangens van het azimuth der rechte lijnige trilling met betrekking tot de x -as bepaald. Daar de laatste factor op de beide oogenblikken de waarden $\operatorname{tg} \omega$ en $-\operatorname{tg} \omega$ heeft, liggen R_1 en R_2 symmetrisch ten opzichte van de x -as, en wel is, daar u'/u negatief is, het azimuth van de eerste lijn negatief. Stelt men het door $-A$ voor, en dat van R_2 door $+A$, dan is

$$\operatorname{tg} A = -\frac{u'}{u} \operatorname{tg} \omega. \quad (19)$$

8. Het is interessant ook de ellipsen in het oog te vatten, die juist in het midden van elke onderperiode beschreven worden. Op het oogenblik $\frac{1}{2}(t_1 + t_2)$ is $\frac{1}{2} \gamma t + q = \frac{1}{2} \pi$, en dus volgens (12) en (13)

$$x = v \sin(n t + p), \quad y = u' \cos(n t + p).$$

De assen der ellips zijn langs de x - en de y -as gericht, en men kan hun verhouding door den tangens van zekeren hoek χ_1 voorstellen, Daar u' en v tegengesteld teken hebben, stellen wij

$$\operatorname{tg} \chi_1 = -\frac{u'}{v}, \quad (20)$$

waardoor χ_1 een positieve hoek in het eerste quadrant wordt.

Op den tijd $\frac{1}{2}(t_2 + t_3)$ is $\frac{1}{2} \gamma t + q = \pi$, en dus

$$x = -u \cos(n t + p), \quad y = -v' \sin(n t + p).$$

Op nieuw hebben de amplituden tegengesteld teken. Wij schrijven daarom voor de verhouding van de assen dezer trillingsellips

$$\operatorname{tg} \chi_2 = -\frac{v'}{u}. \quad (21)$$

Ook χ_2 ligt dan tusschen 0 en $\frac{1}{2} \pi$.

9. Thans mogen deze theoretische uitkomsten met een der waarnemingsreeksen van Onnes worden vergeleken. Op zeker oogenblik t_1 werd een rechtlijnige trilling (R_1) waargenomen met het azimuth $-11^\circ 19'$ en 1,126 uur later (t_2) weer een rechtlijnige beweging (R_2) met het azimuth $12^\circ 18'$; op een tijdstip (t_3), 3,116 uur na het eerste, was de slinger tot de eerste rechtlijnige trilling met het azimuth $-11^\circ 19'$ teruggekeerd. In het midden zoowel van de eerste als van de tweede onderperiode had de beweging in een ellips plaats, die symmetrisch ten opzichte van de coördinaatassen, d.w.z. ten opzichte van de messen stond. Voor den hoek waarvan de tangens de verhouding der assen aangeeft, werd in het eene geval gevonden $7^\circ 10' \frac{1}{2}$ en in het andere $18^\circ 54' \frac{1}{2}$.

Hierbij moet worden opgemerkt dat al deze getallen door de combinatie van twee waarnemingsreeksen zijn verkregen en zorgvuldig voor den invloed der wrijving gecorrigeerd zijn.

Men ziet dat de loop der verschijnselen juist is geweest zooals uit de formules kan worden afgeleid. Alleen hadden de afwijkingen van de x -as voor R_1 en R_2 even groot moeten zijn, terwijl er $11^\circ 19'$ en $12^\circ 18'$ voor werd gevonden. Neemt men het gemiddelde dan wordt

$$A = 11^\circ 48' \frac{1}{2},$$

terwijl

$$\chi_1 = 7^\circ 10' \frac{1}{2} \text{ en } \chi_2 = 18^\circ 54' \frac{1}{2}$$

is.

10. De verschillende grootheden waarvan bij deze waarnemingen sprake is, kunnen alle uit ϑ en ω (of ϑ en k) worden afgeleid. Maar zij kunnen ook uit twee waargenomen waarden, b.v. uit χ_1 en χ_2 , worden berekend. Men kan uit deze beide hoeken besluiten 1° tot het azimuth der rechtlijnige trillingen; 2° tot den hoek ϑ en 3° tot ω en daarmee tot de verhouding van den duur der twee onderperioden. Zoo geraakt men tot verschillende bevestigingen der theorie, waarbij dan ten slotte nog komt dat men uit de proef de hoeksnelheid der aarde kan afleiden.

Het verband tusschen A , χ_1 en χ_2 volgt onmiddellijk uit (19), (15), (20) en (21), nl.

$$\operatorname{tg}^2 A = \operatorname{tg} \chi_1 \operatorname{tg} \chi_2.$$

Substitueert men hierin de zooeven opgegeven waarden van χ_1 en χ_2 , dan vindt men $A = 11^\circ 44'$, in goede overeenstemming met de uit de waarnemingen afgeleide waarde $11^\circ 48' \frac{1}{2}$.

Verder kan men voor (20) en (21) schrijven

$$\operatorname{tg} \chi_1 = \frac{\cos \vartheta - k}{\sin \vartheta}, \operatorname{tg} \chi_2 = \frac{1 - k \cos \vartheta}{k \sin \vartheta},$$

waaruit na eenige herleiding volgt

$$\operatorname{tg} (\chi_2 - \chi_1) = \operatorname{tg} \vartheta, \chi_2 - \chi_1 = \vartheta.$$

Om ook ω uit χ_1 en χ_2 af te leiden substitueeren wij in de eerste der vergelijkingen (10) de uit (20) volgende waarde $u' = -v \operatorname{tg} \chi_1$. Na vermenigvuldiging met $\cos \chi_1$ vinden wij dan

$$u \cos \chi_1 = v \cos (\chi_1 + \vartheta) = v \cos \chi_2$$

en op dergelijke wijze volgt uit de eerste van (11) na substitutie van $u = -v' \cot \chi_2$,

$$u' \sin \chi_2 = v' \sin (\chi_2 - \vartheta) = v' \sin \chi_1.$$

Uit deze uitkomsten in verband met (15) leiden wij af

$$\operatorname{tg}^2 \omega = \frac{\sin 2 \chi_2}{\sin 2 \chi_1}.$$

De waarden die men op deze wijze voor de hoeken ϑ en ω vindt, zijn ¹⁾

$$\vartheta = 11^\circ 44', \quad \omega = 57^\circ 33'.$$

Nu hangt de verhouding tusschen de beide onderperioden die wij in de veranderingen der baan onderscheiden hebben, of de verhouding van elk dezer onderperioden tot de geheele periode, van den hoek ω af. Op de tijden die met t_1, t_2, t_3 werden aangewezen (de tijden waarop de schommeling rechtlijnig is), heeft de grootheid $\frac{1}{2} \gamma t + q$ de waarden $\omega, \pi - \omega$ en $\pi + \omega$. Daaruit volgt

$$(t_3 - t_2) : (t_3 - t_1) = 2 \omega : \pi$$

en men moet dus de tweede onderperiode krijgen als men de geheele periode met $\omega / \frac{1}{2} \pi$ vermenigvuldigt. Bij de beschouwde proeven was de geheele periode 3,116 uur. Vermenigvuldigt men dit met

$$\frac{57^\circ 33'}{90^\circ} = 0,639,$$

dan komt er 1,991 uur, terwijl bij de waarnemingen werd gevonden 1,990 uur. De overeenstemming zal, wat de laatste decimaal betreft, toevallig zijn.

¹⁾ Het is geheel toevallig dat ϑ en A dezelfde waarde hebben.

11. De snelheid van de aswenteling der aarde spiegelt zich bij de proeven van Onnes af in de lengte van het tijdsverloop waarna dezelfde trillingsvorm terugkeert. Dit wordt gegeven door

$$t_3 - t_1 = \frac{2\pi}{\gamma} = \frac{2\pi}{\beta} \sin \vartheta$$

en is dus bij een slinger waarbij de frequenties n_1 en n_2 een weinig van elkaar verschillen, in de door $\sin \vartheta$ bepaalde verhouding korter dan in het geval $n_1 = n_2$ (proef van Foucault).

Daar de hoeksnelheid der aarde om de verticaal de halve grootte van β heeft, vindt men daarvoor

$$\psi = \frac{\pi}{t_3 - t_1} \sin \vartheta,$$

d.w.z. het product met $\sin \vartheta$ van de hoeksnelheid waarmede in den tijd $t_3 - t_1$ een hoek π zou worden doorlopen. Volgens de proeven wordt dus, in graden per uur

$$\psi = \frac{180}{3,116} \sin \vartheta$$

of, men de zooeven berekende waarde van ϑ ,

$$\psi = 11,75.$$

Onnes vindt 11,77 en hij corrigeert dit nog tot 11,80 terwijl de werkelijke waarde 12,03 is.

De reden van de correctie waardoor hij van 11,77 tot 11,80 komt, is dat, zooals reeds gezegd werd, in de vergelijkingen (2), als zij op het snijpunt der kruisdraden van den slinger worden toegepast, de coëfficiënt β een weinig van 2ψ verschilt. Men moet nl. stellen

$$\beta = \frac{2P - R}{2P} \cdot 2\psi,$$

waar P het traagheidsmoment van den slinger ten opzichte van een der messen en R het traagheidsmoment ten opzichte van de verbindingslijn van zwaartepunt en ophangpunt is.

Andere waarnemingsreeksen gaven dergelijke uitkomsten als de hier beschouwde en Onnes vindt als algemeen gemiddelde uit al zijne metingen $\psi = 12,04$; hij merkt daarbij op dat de uitstekende overeenstemming met de werkelijke waarde, ook in de laatste

decimaal, aan toeval moet worden toegeschreven, daar de waarnemingen slechts de voorlaatste decimaal met zekerheid konden leveren.

Ten slotte vergelijkt hij zijne uitkomsten met die, welke van der Willigen te Haarlem verkregen had, toen hij de proef van Foucault herhaalde met een enkelvoudigen slinger, een looden bol opgehangen aan een ijzerdraad van ruim 10 meter lengte. Het blijkt dat de gemiddelden uit de afzonderlijke proefreeksen van van der Willigen, die zich elk over 60 uren uitstrekten, slechts weinig nauwkeuriger zijn dan de uitkomsten bij de meeste afzonderlijke, slechts 5 uren durende proeven van Onnes, en dat het gemiddelde van al de proeven van van der Willigen (240 uren) in nauwkeurigheid achterstaat bij het gemiddelde door Onnes afgeleid uit de combinatie van eenige zijner reeksen, die te zamen ongeveer 45 uren duurden.

Tal van bijzonderheden moesten hier onbesproken blijven en het gezegde kan dan ook slechts een gebrekkig beeld geven van de zorgvuldigheid waarmede Onnes de verschijnselen bij zijn slinger bestudeerd heeft. Wat de omstandigheden betreft, onder welke hij moest werken, daarover lezen wij in den aanhef van de beschrijving der proeven het volgende:

„Daar het natuurkundig laboratorium te Groningen zich bevindt op de tweede verdieping van een gebouw, welks aangrenzende vertrekken druk gebruikt worden, en er geen afzonderlijk gefundeerde grondslag aanwezig is, moest ik mij behelpen met een als bergruimte gebruikt sousterrain. Wel is waar kon ik hier slechts een slinger van 1,2 meter lengte gebruiken, terwijl 2 meter mij daarvoor het meest gewenscht scheen; ook moest ik mijne oogen aan de nadeelen van talrijke fijne metingen bij petroleumverlichting blootstellen, en verdreef de vochtigheid mij ten slotte uit het lokaal, maar het bood de gelegenheid om tenminste eenigermate een vasten grondslag te verkrijgen, door paaltjes in den grond te heien, en de verschijnselen, welke de theorie deed verwachten, boezemden mij te veel belangstelling in, om niet te beproeven ze ook met gebrekkige hulpmiddelen waar te nemen en met de theorie te vergelijken. De vastheid van den zoo verkregen grondslag stelde mij nog te leur, zoodat ik veel grooter amplituden gebruiken moest, dan oorspronkelijk in mijn plan lag.”

Waarlijk, ik mocht ook met het oog op dit eerste onderzoek wel van volharding en toewijding spreken.

HET „CALIFORNIA INSTITUTE OF TECHNOLOGY”

door A. VAN MAANEN.

Een van de eigenaardigheden, die den vreemdeling in Amerika aangenaam verrast is de schijnbare gemakkelijke waarmee gelden gevonden worden voor inrichtingen van wetenschap of kunst. Er zijn b.v. niet minder dan een duizend „colleges” in de Vereenigde Staten, waarvan slechts een klein percentage aan Rijk, Staat, of Gemeente behoort; het overgrootste deel is uit particuliere bronnen opgericht en in stand gehouden. Een typisch voorbeeld kan men vinden in de ontwikkeling van het, vooral in natuurwetenschappelijke kringen welbekende „California Institute of Technology” in Pasadena.

Pasadena is een nog jonge stad, pas in 1874 uit eene nederzetting van eenige families uit Indiana ontstaan; in 1876 bedroeg het aantal inwoners 125! Reeds in 1891 was het zoodanig gegroeid, dat A. G. Throop, in de wandeling algemeen „Father Throop” genoemd, inzag dat zijn philanthropische neigingen het meeste nut in de gemeente konden stichten door een inrichting van onderwijs op technisch gebied in het leven te roepen. Vergeleken met de enorme kapitalen in Amerika aan onderwijs besteed, was de som die hij gaf betrekkelijk klein, \$ 125,000, maar het feit dat het bijna zijn gansche vermogen uitmaakte, en bovendien zijn enthousiasme voor de goede zaak en het interesse dat hij tot zijn dood in 1894 voor de inrichting bleef behouden, maken dat zijn naam steeds in eere zal worden gehouden. De door Throop gestichte inrichting was het best te vergelijken met eene H. B. S., ofschoon van den beginne af ook onderwijs voor meergevorderden werd gegeven.

In het begin dezer eeuw ontwikkelde zich het schoolsysteem in Zuid-Californië zoozeer, dat het „Throop Polytechnic Institute” als zoodanig minder noodzakelijk werd, terwijl aan den anderen kant de behoefte aan verdere opleiding in de technische wetenschappen meer en meer werd gevoeld.

George Ellery Hale, de bekende directeur van de Yerkes sterrewacht, had intusschen in 1904 het „Mount Wilson Observatory” gesticht en zich metterwoon in Pasadena gevestigd. In Hale vinden wij den ideëelen organisator, die voor het verdere verloop van het „Throop Polytechnic Institute” de man achter de

schermen werd. In een rapport aan de Curatoren dier inrichting in 1907 zegt Hale o.m.:

„Here in California the conditions and the need for technical education are unsurpassed. In no part of the world is electrical engineering so highly developed, especially in the transmission of power from great distances. In hydraulic engineering, we are facing today an undertaking of enormous magnitude. Under such conditions, and with the advantages afforded by climate, by the immediate neighbourhood of mountains where water power can be developed and experimental transmission lines installed, who can deny that there is a place in Pasadena for a technical school of the highest class?

In developing such a school, we must provide the best of instruction and the most perfect equipment that modern engineering offers. But in laying stress upon the practical aspects of the problem we must not forget that the greatest engineer is not the man who is trained merely to understand machines and to apply formulas, but is the man who, while knowing these things, has not failed to develop his breadth of view and the highest qualities of his imagination. No great creative work, whether in engineering or in art, in literature or in science, has ever been the work of a man devoid of the imaginative faculty”.

De curatoren, bekoord door Hale's enthousiasme, besloten zijn idee te volgen en het Instituut voortaan uitsluitend te wijden aan akademisch onderwijs. Dit was een koene stap, die ons vooral duidelijk wordt indien wij bedenken dat daardoor het aantal leerlingen van ongeveer 600 tot 31 slonk.

Hale's idealen gingen echter verder; hij wilde niet alleen eene technische hoogeschool, maar eene inrichting waar tevens de exacte wetenschappen tot hun recht konden komen, en daaronder in de eerste plaats de wiskunde, physica en chemie. Bovendien was zijn ideaal, in afwijking van dat hetwelk de laatste vijftig jaar in zoovele andere Amerikaansche instellingen overheerschend was: niet quantiteit, maar qualiteit. Om dit bereiken waren naast een zoo hoog mogelijk opgevoerden standaard van leerlingen niet alleen de gelden noodig voor eersterangs laboratoria, maar niet minder eersterangs krachten voor onderwijs en onderzoek. Wie Hale's gezond idealisme van nabij kent, (en er zijn er in Holland velen, die dit kunnen realizeeren), kent de bekoring die er van hem uitgaat en weet hoe hij iedereen voor zijn plannen weet te winnen.

In Dr. J. A. B. Scherer, den eersten president der nieuwe inrichting, werd een man gevonden, die door zijn energie en idealisme in staat was het jonge instituut gedurende de eerste moeilijke jaren van zijn bestaan niet alleen in stand te houden maar ook aanzienlijk uit te breiden, tot hij zich in 1920 wegens gezondheidsredenen genoodzaakt zag af te treden.

Onder de Curatoren, van wie Hale reeds sedert 1907 deel uitmaakte, werden mannen opgenomen, die de mogelijkheid van den groei eener dergelijke inrichting overzagen en van wie verwacht kon worden, dat zij een aanzienlijk deel van hun tijd en energie aan de zaak zouden willen wijden. In 1913 werd de naam van „Throop Polytechnic Institute“ veranderd in „Throop College of Technology“ en in 1920, met toestemming van de familie Throop, in „California Institute of Technology“. Deze laatste naamsverandering is typisch Amerikaansch; het schijnt wel vaak mogelijk te zijn gelden los te krijgen voor een inrichting van algemeen belang, maar indien de naam van een persoon aan de instelling is verbonden is dit aanzienlijk moeilijker, tenzij de namen zoo verouderd zijn als „Harvard“ of „Yale“, waarbij men zelden meer denkt aan de oorspronkelijke stichters.

Throop's naam werd verbonden aan het nieuwe centrale gebouw, „Throop Hall“, dat gedurende de eerste jaren voor alle onderwijs werd gebruikt.

Pas in 1917 begonnen de verdere gebouwen te verrijzen, hetgeen noodzakelijk was geworden door den groei van het instituut. Van dat jaar dateert het „Gates Laboratory for Chemistry“; toen dit te klein werd, gaven de gebroeders Gates de fondsen voor een tweede laboratorium, dat nu onder constructie is en dat vooral aan organische chemie zal worden gewijd.

In Januari 1922 werd een nieuw gebouw, naar den gever het „Norman Bridge Laboratory of Physics“ genoemd, in gebruik genomen en in 1925 werd ook dit vergroot, bekostigd door nieuwe fondsen van nu wijlen Dr. Bridge; het bevat nu ruim 60 lokalen voor onderzoek. Zoowel een der gebroeders Gates als Dr. Norman Bridge behoorden tot de Curatoren. Maar het is niet uitsluitend onder hen dat de fondsen voor laboratoria werden gevonden. De „Southern California Edison Company“, eene zuiver praktische maatschappij, zag het groote nut in van direct contact van haar eigen onderzoekers met de zuiver wetenschappelijke krachten aan het Norman Bridge Laboratory verbonden, en stichtte op den

campus van het California Institute een Laboratorium voor hoogspanningsonderzoek, hetwelk voor gemeenschappelijk gebruik aan het California Institute werd overgedragen en waarmee de physici eene werkplaats verkregen van ongeëvenaarde mogelijkheden op hoogspanningsgebied.

Gedurende het laatste jaar werden nog de volgende gebouwen opgericht, die weldra voor het gebruik gereed zullen zijn: een laboratorium voor „Engineering Research”, waarvoor de fondsen gedeeltelijk uit de nalatenschap van Dr. Bridge en gedeeltelijk uit andere bronnen werden verkregen, en een gebouw voor de onlangs opgerichte afdeling voor geologie en seismologie. Door cooperatie met de „Carnegie Institution of Washington” zal dit laboratorium door het Instituut worden gebruikt als het hoofdkwartier voor uitgebreide seismologische onderzoeken in Zuid-Californië. Dat juist geologie en seismologie werden gekozen als een eerste stap voor de verdere uitbreiding van het California Institute is vooral toe te schrijven aan de groote mogelijkheden voor onderzoek zoowel op physiographisch als op economisch gebied, die deze wetenschappen in de onmiddellijke nabijheid van Pasadena geboden wordt.

Het is echter niet alleen noodig laboratoria te bouwen: er moeten ook fondsen zijn om ze in stand te houden en rendeerend te maken. En het is niet overbodig hier te wijzen op eene eigenaardigheid van den Amerikaanschen geest in dit opzicht; het komt maar al te vaak voor dat men aanzienlijke sommen geeft voor een gebouw, de naam van den gever wordt er aan verbonden, maar het kapitaal noodig om het te doen functioneeren en zoo noodig te verbeteren ontbreekt veelal. Hale had dit reeds zoo menigmaal gezien, dat hij er steeds op uit is geweest te zorgen, dat dit met het California Institute voorkomen werd. In den curator A. H. Fleming, die van den beginne af groote belangstelling voor het Instituut had getoond, vond hij in dit opzicht schitterende medewerking. De eerste „endowment” werd door Fleming gevonden voor het Gates Laboratorium.

In 1922 besloot Fleming aan de steeds groeiende eischen voor het op peil houden van het Instituut tegemoet te komen; hij deed dat op vorstelijke wijze en droeg zijn geheele vermogen van ruim tien millioen gulden aan het California Institute over, voor zichzelf slechts eene matige jaarwedde bepalende. Zijn idealen voor de

inrichting legde hij neer in de acte van overdracht in de volgende woorden :

Aims and purposes of the Institute.

"The Donor is convinced that the Institute can best serve the purposes of its existence if its trustees adhere to certain fixed policies and principles, and he therefore

Earnestly Advises and Recommends

That the Institute limit its enrollment to not more than two thousand (2000) students;

That it continue the work it is now doing in the several branches of engineering;

That it specialize in research in chemistry and physics, under the direction of the most competent men obtainable, with the most liberal provision, in the way of salaries and equipment, for the prosecution of such work;

That it seek and invite the superior student;

That it help and encourage those who are disposed to research, but that the utmost care be exercised in the manner of giving such help and encouragement, keeping always in mind that ill advised or to freehanded assistance begets weakness rather than strength, and that a man should be helped to help himself;

That it use every proper effort to obtain generous endowment funds, to the end that it may be able to make adequate provision for the effective prosecution of research work, pay good salaries to its faculties, and obtain the services of educators of the first order; and lastly,

That it keep its standards of the highest.

The Donor is also convinced that the Institute should always remain a privately endowed institution".

March 1, 1922.

ARTHUR H. FLEMING.

Van de rente van dit kapitaal worden vele der loopende kosten bestreden, maar de curatoren zien ver genoeg in de toekomst om een gedeelte voor kapitaalvorming te gebruiken. Terwijl nog andere vrienden van het Instituut nu en dan niet onbelangrijke bijdragen leverden, onder welke in de eerste plaats Mevrouw Norman Bridge genoemd mag worden, die dezelfde belangstelling voor het Instituut koestert als waarvan Dr. Bridge zoo menigmaal

had blijk gegeven, werd toch een jaar geleden nog weer behoefte gevoeld om althans voor de eerste jaren finantieele moeilijkheden te voorkomen, die slechts remmend konden werken op den bloei der jonge inrichting. Een plan door den curator H. M. Robinson, bekend organisator van allerlei finantieele instellingen in Zuid-Californië, geopperd en uitgewerkt, werd juist eenige maanden geleden met succes bekroond; het bestond hierin: honderd personen te vinden, die bereid waren zich te verbinden gedurende tien jaren jaarlijksch duizend dollar bij te dragen. Binnen het jaar was de lijst van deze „Associates of the California Institute” compleet. Maar door dit idee heeft men meer bereikt dan uitsluitend het finantieele probleem op te lossen. Immers men kan er verzekerd van zijn, dat het contact der „associates” zich in vele gevallen tot belangstelling zal ontwikkelen, en onder deze honderd „associates” hoopt men weer krachten te vinden, die later voor het Instituut tijd, geld en energie over zullen hebben. Bovendien hoopt men dat tegen dien tijd ook enkele der „alumni” in staat zullen zijn den naam van het Instituut op peil te houden, zooals dit voor andere instellingen veelal het geval is.

Om nu ten slotte deze nieuwe en uitstekende laboratoria tot het hoogste punt van activiteit op te voeren, was het noodzakelijk eersterangs krachten naar het nog zoo jonge Instituut te trekken. Ook hiervoor was Hale de aangewezen man; door zijn enthousiasme wist hij verschillende bekende mannen op wetenschappelijk gebied te overreden, eerst tijdelijk naar Pasadena te komen, om hen daarna voorgoed aan het California Institute te verbinden. Zoo lokte hij voor chemie Dr. A. A. Noyes van het „Massachusetts Institute of Technology” in Boston (1919), voor physica Dr. R. A. Millikan van de „University of Chicago” (1921). Deze werd tevens „Chairman of the Executive Council”. Voor wiskunde werden H. Bateman en E. T. Bell, voor theoretische physica P. S. Epstein, voor fysische chemie R. C. Tolman, voor geologie nu onlangs J. P. Buwalda gewonnen, allen mannen van internationale bekendheid op hun gebied.

In Noyes en Millikan heeft Hale bovendien medewerkers gevonden even enthusiast als hij zelf en wier ambitie het is de werkzaamheden van het California Institute tot het hoogst mogelijke peil op te voeren. Het driemanschap zag dadelijk het groote nut in om mannen van internationale beroemdheid, aan andere universiteiten

verbonden, voor een korter of langer verblijf naar Pasadena te lokken en het is in deze pogingen tot nu toe zeer goed geslaagd. De tegenwoordigheid van mannen als Lorentz, Sommerfeld, Michelson, Ehrenfest, Alfred Noyes, en anderen van hetzelfde kaliber, geeft zoowel door hunne cursussen als door hun persoonlijk contact eene atmosfeer van rijk intellectueel leven, die aan allen ten goede komt. Naast de permanente staf voor onderwijs en onderzoek waren er voor den loopenden cursus 56 „graduate students" en 17 nationale en internationale „fellows" bezig met onderzoekingen op het gebied der physica, chemie, wiskunde en technische wetenschappen; gedurende de laatste vijf jaren trok het California Institute niet minder dan 20 buitenlanders naar Pasadena om daar voor korter of langer tijd werkzaam te zijn; voor den cursus 1925-26 bedroeg het aantal studenten 454.

Hetzelfde triumviraat, Hale, Millikan en Noyes, vatte al spoedig het plan op tot een gemeenschappelijk onderzoek naar het meest fundamenteele probleem der natuurkunde, n.l. de constitutie der materie en haar verband met de verschijnselen der straling. Voor een dergelijk grootsch plan mag men van de cooperatie van de Mount Wilson sterrewacht, het Norman Bridge, en het Gates Laboratorium met goede gronden een aanzienlijke vooruitgang verwachten. Voor dit speciale onderzoek stelde de „Carnegie Corporation in New York" voor vijf jaren \$ 30,000 per jaar ter beschikking; zij gaf verder \$ 25,000 voor de onlangs opgerichte afdeeling der geologie en \$ 100,000 als algemeen „endowment". Ook andere instellingen welke fondsen bezitten voor doeleinden op onderwijsgebied kwamen te hulp: „de General Education Board" gaf een „endowment" van \$ 300,000 pond voor salarissen, de „Carnegie Foundation for the Advancement of Teaching" droeg \$ 40,000 bij voor het pensioenfonds.

Uit veelal particuliere bronnen werd eene serie beurzen ingesteld zoowel voor studenten als voor jonge onderzoekers. Zij varieeren van vrijstelling van collegegelden tot de „fellowships" van de „National Research Council" en de „International Education Board". Niet minder dan tien percent der leerlingen en onderzoekers geniet een dergelijke finantieele tegemoetkoming. Ook in dit opzicht wordt contact gevonden met de praktijk. Zoo werd, spoedig na de ontdekking van het insulien, van medische zijde hulp verleend voor onderzoekingen in het chemisch laboratorium dezer voor suikerziekte zoo belangrijke stof; de „Pacific Gasoline Company" en de

„Standard Oil Company” droegen gelden bij voor de studie van motor-oliën en andere praktische problemen; gedurende den oorlog werden tijdelijke gebouwen opgericht voor aërodynamische en supersonische onderzoekingen, terwijl de studenten getraind werden voor het „Reserve Officers Training Corps”.

Zooals men ziet heeft de uitvoerende raad, bestaande uit het bovengenoemde driemanschap Hale, Millikan en Noyes, de Curatoren Fleming en Robinson, en den secretaris E. C. Barrett, gedurende de laatste jaren reeds heel wat tot stand gebracht. Maar hun ijver is nog geenszins aan het tanen. Nieuwe vakken worden in het oog gehouden en vooral een mogelijke ontwikkeling der „humaniora” heeft hunne volle belangstelling. Ook voor het lichamelijk welzijn der studenten en faculteit zijn plannen onderweg. Men hoopt binnen niet al te langen tijd gebouwen te krijgen, zoowel voor huisvesting als voor fysieke en geestelijke ontwikkeling. Dat de uitvoerende raad in zijn plannen zal slagen, lijdt geen twijfel.

Als wij onzen blik laten gaan over de ontwikkeling van Pasadena, dan zien wij hoezeer zich hier langzamerhand een centrum ontwikkeld heeft op wetenschappelijk gebied, eerst door de stichting der Mount Wilson sterrewacht; daarna het California Institute, en ten slotte kwam de beslissing van H. E. Huntington om zijn bibliotheek in Pasadena te vestigen. Hierdoor en vooral door zijn recente beslissing om aan de bibliotheek onderzoekers te verbinden op het gebied van litteratuur en historie is in een leemte, die het natuurwetenschappelijk onderzoek niet kan vullen, naar wij hopen gedeeltelijk voorzien. Door deze instellingen is Pasadena van een aangenaam winter resort, vroeger slechts bekend om haar aangenaam klimaat en prachtige huizen en tuinen, gegroeid tot een centrum van productief intellectueel leven.

Uit het bovenstaande moge blijken hoe om hiertoe te geraken in de eerste plaats noodig was het enthousiasme van enkele leiders, die de mogelijkheid eener dergelijke ontwikkeling voorzagen; dit enthousiasme werkt echter aanstekelijk en men mag verwachten dat in de toekomst meer en meer personen gevonden zullen worden, die het nut zullen inzien van een dergelijk centrum van intellectueel leven voor Pasadena.

Pasadena, April 1926.

HET ONDERZOEK VAN GORDIJNSLUITERS
OP FOTOTOESTELLEN

door H. DE LANGE DZ.

Naarmate de lenzentechniek zich meer ontwikkelde en de fabrikanten van optische instrumenten met steeds lichtsterkere lenzen op de markt kwamen, liet het gemis van kortere belichtingstijden dan constructief bij de lenssluiters mogelijk was, zich meer en meer gevoelen.

De grotere lichtsterkte der lens en de zeer korte belichtingstijden, welke met de nieuwere gordijnsluiters mogelijk zijn, hebben te samen bewerkt, dat er tegenwoordig ook scherpe foto's van snel bewegende voorwerpen gemaakt kunnen worden, zonder dat de plaat onderbelicht wordt.

In principe bestaat de gordijnsluiters uit een rolgordijn met een horizontale spleet over de geheele breedte der gevoelige plaat. Het gordijn is achter in het toestel, dicht bij de plaat aangebracht en het belichten vindt plaats, doordat het gordijn aan den onderkant der plaat met groote snelheid opgerold wordt, waardoor het zich van boven afrolt en de spleet van boven naar beneden langs de plaat beweegt. Alle punten der plaat ontvangen dus achtereenvolgens licht. Dit zal des te langer duren, naarmate de spleetbreedte grooter en de snelheid van het gordijn kleiner is.

Stellen we ons voor, dat het gordijn zich vlak langs de plaat beweegt, dan zal een punt van de plaat licht ontvangen gedurende den tijd, dat de spleetbreedte b zich met een een snelheid V langs het punt verplaatst heeft of wel

$$t = \frac{b}{V}.$$

Alle lichtstralen door een lichtgevend punt op de lens geworpen, worden gelijktijdig in een punt P op de plaat toegelaten, zoodra de onderkant der spleet zich ter hoogte van P voor de plaat bevindt. Ze verdwijnen alle gelijktijdig, zoodra P onder den bovenrand verdwenen is.

In werkelijkheid is de situatie echter anders, schematisch door fig. 1 aangegeven. Het gordijn beweegt zich n.l. niet vlak langs de plaat, doch a m.m. ervoor. Hierdoor wordt door den lichtkegel

met de opening der lens tot grondvlak en P als top, een cirkelvormige lichtvlek met middellijn $d = QR$ op het gordijn afgeteekend.

Onderstellen wij nu $b > d$.

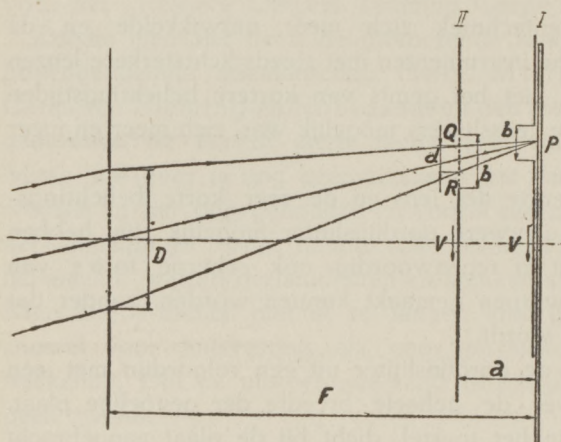


Fig. 1.

Bevindt de onderkant der spleet zich in Q , dan beginnen de eerste lichtstralen in P te vallen. Na d/V sec. is de onderkant in R aangekomen en is de volle lens vanuit P zichtbaar, wat zal duren totdat de bovenkant der spleet in Q aangekomen is, dus in $\frac{b-d}{V}$ sec.

Heeft tenslotte het gordijn zich weer d m.m. verder verplaatst dan is de bovenkant in R gekomen en er valt geen licht meer in P . Gedurende het totale verschijnsel heeft het gordijn den afstand $b + d$ afgelegd, zoodat er licht in P gevallen is gedurende den tijd:

$$t_s = \frac{b + d}{V}. \quad \dots \dots \dots (1)$$

Gedurende dezen tijd is de verlichting niet even sterk.

Wij definiëeren nu een zekere tijd t_l zoodanig, dat indien de lens gedurende dezen tijd open geweest ware, er dezelfde hoeveelheid licht in P gekomen zou zijn, als er gedurende het hierboven beschreven verschijnsel gevallen is.

Gaat er door het lichtcirkeltje op het gordijn een lichtstroom van q lumen per oppervlakte-eenheid, dan komen we tot de vergelijking:

$$\int_{t_1}^{t_2} q \cdot O \, dt + \int_{t_2}^{t_3} q \cdot O_{\text{vol}} \, dt + \int_{t_3}^{t_4} q \cdot O \, dt = q \cdot O_{\text{vol}} \cdot t_l$$

De uitkomst der tweede integraal is:

$$\int_{t_2}^{t_3} q O_{\text{vol}} dt = q O_{\text{vol}} \frac{b-d}{V}$$

En daar

$$t_2 - t_1 = t_4 - t_3 = \frac{d}{V}$$

kunnen wij het verschijnsel, dat tot de eerste en derde integraal aanleiding geeft ook gelijktijdig laten plaatsvinden. Uit fig. 2 volgt, dat, wat door den bovenkant bedekt wordt aan den onderkant vrij komt, alzoo te samen met een lichthoeveelheid overeenkomt van:

$$\int_{t_1}^{t_2} q O dt + \int_{t_3}^{t_4} q O dt = q O_{\text{vol}} t_l$$

dus:

$$q O_{\text{vol}} \frac{d}{V} + q O_{\text{vol}} \frac{b-d}{V} = q O_{\text{vol}} t_l$$

of:

$$t_l = \frac{b}{V} \dots \dots \dots (2)$$

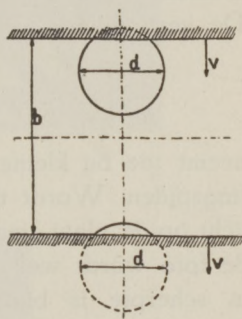


Fig. 2.

Het is deze tijd, welke op de belichtingsmeters en tabellen aangegeven is.

Wordt $b < d$, dan blijven zoowel (1) als (2) gelden.

Uit fig. 1 volgt voor elke stand van den kegel ten opzichte van de hoofdas, alzoo voor ieder punt der plaat:

$$d : a = D : F$$

en daar de relatieve opening, die op de lenzen aangegeven staat gelijk:

$$D_r = \frac{F}{D}$$

volgt:

$$d = \frac{a}{D_r}$$

d wordt dus kleiner, naarmate het gordijn dichter bij de plaat aangebracht is en bij kleiner diafragma.

Willen wij de juiste lichthoeveelheid bij zeker diafragma op de plaat brengen, dan moeten wij als sluitertijd t_l in rekening brengen, welke dus voor elke opening van het diafragma dezelfde blijft en alleen bepaald wordt door spleetbreedte en gordijnsnelheid.

Stellen we ons echter de conditie, dat het beeld van een horizontaal bewegend voorwerp, zich binnen den tijd, dat er licht in een punt van de plaat valt niet meer dan 0,1 m.m. op de plaat mag verplaatsen (voorwaarde voor fotografische scherpste), dan moeten we t_s in rekening brengen. Hierin is nu door de afstand a van gordijn tot plaat een veranderlijke grootheid naar de opening binnengeslopen en t_s wordt pas gelijk aan t_l wanneer wij sterk diafragmeeren.

De verhouding

$$\frac{t_s}{t_l} = \frac{b + d}{b} = 1 + \frac{d}{b}$$

neemt toe bij kleiner wordende b , alzoo juist bij kortere belichtingstijden. Wordt ten slotte $b < d$, dan komt er wel steeds minder licht op de plaat, maar t_s wordt niet noemenswaard kleiner d.w.z. de foto wordt wel steeds meer onderbelicht, doch van toeneming in scherpste is bijna geen sprake meer. We komen dus tot de volgende conclusie:

De gordijnsluiters moet zoo geconstrueerd worden, dat de afstand van gordijn tot plaat zoo klein mogelijk zij en het is zeer ondoelmatig de kortste belichtingstijden te bereiken door de spleetbreedte kleiner te maken dan deze afstand gedeeld door de volle relatieve opening van het objectief.

We zullen nu eens nagaan in hoeverre de Duitsche firma Contessa Nettel en de Engelsche firma Thornton Pickard aan deze voorwaarde voldaan hebben. Voor dit doel heb ik het eenvoudige toestel samengesteld, zooals door fig. 3 aangegeven. Beide zaklantaarns, welke diametraal in het wiel bevestigd zijn, laten we branden. We geven het wiel een zoodanige snelheid, dat binnen de te onderzoeken sluitertijd het wiel nog geen halve omwenteling volbrengt en bepalen het aantal toeren per sec. n .

Fig. 4 is een opname van het draaiende wiel waaruit we spleetbreedte en gordijnsnelheid met behulp van de aan het fototoestel opgemeten constanten kunnen bepalen.

Er zal weer licht op de plaat gevallen zijn, gedurende den tijd dat het lichtcirkeltje op het zich van boven naar beneden bewegend gordijn, de afstand $b + d$ heeft afgelegd. Dit zal langer duren, naarmate de relatieve snelheid van lichtcirkeltje ten opzichte van gordijn kleiner is. We zien dan ook duidelijk, dat rechts, waar



Fig. 3.

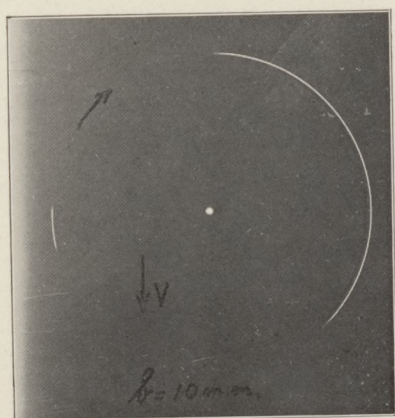


Fig. 4.

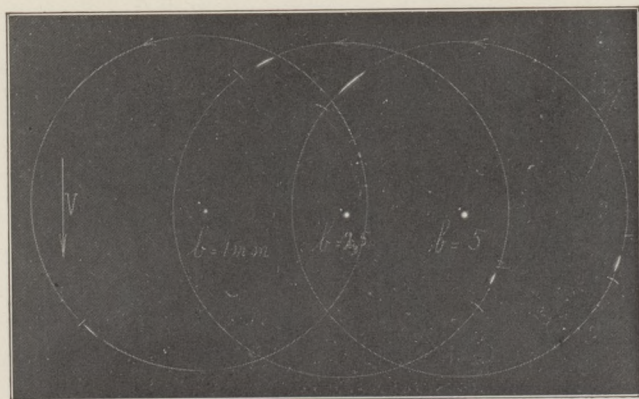
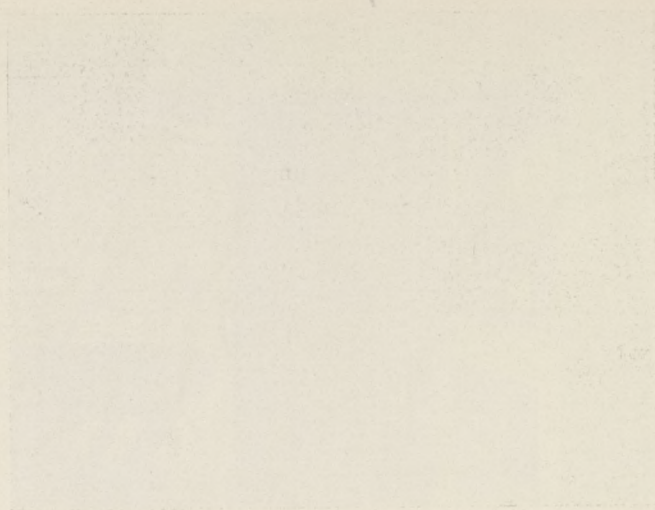


Fig. 5.



$$V_x = \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{X \frac{B-a}{B}}{\frac{l_x}{2 \pi r n}} \dots \dots \dots (1)$$

Evenzoo

$$V_y = \frac{Y \frac{B-a}{B}}{\frac{l_x}{2 \pi r n}} \dots \dots \dots (2)$$

Berekenen we V_x en V_y uit een opname, dan blijken ze niet aan elkaar gelijk te zijn dus:

De snelheid van het gordijn is niet constant.

Daar het traject X slechts een klein deel is van den weg die het gordijn in het toestel aflegt, kunnen we de beweging van het gordijn over dit traject als eenparig versneld aanzien. Noemen we de oogenblikkelijke snelheid γ , dan wordt dus $\gamma = f(S)$ een parabool. De werkelijke kromme zal wel iets van de parabolische vorm afwijken, daar de spanning van de veer, die het gordijn van onderen doet oprollen, afneemt bij toenemende weg en er tevens wrijving optreedt. Maar de parabool die V_x en V_y als gemiddelde snelheden tusschen t_1 , t_3 en t_2 , t_4 heeft, zal tusschen t_1 en t_4 met groote benadering samenvallen met de werkelijke kromme. In deze veronderstelling wordt dus:

$$\gamma = g t$$

$$S = \frac{1}{2} g t^2 = \frac{1}{2} \frac{\gamma^2}{g}$$

$$\text{dus } V_x = \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{s_3 - s_1}{t_3 - t_1} = \frac{\frac{1}{2g}(\gamma_3^2 - \gamma_1^2)}{\frac{1}{g}(\gamma_3 - \gamma_1)} = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_3) \dots \dots (3)$$

$$V_y = \frac{1}{2}(\gamma_2 + \gamma_4) \dots \dots \dots (4)$$

$$V_1 = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) \dots \dots \dots (5)$$

$$V_2 = \frac{1}{2}(\gamma_3 + \gamma_4) \dots \dots \dots (6)$$

Eliminatie van γ , V_x en V_y uit (1) tot (6) levert

$$V_1 = 2 \pi r n \left\{ \frac{x}{l_x} - \left(\frac{y}{l_y} - \frac{x}{l_x} \right) \frac{l_x - l_1}{l_1 + l_2} \right\} \frac{B - a}{B} \quad (c)$$

$$V_2 = 2 \pi r n \left\{ \frac{y}{l_y} + \left(\frac{y}{l_y} - \frac{x}{l_x} \right) \frac{l_x - l_1}{l_1 + l_2} \right\} \frac{B - a}{B} \quad (d)$$

Uit (a) en (c) of (b) en (d) is nu $b + d_B$ bekend. Als R de straal is die de lampjes in het wiel beschrijven volgt uit de lenzenformule

$$\left(\frac{r}{R} + 1 \right) F = B \quad (e)$$

Uit fig. 1 volgde:

$$d_F = \frac{a}{D_{rel}} \quad (f)$$

$$d_B = \frac{a}{D_{rel}} \cdot \frac{F}{B} \quad (g)$$

Met (g) is nu ook b bekend zoodat t_l en t_s zijn te berekenen.

Daar de snelheid van het gordijn niet constant is en we toch de snelheden bij verschillende spleetbreedten en instelspanningen willen vergelijken, zullen we als snelheid van het gordijn die snelheid nemen, welke het gordijn bij zekere instelspanning en spleetbreedte heeft, als de hartlijn der spleet samenvalt met het midden der plaat. De sluitertijden worden nu met de overweging dat bij buitenopnamen de uittrek altijd ongeveer F is:

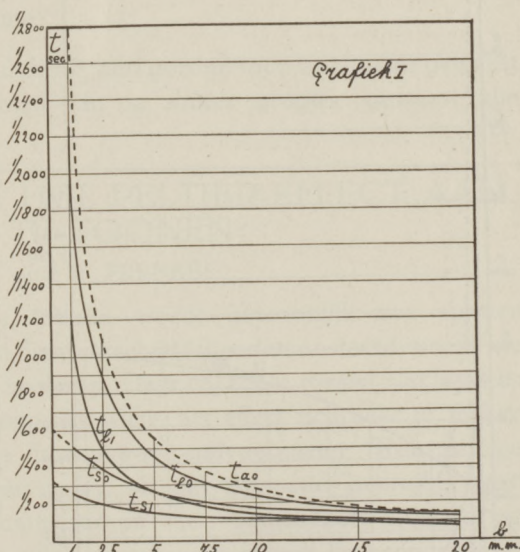


Fig. 7.

b : Instelwaarden der spleetbreedte in m.m.

t_{ao} : Aangegeven sluitertijd bij spanning o. $V_{mo} \approx 2400$ mm/sec.

t_{lo} : Maat voor de lichthoeveelheid bij spanning o (belichtingstijd)

t_{so} : Tijd van lichtval op de plaat (scherptetijd) bij spanning o en volle opening.

t_{l1} en t_{s1} respectievel. belichtingstijd en scherptetijd bij spanning 1. $V_{m1} \approx 1400$ mm/sec.

$$t_s = \frac{b + d_F}{V_m} \quad t_l = \frac{b}{V_m}.$$

Bij de Contessa Nettel Camera met Zeiss Tessar $F: 4, 5$, $F = 180$ mm en $a = 15$ mm wordt, bij uittrek F , d gelijk 3,33 mm bij volle opening. De spleetbreedte is te varieeren van 100 mm tot 1 mm en de veerspanning kunnen we op 3 waarden, 2,1 en 0 zetten. De resultaten van het onderzoek worden door fig. 7 weergegeven.

Bij constante spanning bleek de gemiddelde snelheid V_m iets af te nemen bij kleinere b . Bij de opgegeven sluitertijden is blijkbaar aangenomen, dat V_m constant blijft, welke fout we echter niet in rekening behoeven te brengen aangezien we een belichtingsfout van 20 % op het negatief niet bemerken. Uit de eerste grafiek

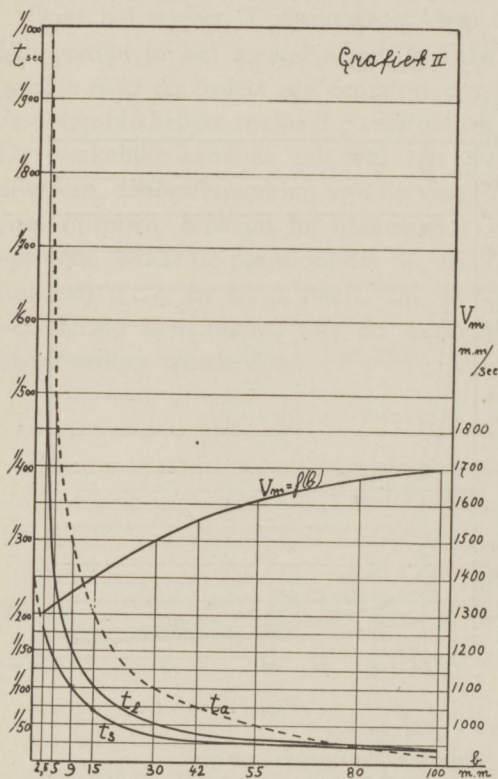


Fig. 8.

blijkt echter, dat beneden 10 mm spleetbreedte, t_s zeer sterk van t_l gaat afwijken terwijl deze korte sluitertijden juist op t_s getaxeerd moeten worden wegens het gebruik hiervan *alleen* voor snelheidsopnamen. Voor gewone opnamen kunnen we veel beter een langere belichtingstijd kiezen en de lichthoeveelheid op de plaat verminderen door diafragmeeren, dan met deze korte sluitertijden te werken bij volle opening. We hebben dan grootere dieptescherpte.

Gaan we van 10 mm spleetwijdte op 1 mm over, dan krijgen we wel 10 maal minder licht op de plaat, maar t_s is slechts 3 maal korter geworden.

De invloed van de betrekkelijk groote afstand van gordijn tot plaat ($a = 15$ mm) wordt nogmaals gedemonstreerd door fig. 5.

We zien hier dat de lichtjes in het midden van rechts naar links flauwer worden weergegeven, terwijl de lengte der lichtboogjes niet veel afneemt. Voor snelle opnamen is het met dit toestel het beste de sluiters op de grootste spanning en spleetbreedte 10 of 7,5 te zetten en diafragmeeren tot juiste lichthoeveelheid.

De resultaten van het onderzoek van een reflexcamera van Thornton Pickard, Cooke-lens $F: 2,5$. ($F = 132$ mm) en $a = 12$ mm worden door de tweede grafiek weergegeven. Hier is tevens $V_m = f(b)$ uitgezet waaruit volgt, dat hier in veel sterkere mate de gemiddelde snelheid afneemt met de spleetbreedte. De langste belichtingstijd is dichter bij $1/20$ dan bij $1/10$ terwijl de kortere tijden tot 50 % beneden de opgegeven waarde blijven.

De cirkeldoorsnede d is gelijk 4,8 m.m. bij volle opening, terwijl bij de kortste tijd de spleetbreedte 2,5 mm is. Vandaar, dat t_s bij volle opening niet hooger dan $1/180$ seconde komt.

Voor snelheidsopnamen met gunstig licht kunnen we echter bij $t_l = 1/500$ diafragmeeren tot $F: 5$, waardoor d twee maal zoo klein wordt en t_s tot $1/270$ komt.

Was bij beide toestellen de afstand gordijn tot plaat korter geweest, dan zou het scherptegebied van de sluiters grooter geweest zijn.

December 1925.

LESPROEF OM HET PELTIER-EFFECT AAN TE TOONEN

door E. FRENKEL.

Om dit effect aan te toonen wordt gewoonlijk een speciaal toestel gebruikt, waarbij het verschijnsel gedemonstreerd wordt met behulp van een luchtthermoskoop. Daar wij zoo'n toestel niet bezitten, heb ik getracht op de volgende wijze, het effect zichtbaar te maken.

Een niet te gevoelige demonstratie-galvanometer (Ruhstrat gecombineerde Volt-Ampèremeter, als galvanometer gebruikt) wordt verbonden met een accumulator en een voorschakelweerstand van ± 3000 O, zoodat een uitslag verkregen wordt van ongeveer 5 schaaldeelen. Ik voeg nu 20 O weerstand bij. De uitslag verandert hierdoor niet. Nu vervang ik de laatste weerstand door een kleine oppervlakte thermozuil van Kipp, waarin de stroom gecommuteerd kan worden (weerstand ongeveer 10 O, dus kleiner dan de vorige). De galvanometer gaat ongeveer twee schaaldeelen terug. Hiermede is dan het bestaan van een tegen E. M. K. aangetoond.

Velsen.

MEDEDEELINGEN.

Aan Prof. Keesom te Leiden mocht het gelukken het helium vast te maken, door het bij buitengewoon lage temperaturen te onderwerpen aan een hooge drukking.

De eerste proeven geschieden 25 Juni l.l., en 1 Juli l.l. werden deze ter controle herhaald, waarbij bleek, dat bij $4.25^{\circ} K$ het helium vast wordt bij 150 atm., bij $1.5^{\circ} K$ zelfs reeds bij 28 atm.

BOEKBESPREKING.

Southern. Electricity and the structure of matter. The World's manuals

Een pittig en frisch werkje met keurige en goed verzorgde illustraties; een boekje, dat op het eerste gezicht tot lezen uitnoodigt.

De hoeveelheid der behandelde stof is echter voor het korte bestek te uitgebreid; het gevolg daarvan is hier en daar een te groote beknoptheid, waardoor het doel voorbij wordt gestreefd. Het ware beter geweest hoofdstuk V, over electromagnetische golven, vóór hoofdstuk III, radio-activiteit te behandelen. Het wekt een onjuiste voorstelling van de werking van radium, wanneer men bij de eerste behandeling de γ -stralen niet noemt.

Voor iemand, die met de natuurkunde voldoende op de hoogte is, zal de beknoptheid en de volgorde geen bezwaar zijn, maar voor een leek en voor de studeerenden is dit zeker wél het geval.

Om enkele voorbeelden te noemen: de bespreking van een tralie op pag. 80 en 81 is geenszins toereikend, om iemand, die niet goed onderlegd is in de interferentie verschijnselen een denkbeeld te geven van de diffractie.

De beknopte tekst bij de fraaie illustratie van de „thermionic valve” is niet voldoende (pag. 108).

Het is onbegrijpelijk, dat de naam Lorentz, de vader van de electronentheorie, nergens in dit boekje genoemd wordt; ik geloof, dat Millikan zich aan diezelfde fout schuldig maakt. In een werkje over de structuur van de materie en den bouw van het atoom mag ook de vermelding van het Zeeman-verschijnsel niet gemist worden. Ik noem hier enkele ernstige omissies, die Nederlandsche natuurkundigen bijzonder opvallen.

E. E. M.

Hans Alterthum. Wolfram. Fortschritte in der Herstellung und Anwendung in den letzten Jahren. Uitg. Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., Braunschweig 1925
Prijs ing. M. 4.50.

Na een algemeene inleiding komen in zeven hoofdstukken achtereenvolgens ter sprake het voorkomen van het metaal als erts, de bereiding van het metaal, de eigenschappen, de toepassingen, het aantonen van wolfram in verbindingen en de chemie van het wolfram. De eerste hoofdstukken zijn daarvan het uitvoerigst behandeld. Daarin vindt men dan ook een massa gegevens die in andere monographieën niet te vinden zijn. Het boekje maakt den indruk met zorg te zijn

samengesteld, en geeft, afgezien van het chemisch gedeelte, een vrij volledig overzicht van wat van wolfraam bekend is. Het gebruik wordt zeer vergemakkelijkt door een uitgebreide inhoudsopgave. Een uitgebreide literatuurlijst is aan het slot toegevoegd. v. A.

M. Born. Vorlesungen über Atommechanik Struktur der Materie II. Julius Springer, Berlin 1925, VII + 354 bl.

Max Born merkt in het voorwoord tot dit boekje op: „het woord *atoom-mechanica* moet uitdrukken dat in dit boekje de feiten der atoomphysica van uit het standpunt van de toepassing van de grondslagen der mechanica behandeld zullen worden. Hierin ligt opgesloten dat een poging tot deductieve uiteenzetting der atoomtheorie gewaagd zal worden. De bedenking — dat de theorie hiervoor nog niet rijp is — moge afgewezen worden door er op te wijzen, dat het om een proeve, om een logisch experiment te doen is, waarvan de beteekenis is, de grenzen te bepalen waarbinnen de thans geldende beginselen juist te achten zijn en de weg te banen, die over deze grenzen uit zal gaan”. Dit programma leidt er toe dat dit boekje als „deel 1” betiteld is, deel 2 zou dan in tweede benadering de „endgültige” atoommechanica moeten uiteenzetten — waarvan nu nog slechts enkele aanduidingen in het werk van Heisenberg over de multipletten van Bohr Kramers Slater in de stralingstheorie zouden bestaan. Ongetwijfeld kunnen wij hopen dat eens een tweede deel mogelijk zal zijn, doch Born zegt terecht dat deel II wellicht nog menig jaar ongeschreven zal blijven, ja het is de vraag of een tweede benadering van wat wij thans voor atoommechanica houden, wel de inhoud van dit tweede deel zal zijn.

Het boekje van Born is een verdienstelijke uiteenzetting van de tegenwoordige theorie van het atoom, die door mathematische strengheid en door elegantie van methode uitblinkt. Naast of beter na Sommerfeld's *Atombau und Spectral* linien, dat een algemeene oriëntatie in het atoom-probleem geeft, is het een voortreffelijke gids voor ieder die zich grondig op de hoogte wil stellen van de toepassing der mechanische methoden op het vraagstuk van het atoom. Deductief bedoeld heeft het alle voor- en nadeelen van de deductieve methode. Het heeft zekerheid van redeneering en gedachtengang eenerzijds, maar het suggereert de quanten axiomatie anderzijds te zeer. Lezende in het vlot geschreven en helder betoogende boekje, krijgt men een indruk van waarheid en van bereikt resultaat, die de voorgang der wetenschap zou kunnen belemmeren als men zich niet zou kunnen onttrekken aan de charme van de in veel opzicht en zoo volmaakte vorm. Maar als men zich dit bewust blijft, is het boekje een goede gids in dit moeilijke gebied, en kan het juist omdat het wezenlijke zoo helder is voorgedragen opwekken tot verdere studie en verder denken en kan het zoo de „tweede benadering” of de nieuwe grondslagen helpen vinden.

Het boekje is ingedeeld in 4 hoofdstukken en een inleiding. De inleiding geeft een elementaire uiteenzetting van de grondslagen der quantentheorie en van de belangrijkste in deze theorie betrokken verschijnselen. Het eerste hoofdstuk behandelt het beginsel van Hamilton-Jacobi, het tweede hoofdstuk vervolgens de toepassing op de enkelvoudige en meervoudige periodieke bewegingen, de adiabaten hypothese van Ehrenfest en het Korrespondentiebeginsel van Bohr; het derde hoofdstuk geeft de „zekerste” toepassingen van de quantentheorie, n.l. die

op de systemen met één Lichtelectron. Daarbij wordt het Bohr'sche opbouw-schema van het periodieke systeem behandeld. Tenslotte geeft het vierde hoofdstuk de storingstheorie, die in hare algemeene vorm wordt uiteengezet terwijl de — eigenlijk — succesloze toepassing op Helium uitvoerig wordt behandeld.

In een aanhangsel worden nog enkele mathematische, methoden, die in de text gebruikt zijn behandeld.

Ik wil het keurig uitgegeven boekje veel lezers en veel succes toewenschen.

L. S. O.

Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik. 11e Auflage, 3de Band, 2de Hälfte. Kinetische Theorie der Wärme von Karl F. Herzfeld unter Mitwirkung von H. C. Grimm, 436 S., Vierweg 1925, RM. 21.

Het 7de hoofdstuk van M. P. leerboek, in den 10den druk nog geen 40 blz. beslaande, is door Herzfeld geheel nieuw bewerkt en geworden tot een volledig leerboek der kinetische warmtetheorie. Zooals de schrijver in zijn voorwoord opmerkt, bestond er, althans in het Duitsch, tot nu toe geen leerboek, waarin niet slechts de kinetische gastheorie behandeld wordt, maar waarin ook de talrijke toepassingen der kinetische warmtetheorie op andere gebieden een plaats vinden.

Het eerste hoofdstuk geeft een elementaire behandeling der kinetische gastheorie. Door zijn prettig leesbaren vorm en het gebruik van eenvoudige wiskunde is dit zelfs voor beginnenden aan te bevelen. Slechts enkele gedeelten, zooals die over het H -theorema en over de inwendige vrijving bij gasmengsels zijn voor hen allicht wat zwaar. Doch velen anderen zal een samenvattend overzicht als dat der warmtegeleiding in gassen bij lagen en middelmatigen druk, der effusie, der diffusie, der radiometerkrachten enz., welkom zijn, vooral ook door de volledige tot 1924 bijgewerkte litteratuuropgaven.

Het tweede hoofdstuk geeft een overzicht der statistische mechanica, waarbij geen gebruik gemaakt wordt van de methode van Gibbs. Deze wordt in het kort besproken in een der laatste hoofdstukken, evenals de door Darwin en Fowler gegeven behandeling van het waarschijnlijkheids-vraagstuk.

Bij de statistische beschouwingen sluit zich aan de behandeling der toestandsvergelijking van gassen, der thermodynamische grootheden voor gasmengsels, van het dissociatieevenwicht der reactiesnelheid.

De volgende hoofdstukken evenals de vorige met behulp der nieuwste onderzoekingen bewerkt en voorzien van litteratuuropgaven, behandelen: het vaste lichaam (ruimtenetten, verdampingssnelheid, toestandsvergelijking), de theorie der vloeistoffen (ideale vloeistoffen, vloeibare kristallen), de theorie der oplossingen (vorming van mengkristallen, vloeibare oplossingen, oppervlakteverschijnselen, adsorptie aan vaste lichamen, osmotische druk, sterk el. gediss. oplossingen), de theorie der zwevingen (Brownsche bewegingen, algemeene zwevingen).

Slechts het hoofdstuk over de quantentheorie, dat een beknopt overzicht geeft over hare toepassingen op het gebied der warmtetheorie, zouden wij hier en daar met het oog op het karakter van een leerboek, gaarne wat uitvoeriger zien. Een kort hoofdstuk over de geschiedenis der atoomtheorie en de getalwaarden der natuurconstanten besluit dit zeer aan te bevelen leer- en handboek.

d. H. L.

Franz Wolf, Die schnellbewegten Electronen, Stand und Entwicklung der heutigen Kenntniss, mit besonderer Rücksicht auf die Vorgänge beim radioaktiven Zerfall; Fr. Vieweg, Braunschweig 1925, 125 blz., prijs Mk. 7.50.

Daar in de handboeken over radiologie de ontwikkeling onzer kennis van het bovengenoemd gebied slechts tot een vroeg tijdstip is te vinden, achtte de schrijver het nuttig, aan de hand van de experimenteele resultaten, een historisch overzicht te geven van de jonge en jongste literatuur en zodoende tevens een samenhangend beeld te ontwerpen van onze tegenwoordige opvattingen. Wij kunnen niet anders doen dan verklaren, dat de auteur dit doel zeer gelukkig heeft bereikt; hij heeft een heldere en aangenaam leesbare monografie geschreven, waarin de zoo verschillende vraagstukken die met zijn onderwerp in verband staan, op duidelijke en bevattelijke wijze worden besproken. Het boekje telt zes hoofdstukken (waarvan het laatste er een weinig vreemd aanhangt), te weten: I van de ontdekking der radioactiviteit tot het inzicht in het wezen der β -stralen; II de massa van het electron en haar afhankelijkheid van de snelheid; III de wisselwerking tusschen electronen en materie; IV de snelheid der β -stralen; V de pogingen tot verklaring der β -stralenspectra; VI de afhankelijkheid der krachten van de snelheid.

Men krijgt wel den indruk, dat de schrijver het werk van zijn eigen landgenooten zéér uitvoerig bespreekt en het een grootere beteekenis toekent dan menig ander zou doen.

B.

Die Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik, heraus gegeben von *Dr. Richard v. Mises*, I, mathematischer Teil, 686 blz., Fried. Vieweg & Sohn Akt. Ges., Braunschweig 1925. Prijs: ingen. 40 M, geb. 44 M.

Dit boek verschijnt als zevende druk van Riemann-Weber's partiellen Differentialgleichungen, maar is toch een geheel ander werk, dat met Weber's boek niet veel gemeen heeft. Het eerste deel bevat een uiteenzetting van de wiskundige methoden; deze zullen in een tweede deel, dat nog verschijnen moet, op de problemen der Mechanica en Physica worden toegepast.

Deel I bevat een twintigtal hoofdstukken van verschillende hand, n.l. vijf hoofdstukken over de algemeene hulpmiddelen, te weten: reelle Functionen (G. Szegö), lineare Gebilde (R. v. Mises), komplexe Veränderliche (K. Löwner), unendliche Reihen (Szegö), Variationsrechnung (C. Carathéodory); vijf hoofdstukken over gewone differentiaalvergelijkingen, te weten: Anfangswertproblemen (L. Bieberbach), Randwertaufgaben zweiter Ordnung (Bieberbach und v. Mises), die aus den Randwertaufgaben zweiter Ordnung entspringenden besonderen Functionen (Szegö), die aus den Randwertproblemen entspringenden Reihenentwicklungen (Szegö), besondere Randwertaufgaben (Bieberbach und v. Mises); vier hoofdstukken over integraalvergelijkingen en potentiaaltheorie, te weten: Übersicht der Probleme und Resultate, Auflösung der Integralgleichungen, Anwendung der Integralgleichungen auf Randwertprobleme, Potential, alle vier van de hand van v. Mises; ten slotte zes hoofdstukken over partiële differentiaalvergelijkingen, te weten: Anfangswertprobleme (H. Rademacher), die Potentialgleichung in der Ebene (Löwner), die Potentialgleichung im Raume (Szegö), Randwertprobleme der partiellen Differentialgleichungen zweiter Ordnung (Rademacher), einige

besondere Probleme partieller Differentialgleichungen (Rademacher und E. Rothe) Variationsrechnung und Randwertprobleme (R. Courant).

Het ligt voor de hand te vermoeden, dat een werk van zoovele schrijvers iets onrustigs, weinig samenhangends moet hebben; dit is echter volstrekt niet het geval. De heer v. Mises had een plan voor het geheele werk ontworpen, dat bij de meeste hoofdstukken (niet bij die van de heeren Carathéodory en Courant) tot in bijzonderheden was uitgewerkt en door besprekingen met het meerendeel der medewerkers gezamenlijk zijn daarin kleine wijzigingen gebracht; op deze wijze is inderdaad een geheel verkregen, waarvan de deelen goed samenhangen. Is er zoodoende van eenig nadeel tegenover het werk van een enkelen auteur niets te bespeuren, zeer duidelijk wordt men het voordeel gewaar, dat gelegen is in de grootere kennis, die elke medewerker van zijn afzonderlijk onderwerp heeft, dan een enkele schrijver van alle tezamen kan hebben. Bovendien laat elk hoofdstuk zich uitstekend lezen zonder de andere, wat voor een boek, dat veelal tot naslaan gebruikt zal worden, geen gering voordeel is.

Wij wenschen het boek dan ook veel succes en durven te voorspellen, dat het weldra algemeen als een standaardwerk op zijn gebied zal worden beschouwd. Belangstellend zien wij uit naar de verschijning van het tweede deel, dat, blijkens een bij het eerste gevoegde voorloopige inhoudsopgave, hoofdstukken bevatten zal over de mechanica der stoffelijke punten en der starre lichamen (waaronder hemel- en atoommechanica), warmtegeleiding en diffussie, het electromagnetische veld (stationair, quasistationair en snel wisselend veld) en de mechanica der continua (vloeistoffen en elastische lichamen).

D.

Manne Siegbahn, Spectroscopy of X-Rays, translated by G. L. Lindsay. Oxford University Press. London: Humphrey Chifford, 1925.

Dit werk is in hoofdzaak een vertaling van de oorspronkelijke Duitsche uitgave, die reeds vroeger in dit tijdschrift uitvoerig besproken is (*Physica* 4, blz. 189). Op enkele plaatsen echter is de tekst eenigszins omgewerkt, en zijn enkele nieuwere onderzoekingen opgenomen. Dit is het geval in hoofdstuk II, par. 12, die handelt over de afwijkingen van de Bragg'sche reflectie voorwaarde. In de Duitsche uitgave zijn enkele storende fouten ingeslopen, die hier hersteld zijn. Zoo is formule 19 op blz. 25 van de Duitsche uitgave

$$\Omega = \frac{m}{2 e N} (v_0^2 - v_1^2)$$

in de Engelsche uitgave vervangen door den vorm

$$\frac{1}{\Omega} = \frac{e^2 N}{2 \pi m} \sum \frac{1}{v_0^2 - v_1^2} \quad (\text{blz. 23})$$

in overeenstemming met de betrekking, die door Ewald gevonden is.

Ook de formule op blz. 24 van de Engelsche uitgave wijkt van die in de Duitsche af: in deze laatste was n.l. de factor $\log e$ verwaarloosd.

Niet zeer gelukkig lijkt mij de benaderingsformule op blz. 25 onderaan. Hierbij

is aangenomen dat de eigenfrequenties der electronen steeds te verwaarloozen zijn t.o.v. die der invallende straling. Dit kan natuurlijk geheel anders worden wanneer de invallende straling in de golflengte weinig afwijkt van de golflengte van een absorptie kant van het kristal.

Hoofdstuk IV en V hebben enkele uitbreidingen ondergaan. Zoo zijn opgenomen de onderzoekingen van Lindh over den invloed van de chemische binding op de emissie van Röntgenlijnen, en de metingen van Thoraëus (blz. 115) over het *L*-spectrum van de reeks elementen zink tot ijzer.

Bij de bespreking van de invloed die de chemische binding op de ligging der absorptie kanten heeft, is opgenomen het nieuwere werk van Lindh en Tandberg. Het valt te betreuren, dat de schrijver ons niet iets meer zegt over de nauwkeurigheid van deze metingen. De golflengten der *K*-absorptiegrens voor het element Kalium is bijv. 3428,0 in het *KCl*, 3428,3 enz. Uit den tekst zou men allicht den indruk krijgen als of dit verschil niet toevallig is. Bij andere metingen treden veel grooter fouten op. Zie bijv. op blz. 125, waar voor een *M*-lijn van Uraan als golflengte gevonden wordt 3,901 Å bij gebruik van een gypskristal, 3906,6, daarentegen wanneer een suikerkristal genomen werd.

Dit groote verschil kon niet verklaard worden uit afwijkingen die men volgens Ewald zou kunnen verwachten.

Ook de volgende hoofdstukken, en vooral de tabellen aan het slot zijn belangrijk uitgebreid. Zoo is een lijst van golflengten van emissielijnen opgenomen, geordend naar toenemende golflengte. Een dergelijke tabel kan in het gebruik zeer nuttig zijn. Minder noodzakelijk lijkt het opnemen van een tabel van het periodiek systeem, vooral waar dit geschiedt in een enigszins gedwongen vorm, waarvan het eenige voordeel is, dat alle onbekende elementen in één groep van het systeem worden ondergebracht. In de tekst zijn nog wel eenige minder duidelijke plaatsen: zoo is bijv. op blz. 95 niet duidelijk waarom bij toenemende spanning de absorptie in de antikathode zou toenemen. Dit zijn alle echter onbelangrijke kleinigheden. Als geheel is het werk, dat bovendien uitstekend verzorgd is wat druk etc. betreft, ten zeerste aan te bevelen voor ieder die in het behandelde belang stelt.

v. A.

J. Joly. The Surface-History of the Earth. — Oxford 1925.

Joly is een ijverig strijder voor zijn leer, dat de merkwaardig rythmische gedaanteverwisseling der aardkorst, zooals ze door de geologie tot onze kennis is gebracht, verklaard kan worden door het radioactieve gehalte der korst. In het Sept. (1925)-nummer van dit tijdschrift werd zijn desbetreffende verhandeling en Halley Lecture reeds besproken; thans is uitgekomen een boek, waarin hij op populaire wijze, zoowel de zich herhalende revoluties in de geschiedenis der aardoppervlakte beschrijft, als uiteenzet hoe de oorzaak moet gelegen zijn in de onafgebroken verwarming der korst door de radioactieve stoffen, die ze bevat.

Het boek is goed verzorgd (zelfs al te mooi, want de prachtige reproducties van Alpen-photo's zijn overbodig), maar voor wie is het eigenlijk geschreven? Voor lezers, die in wetenschap belangstellen en eenige kennis van haar „rudiments” hebben. Maar voor zulke dilettanten is het in vele gedeelten te moeilijk. Dientengevolge draagt het eenigszins een hybridisch karakter.

Het is echter aangenaam om te lezen en een zeer geschikte resumptie wordt gegeven door de volledige opneming aan het slot van een voordracht, die in 1923 voor de Geological Society te Londen door den auteur werd gehouden.

Een groot bezwaar is er in die populariszeering niet; integendeel ze past zeer wel bij de behandeling van het onderwerp, omdat die in zooveel zich niet boven een populaire beschouwing vermag te verheffen. En daarin staat ze niet alleen; de meeste geologische beschouwingen omtrent groote aardsche processen moeten op die wijze te werk gaan. Ook Wegener liet zijn continenten schuiven zonder een afdoende physische behandeling van die voortbeweging.

Joly laat b.v. de continenten dieper zinken in het bazaltische substratum, wanneer dat smelt, juist als een drijvend voorwerp in een kuip; maar hij overweegt niet of de wet van Archimedes in dit geval toegepast mag worden, en toch is dat bij een continent, dat zooveel malen langer en breeder dan dik is, zeer onwaarschijnlijk. Niet aan te nemen is een ongestoorde voortplanting van laterale en radiale vloeistofdrukkingen voerende tot een nieuw drijfevenwicht. — Ook hier ontmoet men het telkens wederkeerend bezwaar, dat het ongeoorloofd is beschouwingen over het gedrag van voorwerpen bij onze proefnemingen onveranderd over te brengen op lichamen, die onvergelykelijk veel grooter zijn en wier bewegingen zich afspelen in onvergelykelijk langer tijdsverloop.

Niettemin, met het radioactieve gehalte der aardkorst moet rekening worden gehouden, daaraan is niet te ontkomen, en dan is Joly's leer een achtenswaardige poging om de geschiedenis der aardkorst met zijn uitgesproken cyclisch karakter te verklaren uit de onvermijdelijke gevolgen, die de aanwezigheid dier radioactieve bestanddeelen met zich meebrengt.

En wie met die leer op gemakkelijke en aangename wijze wil kennis maken, voor hem is het hier besproken boek zeer zeker aanbevelenswaardig.

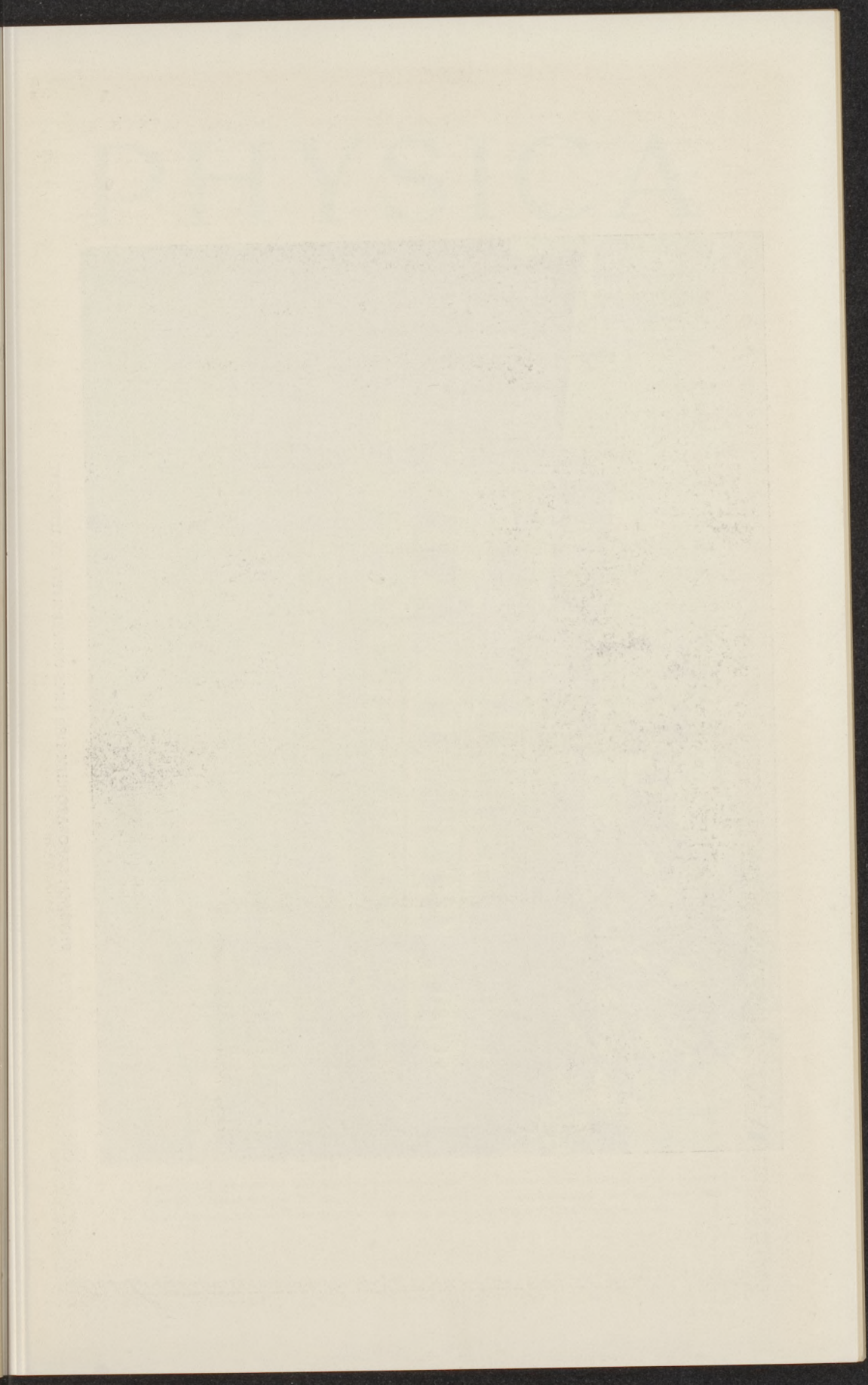
W. v. B.

R. Ferrier. *Axiomes de l'Electronique.* (Mécanique des Electrons) (Revue Générale de l'Electricité, Paris 1925), 61 blz.

Dit boekje bevat 3 artikelen verschenen in de Revue Generale de l'Electricité, waarvan het middelste een voordracht is, gehouden in de Société française de Physique. In een voorwoord waarschuwt de schrijver dat het werkje niet volgens een van te voren beraamd plan is samengesteld en dat men er volstrekt niet een uiteenzetting, waardoor men het onderwerp zou kunnen leeren kennen in moet zien. Dit ware dan ook in zoo'n kort bestek niet mogelijk.

Inderdaad is de behandeling te schetsmatig om zich over de denkbelden van den schrijver, die nog al revolutionair zijn, de aether bestaat bij hem b.v. uit (negatief geladen) electronen, een oordeel te vormen. Bij de verwachting van den schrijver, dat zijn theorie ongetwijfeld zich weldra zal ontwikkelen en daarbij de verschillende formules der hedendaagsche natuurwetenschap zal absorbeeren meenen we toch een vraagteeken te moeten plaatsen.

H. B.





PHYSISCH LABORATORIUM DER RIJKS-UNIVERSITEIT TE UTRECHT

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 6

BOUW EN INRICHTING VAN HET PHYSISCH LABORATORIUM DER RIJKS-UNIVERSITEIT UTRECHT *)

door L. S. ORNSTEIN.

Reeds geruimen tijd voldeed het Natuurkundig Laboratorium der Universiteit Utrecht niet meer aan de eischen die het klimmend aantal studenten stelde. Door V. H. en W. H. Julius was herhaaldelijk op behoorlijke uitbreiding aangedrongen en reeds eenmaal was het zoo ver gekomen dat een schetsplan voor een uitbreiding was vervaardigd. Toch heeft het tot October 1920 geduurd al eer de machtiging tot de uitbreiding werd gekregen en posten op het Bouwfonds tot dit doel werden gevoteerd. Het is in de eerste plaats de krachtige steun van Jhr. Mr. J. F. Hooft Graafland geweest die dit resultaat heeft bewerkt, moge hem ook in deze vergadering der Natuurkundige Vereeniging een dankbare hulde gebracht worden.

Bij de uitbreiding van het Laboratorium die vrij wel met een algemeene hernieuwing gelijk staat, ben ik van het standpunt uit gegaan dat de Utrechtsche traditie een optisch Instituut te zijn mocht worden voortgezet. De intensiteitsmeting in het spectrum, die in het Utrechtsche werk op den voorgrond was getreden, scheen nog voor voldoende lange tijd belangrijk werk te beloven om bij de inrichting van het Laboratorium meer in het bijzonder met deze richting van onderzoek rekening te houden. Naast het wetenschappelijke werk stelde ook het onderwijs eischen. Terwijl aan het beheer van het geheel de noodige aandacht ook bij de inrichting moest worden besteed.

De ervaring leert dat zoowel onderwijs als onderzoek in hooge mate gediend worden indien het Laboratorium over voldoende een

*) Beschrijving gegeven ter inleiding van het bezoek aan het Laboratorium door de Ned. Natuurkundige Vereeniging op 29 Mei 1926. Voor uitvoeriger gegevens raadplege men het gedenkboek bij de opening van het Laboratorium uitgegeven met steun aan het Oud-Studentenfonds.

instrumentmakerij, beschikt, daarmede is dan ook op ruime schaal rekening gehouden.

Bij de inrichting van het Laboratorium is er ten slotte naar gestreefd een geheel te verkrijgen, dat ook als de belangstelling naar andere onderwerpen mocht uitgaan, ook dan nog zooveel mogelijk bruikbaar zou zijn.

De zitkamers, bibliotheek en administratie zijn alle aan de zuidzijde gelegen. Bij de inrichting der zitkamers is bij groote soberheid naar gezelligheid gestreefd. De zitkamer van den directeur is naar een ontwerp van den heer Wouda vervaardigd.

De groepsgewijze beschrijving van de localiteiten van het Laboratorium moge U de indruk geven hoe wij naar de verwezenlijking van de gegeven beginselen gestreefd hebben.

I.

Onderwijs. Voor het onderwijs zijn bestemd twee collegezalen, twee practicumzalen en een werkplaats voor de oefening der studenten.

De groote collegezaal biedt ruimte voor 150 personen kan echter door het bijplaatsen van stoelen eventueel voor 200 personen gebruikt worden. De ingang is aan de achterzijde waar twee breede deuren toegang geven van uit de vestiaire. De zaal is met een dubbele experimenteertafel uitgerust die van gas- en waterleiding is voorzien en waar dan zich klemmenbordjes bevinden waar de verschillende stroomsoorten kunnen worden afgenomen. Achter de experimenteertafel bevinden zich schakelborden waar de verschillende in het gebouw beschikbare stroomen kunnen worden afgenomen. Het experimenteren op de colleges maakt blijkens de ervaring een groot aantal mogelijke aansluitingen gewenscht, daarom is elke stroomsoort in viervoud aanwezig. In tegenstelling met de schakelborden in de werkkamers zijn die in de collegekamers met volt en ampèremeters voorzien, bij de opstelling der proeven wordt hierdoor aan plaatsruimte en overzichtelijkheid gewonnen.

Er zijn verder twee projectieapparaten, een achter in de zaal geplaatst meer in het bijzonder voor lantaarnplaatjes bestemd en een voor in de zaal bij de experimenteertafel, die meer in het bijzonder bij het experimenteren op de colleges dienst doet. Beide maken gebruik van een geprepareerd projectieveld, dat zich tusschen de schakelborden bevindt en waarvoor het mechanisch ingerichte schrijfbord bewegen kan. De verlichting van de zaal geschiedt door 9 holophane diffuusornamenten, voorzien van 600-kaars lampen,

onmiddellijk tegen het plafond aangebracht, de instelling is zoo gekozen, dat slechts weinig licht in schuine richting valt, waardoor ondanks de geringe zaalhoogte de lampen niet verblinden. De verlichting wordt in 3 groepen van 3 aangeschakeld, terwijl bij elke groep een speciale schakelaar drie lampen in serie schakelt teneinde een schemerverlichting te verkrijgen. Een regelweerstand maakt het mogelijk de lampen geleidelijk geheel uit te dooven, terwijl een kortsluitschakelaar het mogelijk maakt met een handgreep de verlichting op volle sterkte te brengen.

Daar de verlichting zeer ruim is, is gemis van daglicht bij gesloten gordijnen niet hinderlijk, van een automatische verduisteringsinrichting werd afgezien. Het verduisteren geschiedt (indien noodig vóór de colleges) met licht afsluitende gordijnen gelijk aan die in de werkkamers, die uit de hand bediend worden.

In de collegezaal zijn twee vaste galvanometeropstellingen aangebracht, het lichtbeeld wordt met behulp van een spiegel op een op den muur aangebrachte schaal geprojecteerd, waar het geheele auditorium de uitslag kan aflezen.

Een prepareerkamer van de noodige hulpmiddelen voorzien bevindt zich in de onmiddellijke nabijheid van de collegezaal.

De kleine collegezaal van 4 groote schrijfborden voorzien is meer in het bijzonder voor de theotische colleges bestemd, biedt plaats voor 40 hoorders. Zij is tevens ingericht tot studiezaal voor de studenten, er bevindt zich een handbibliotheek, de uitgewerkt dictaten. In deze zaal worden de colloquia voor de oudere en jongere studenten gehouden.

Practica. Er zijn twee groote practicumzalen, een voor degenen die de natuurkunde als bijvak moeten beoefenen en een voor de a.s. kandidaten wis- en natuurkunde (*a — d*).

De eerste zaal is bestemd voor een cursorisch practicum. Alle studenten tot tweetallen vereenigd, doen, op een bepaalde middag ééNZelfde proef. De hulpmiddelen zijn in 15-20 voud aanwezig, zij zijn voor een groot deel in het Laboratorium vervaardigd. In een inleidend college van 15 tot 30 minuten wordt uiteengezet, welke metingen gedaan zullen worden, terwijl op de oorzaken en de grootte der te verwachten fouten gewezen wordt.

De reeks der proeven doorloopt de geheele natuurkunde in de gebruikelijke volgorde, de inleiding orienteert de studenten omtrent het te behandelen gebied. Hierdoor zijn de bezwaren die een voorbereidend practicum aankleven voor een groot deel weggenomen,

nl. dat goed begrip van nu uit het eene en dan weder uit het andere gebied te verrichten experimenten, vrijwel uitgesloten is.

De proeven zijn eenvoudig en doorzichtig, verfijning der meettechniek wordt weggelaten, alles is op het begrip gericht. Voor de medici zijn enkele proeven ingelascht, die meer in het bijzonder betrekking hebben op instrumenten, die zij in de toekomst zullen hebben te gebruiken.

De tweede groote zaal met de drie daaraan verbonden kamers en fotografische kamer, is voor het onderwijs aan de wis- en natuurkundigen bestemd. Het practicum streeft er naar zoowel de klassieke proeven te behandelen als door enkele proeven de studenten in de moderne problemen der natuurkunde in te wijden. Er zijn goede instrumenten ter beschikking van de practicanten gesteld zoodat behoorlijke metingen verricht kunnen worden. Bij de leiding van het practicum wordt op physisch begrijpen en op nauwkeurigheid van meten en de discussie der meetfouten de nadruk gelegd.

Oefenpracticum. Behalve het physisch practicum volgen de a s candidaten in de wis- en natuurkunde een cursus in handwerk. Het bleek door ervaring dat voor het werk in het Laboratorium eenige kennis van materialen in hunne eenvoudigste bewerking ten zeerste gewenscht is. De cursus bestaat thans sedert eenige jaren en heeft ook dank zij de goede leiding van den custos-amanuensis de Heer Jezeer geheel aan de bij de instelling gekoesterde verwachtingen voldaan. De oefenwerkplaats is ingericht voor 14 deelnemers. De cursusleider toont in het begin van elke middag de wijze van vervaardiging der voorwerpen waaraan deze middag gewijd zal worden en wijst daarbij op de handgrepen die de vakman toepast. Bewerkt worden achtereenvolgens karton, hout, staal, ijzer, messing, glas, waarbij vijl, buigtang, boor, schroevendraaier, etsnaald, trekplaat en soldeerbout geleerd wordt. Enkele van de noodige gereedschappen worden op de cursus zelf vervaardigd. Het gebruik van de draaibank valt buiten de stof van de cursus.

Bibliotheek en leeszaal. De boekerij is ondergebracht in twee localiteiten, de gesloten bibliotheek uitsluitend bestemd voor degenen, die wetenschappelijk werk in het laboratorium verrichten en de algemeene leeszaal die met de kleine collegezaal gecombineerd is. De bibliotheek omvat algemeene natuurkundige werken en tijdschriften en meer in het bijzonder optische en fotografische litteratuur. Van de voornaamste hulpwetenschappen zijn enkele standaard op slagwerken aanwezig. Boeken en tijdschriften worden niet uitgeleend.

Demonstratieruimte. De bovencorridor in het oude gedeelte is bestemd voor demonstraties en tentoonstellingen. Er is gelegenheid proeven op te stellen en deze meer alzijdig toegankelijk dan in de collegezaal mogelijk is, te vertoonen. De ruimte wordt verder gebruikt voor groeptentoonstellingen van antieke instrumenten, waarvan merkwaardige exemplaren in de verzameling van het laboratorium aanwezig zijn.

II.

Administratie, Cabinet van Instrumenten, Magazijn. Voor de administratie zijn twee lokalen bestemd, die gelijk met alle zitkamers het geval is aan de zuidzijde van het gebouw gelegen zijn. De grootste kamer is uitgerust met de noodige kasten voor het opbergen van correspondentieformulieren etc. voor de karthotheek van het cabinet van instrumenten. In de administratie zijn aanwezig de bestelboeken voor materiaal en de aanvraagboeken voor de reparatie en de vervaardiging van instrumenten. Voorts tafelruimte voor inkomende goederen en instrumenten, terwijl tevens in deze kamer de gebruikte instrumenten terug bezorgd worden, die weder naar het instrumentencabinet kunnen worden gebracht.

De cabinetadministratie geschiedt door de huishoudelijke dienst aan welks hoofd de conservator (thans Dr. P. v. Cittert) staat. De tweede kamer is de werkkamer van den conservator, hier bevinden zich de finantieele bescheiden, kostbare voorraden en is de plaats voor nieuwe nog niet gekeurde en gecatalogiseerde instrumenten.

Als bergplaats voor de instrumenten dient het *cabinet*. Dit is in twee localiteiten ondergebracht, de eene meer in het bijzonder voor het instrumentarium voor het onderzoek, de andere voor het onderwijs bestemd. De bergruimte van het eerste cabinet is berekend op een vierde der in het bezit van het laboratorium zijnde instrumenten, waarvan er ongeveer 3000 nummers zijn. Het cabinet is systematisch geordend en daaraan aansluitend decimaal gecatalogiseerd. Iedere kast kan 100 nummers bevatten, de instrumenten zijn zoo genummerd, dat het cijfer der honderdtallen de kast aanduidt.

Het tweede cabinet omvat hulpmiddelen voor collegeproeven en het instrumentarium voor het cursorisch practicum en verder onderderdeelen voor proeven van het wis- en natuurkundig practicum die tijdelijk buiten gebruik zijn gesteld.

Het *magazijn* dient als voorraadkamer voor verbruiksartikelen,

als schoonmaakartikelen, papier, lampen, geleidingsdraad en verder statieven branders e.a. De chemische preparaten en het glaswerk zijn in een afzonderlijk magazijn ondergebracht. De voorraad fotografische platen is in de kamer voor wetenschappelijke fotografie ondergebracht.

De magazijnen worden beheerd door een amanuensis die de voorraden uitgeeft en van inkomende en uitgaande artikelen boek houdt, zoodat systematisch aanvullen der voorraden mogelijk is. De voorraad stelfafels en lampstatieven is in het trappenhuis oude gedeelte ondergebracht.

III.

Werkplaatsen. Deze omvatten een werkplaats voor metaalbewerking een timmermanswerkplaats met localiteit voor machinale houtbewerking, een smidswerkplaats en een glasblazerij.

Het belang van een werkplaats voor onderhoud, reparatie en aanmaak van instrumenten zal nauwelijks toelichting verdienen. Het feit dat voor onderzoekingen in voortdurend contact met de instrumentmaker een toestel wordt vervaardigd is buitengewoon bevorderlijk voor de goede gang van het werk.

Het werk in de werkplaats staat onder leiding van een chef-instrumentmaker, die onder direct toezicht van den directeur staat. De verdeling en volgorde van het werk wordt door deze persoonlijk geregeld. Ieder die werk van de werkplaats verlangd schrijft dit in een daartoe bestemd boek in; de directeur geeft volgbriefjes uit, die een regelmatige gang waarborgen en een controle van de duur van het werk mogelijk maken.

Aan de raamzijde bevindt zich over de geheele lengte een werkbank met bankschroeven en laden voor klein materiaal en gereedschap.

De meeste machines in de werkplaats zijn op een los betonblok gefundeerd om zuiver werk mogelijk te maken en trillingen te vermijden. De aandrijving geschiedt van de zoldering af, waar op een systeem van U-liggers een groot aantal electromotoren geplaatst zijn. Behalve de zaag die gecombineerd loopt met de fraismachine en de wals die met de schaafmachine vereenigd is hebben de apparaten een afzonderlijke motor.

De draai- en boorbanken, schaaf en wals hebben gelijkstroom motoren, waardoor op een vaardige wijze toerenregeling binnen wijde grenzen mogelijk is. De regelweerstand van de motoren

zijn onmiddelijk onder het bereik van den instrumentmaker, zij zijn zoo vervaardigd dat ook langzaam draaien voor centreeren mogelijk is. De draaibanken zijn tevens voorzien van een schakelaar binnen handbereik, waardoor de draairichting van den motor omgekeerd kan worden, wat groot gemak oplevert bij het snijden van schroefdraad.

Voor de frais-, de houtschaaf-, de lintzaag- en voor de slijpmachine waarbij toerenregeling niet van belang is wordt draaistroom gebruikt.

Alle banken zijn precisiebanken, zij zijn voorzien van een uitgebreide verzameling hulpstukken, speciaal vermeld ik een magnetische spanplaat, die op frais-, schaaf- en slijpmachine kan worden aangebracht, en verschillende fraiskoppen voor de draaibanken. In de werkplaats bevindt zich een ruime soldeertafel met electrische afzuiging en eenige lak- en moffelventjes.

Voor het bergen van hulpmiddelen en materiaal zijn ruime kasten in de werkplaats aanwezig, terwijl zich voor het groot materiaal een ligkast in de gang bij de werkplaats bevindt.

De werkplaats is aan de zuidzijde van het gebouw gelegen, zij heeft door een groot raamoppervlak ruim daglicht. Een zestal Argentalampen tusschen de kasten en de laatste U-ligger aangebracht geven goed licht in de kasten en een diffuse verlichting van de machines. Bij de machines zijn schuiflampen met diepe kappen (uitwendig groen inwendig wit) aangebracht, hetzelfde type lampen hangt boven de bankschroeven. Aan stopcontacten kunnen verder horaxlampen aangesloten worden.

De *schrijnwerkerij* sluit aan de werkplaats aan, er bevinden zich eenige werkbanken en gereedschap voor handwerk, de machines voor machinale houtbewerking zijn in een afzonderlijk lokaal opgesteld.

De *smederij*, die nog slechts voorloopig ingericht is heeft twee vuren met electrische blaasinrichting.

Precisiewerkplaats. Geheel afgescheiden van het werkplaatscomplex (in dezelfde lokaliteit als de vergrootingen etc.) bevindt zich een precisiewerkplaats, daarin opgesteld een groot model horlogemakersbank met electrische aandrijving, voorzien van fraisapparaat en inrichting van schroefdraad met tandwielen. Verder zijn nog geplaatst een precisieverdeelmachine voor verdeelingen op glas en metaal en een slijp- en polijstapparaat voor het vlak slijpen van deelen, waaraan hooge eischen gesteld worden, een inrichting voor het repareren van galvanometers en het controleeren van electrische

meetinstrumenten en weerstanden. Bovendien zijn hier verschillende precisiemeetinstrumenten opgesteld om afgeleverde werkstukken nauwkeurig te kunnen controleeren.

De *glasblazerij* bevindt zich op begane grond zij is ingericht voor glas- en kwartswerk en voorzien van een slijpmachine.

IV.

Verlichting, gas, waterleiding centrale verwarming, electriche installatie. De verlichting is ruim. In de werkkamers zijn al naar de grootte een of twee holophane diffusornamenten aangebracht, voorzien van lampen van 400 N.K. Behalve deze algemeene verlichting bestaat de mogelijkheid aan de wanden met behulp van verplaatsbare Horaxlampen aan te brengen voorzien van metaal-draadlampen 50 N.K., deze kunnen voor volle belichting op de 220 V., voor schemerverlichting op de 125 V. leiding aangesloten worden. De gangen die door ligging van het gebouw donker moesten zijn, zijn ruim van lampen voorzien, hotelschakelaars op geschikte plaatsen aangebracht, maken het mogelijk overdadig lichtgebruik te vermijden.

Het geheele gebouw is van gas voorzien, de leidingen, ruim van doorsnede worden door 3 toevoerbuizen gevoed. In de werkkamers is een voldoende groot aantal aansluitingen.

Tot de installaties in beheer bij de technische dienst behoort een machine voor vloeibare lucht of vloeibare stikstof.

De *waterleiding* van het gebouw heeft aansluiting op een speciaal voor het gebouw aangelegde en gereserveerde zware buisleiding die direct naar een van de hoofdbuizen van de watertoren voert. Hierdoor is ook in den zomer voldoende druk door het geheele gebouw gewaarborgd. Alle kamers behalve de zitkamers, zijn van ruime fonteinbak met gasgeyser voorzien. Zoowel in de aan- als afvoer bevinden zich speciale T-stukken, voorzien van koppelstukken waarop koelleidingen voor experimenteerdoeleinden op eenvoudige wijze kunnen worden aangesloten. Op de gangen zijn zware tapkranen met lage diepe gootsteen voor schoonmaakwerk aangebracht. Ruime afvoerpijpen, waarin scherpe bochten vermeden zijn maken de kans op verstopping minimaal.

Behalve de waterleiding bevindt zich een speciale *brandleiding* in het gebouw, op elke etage bevinden zich twee brandkranen. (Verdere blusmiddelen zijn in de kamers en op de gangen aanwezig).

De *centrale verwarming* is een warm water verwarming, die de naar omstandigheden door met natuurlijke of gedwongen circulatie gebruikt kan worden. De collegezaal en de optische kelder kunnen met warme (resp. koude) lucht geventileerd worden, vanuit eene tot de centrale verwarming behorende installatie.

Electrisch net. De eischen welke aan het electrisch net gesteld zijn, zijn zeer hoog. De electriciteit is een onmisbaar hulpmiddel bij het experimenteren, elke kamer dient dus over de meest verschillende stroomsoorten te beschikken. Zoowel gelijk als wisselstroom van lage 50 als van hoogere (500) frequenties moeten in diverse spanningen verkrijgbaar zijn, het vereischte vermogen kan vele K W. bedragen. Niet zelden worden hoge eischen aan constante spanningen gesteld. Hieraan is slechts te voldoen door een uitgebreid kabelnet met voldoende koperdoorsnede.

De hoogste eisch te stellen aan het net waarin tientallen K.M. kabel verwerkt zijn wordt veroorzaakt door het feit dat electrische metingen van hoge nauwkeurigheid verricht moeten worden voor uiterst zwakke stroomen. Dit eischt gevoelige meetinstrumenten die vrij moeten zijn van storingen — electrisch en magnetisch — van de omringende electrische stroomen. Daar het pantseren van de meetinstrumenten zelf zeer bezwaarlijk is, moest de oplossing in hoge isolatie van het geheele net — aan alle leidingen en schakelborden — gezocht worden, terwijl de lekstroomen door aardleidingen moesten worden weggevangen. De geheele installatie is daarom uitgevoerd in 2000 V. gepantserden gummi-aderkabel, voorzien van loodmantel, die zoowel voor als na verwerking gekeurd is met 3000 V. waarbij een isolatie-weerstand van 2000 megohm voor een K.M. geeischt is. De loodmantels van alle kabels zijn verbonden met een geaard koperdraden systeem, dat verbonden is met ingegraven koperplaten. De ijzeren stellen der schakelborden zijn met de aardleiding verbonden. Alle schakelaars zijn op loodplaat met de mantel der kabels verbonden gemonteerd, terwijl ook de lichtornamenten met de aardleiding verbonden zijn. Zoo wordt de lekstroom weggevangen voor zij de instrumenten bereiken kan.

Elke kamer is van een viertal ringleidingen voorzien, waarin op circa 1.50 M. afstand stopcontactbordjes voor 220 V. en 10 V. gelijk en 125 V en 10 V wisselstroom zijn aangebracht (stroomsterkte tot 6 A). Al deze stroomen zijn strikt gescheiden. De aansluitklemmen zijn aangebracht op afzonderlijke paneelen, die door

geaarde, metalen strooken van elkaar gescheiden zijn. Het marmer der borden is een geschikte blauwe soort, het is bovendien in vacuüm met hoog isoleerend lak geïmpregneerd.

De isolatieweerstand van de stroomvoerende deelen t. o. z. v. het onderstel bedraagt 1000 megohm (gemeten bij een spanning van 3000 V).

De paneelen zijn door de genoemde gearmeerde loodkabel verbonden met onderverdeeldborden en deze met hoofdverdeeldborden, die in de centrale schakelkamer zijn opgesteld. De zekeringen zijn zoo gekozen, dat van alle borden 35 A. maximaal kan worden afgenomen.

Behalve genoemde borden bevat elke kamer nog twee paneelen, welke door een bijzondere vieraderige kabel direct met de schakelkamer verbonden zijn. Hierop kan (op telefonische aanvraag) de spanning van een groote accumulatorenbatterij gebracht worden, die in groepen onderverdeeld is. De totale spanning bedraagt 440 V. De capaciteit der cellen 150 A. uur bij 3-urige ontladtijsd. De batterij werd wat de isolatie betreft met groote zorg opgesteld, hare isolatie vormt het zwakste punt van het net, aan het hoog houden der isolatie wordt regelmatig en voortdurend zorg besteed.

In de schakelkamer is een 15 K.W. gelijkstroomdynamo opgesteld waarvan de spanning van 10—320 V. regelbaar is, zij wordt aangedreven door een draaistroommotor. Dit agregaat wordt voor het laden der batterij gebruikt, een drietal paneelen en twee groote laadweerstande bevinden zich hiertoe in de schakelkamer.

Een uitgebreid railbord maakt het mogelijk de verschillende kamers op de batterijgroepen aan te sluiten zoodat op elk werk-kamerpaneel 6—440 V. met 6 V. opklimmend gebracht kunnen worden aan de achterzijde bevinden zich horizontale aan de voorzijde verticale rails, die 4 aan 4 met de verschillende kamers verbonden zijn.

Het bord is opgebouwd uit 10 paneelen die twee tegenover gelegen wanden beslaan. In de ruimte naast de schakelkamer zijn eenige andere agregaten opgesteld die door soepele kabels aan het railbord kunnen worden aangesloten. Het zijn een gelijkstroom-draaistroom één ankeromvormer, een draaistroommotor met

sleepringanker, een gelijkstrooommachine met hulppolen, een Schmidt 500 perioden generator, tevens gelijkstrooommachine en een 500 periodendynamo met klauwanker en aangebouwde bekrachtigingsdynamo. Bovendien zijn in deze ruimte de noodige aanloopweerstand en eenige transformatoren opgesteld. De bediening van deze machines geschiedt met behulp van een schakelbord, voorzien van 40 uittneembare paneeltjes waarop verschillende meetinstrumenten, schakelaars, zekeringen, enz. gemonteerd zijn.

In de schakelkamer zijn ondergebracht de hoofdborden voor gelijk- en wisselstroom voor licht en experimenteerdoeleinden. De wisselstroom levert de stad via een in het gebouw aanwezige transformator die aan het 6000 V. net is aangesloten. Verder het hoofdbord voor de 12 V. gelijkstrooominstallatie en de telefooncentrale.

De verlichting der schakelkamer kan voor geval van storing in de centrale omgeschakeld worden op de accu-batterij. In het gebouw is een signaalleiding aangebracht elke kamer is voorzien van een stopcontact, deze zijn parallel geschakeld. De 10 V. wisselstroom wordt voor de verschillende etages door transformatoren geleverd.

V.

De kamers voor algemeen gebruik zijn verder: fotografiekamer, vergrootingskamer, tekenkamer, photometerkamer, standaardmeetkamer, chemische kamer.

Er zijn twee fotografiekamers, eene voor algemeen gebruik, de andere bestemd voor fotografische en photochemische onderzoekingen. Verder bevinden zich nog een kleine fotografiekamer op de tweede etage en een in de kelder van de heliophysische afdeeling. De beide eerste kamers zijn door een lichtsluis toegankelijk. De werkverlichting is ruim doch veilig, de muren zijn wit, het verfwerk chromaatgeel. Er zijn twee gootsteen waarboven lichtbakken zijn aangebracht met wit, geel, rood en groen licht. De ontwikkeltafel staat tusschen de gootsteen, zij is met schuimrubber bekleed, dit materiaal is bestand tegen zuur en alkali en beperkt tegelijk de breuk van glaswerk zeer.

De fixeertafel met rubber bekleed is geheel gescheiden van de ontwikkeltafel, zij bevindt zich bij een afzonderlijk fonteintje van warmwatergeyser voorzien.

De tafel voor droog werk is geheel van genoemde tafels gescheiden,

zij dient voor het snijden van platen, waarvoor snijdiamant en mallen aanwezig zijn.

Op wandplanken met gummi bekleed staan rekken voor het drogen van platen. De kamer voor wetenschappelijke fotografie bestaat uit twee deelen, een donker gedeelte met gelijke inrichting als de vorige, alleen ook van zuurkast voorzien en een licht gedeelte waar allerlei voorbereidende werkzaamheden en metingen verricht kunnen worden.

De *vergrootingskamer* (vereenigd met de precisiewerkplaats) bevat steeds gereedstaande opstelling voor projectie, vergrooting, vervaardiging van lantaarnplaatjes en een micro-fotografische opstelling.

De *tekenkamer* biedt gelegenheid voor het maken van teekeningen reproducties of werkteekeningen. Behalve eenige groote tafels waar normale teekenborden opgelegd kunnen worden, staat hier een verticaal teekenbord met ijzeren voet, voorzien van de gebruikelijke verstellingsmogelijkheden en met een verschuifbare liniaal. In de kasten vindt men teekenbenodigdheden, driehoeken, passerdozen, clinografen, curvilinialen, een verstelbare kromme liniaal, verdeelde linialen, een toestel om lijnen naar ontoegankelijke punten te trekken, een normograaf volgens de normalisatiecommissie voor het samenstellen van blokletters, terwijl men er verschillende soorten van papier logaritmisch, dubbel logaritmisch, etc. vindt.

Er is gelegenheid tot het uitmeten van photogrammen en fotografische platen waartoe twee comparateurs en een stalen liniaal met verstelbare loupes aanwezig zijn.

Photometerkamer. In deze kamer bevinden zich drie photometers volgens Moll. De beschrijving van deze photometers wordt hieronder door Dr. Moll gegeven; zij vormen de grondslag van het optische werk van het laboratorium.

Standaardmeetkamer. De inrichting van deze kamer is nog niet geheel gereed. Het is de bedoeling meetopstellingen voor verschillende veel voorkomende metingen, als weerstands, spannings, temperatuur, capaciteiten, zelfinductie, meting, weging en enkele optische metingen als die van brandpuntsafstands op te stellen of

in schema gereed te hebben terwijl de precisieinstrumenten voor de meting noodig steeds in de kamer aanwezig zijn.

Een *chemische kamer* is bestemd voor het chemisch werk dat veelvuldig noodig is. Een groote chemische werktafel met opstand voor reagentia, en van zuurvrije tegel in asphalt voorzien, bevindt zich in het midden van de kamer. Deze heeft verder een zuurkast en een wandtafel voor weegwerk en electrisch werk aan de raamzijde. Verder is er een centrifugaalapparaat, waterstraalluchtpomp, gasoven, disteleerapparaat voor kwik, terwijl in de kasten kleine voorraden van glaswerk en chemicaliën aanwezig zijn.

VI.

Inrichting der werkkamers. Behalve de voor bijzondere doeleinden bestemde en voor een deel in het bovengaande beschreven kamers is de inrichting van de werkkamers uniform. De inrichting der kamers met bijzondere bestemming stemt wat de algemeene inrichting betreft met de werkkamers overeen. De verlichting, de gas- en watervoorziening en de electrische inrichting der kamers is reeds in het bovengaande beschreven. Er is naar gestreefd de kamers zooveel mogelijk zoodanig uit te rusten, dat voor het opstellen van experimenten geen speciale voorzieningen noodig zijn. De vloeren zijn op enkele uitzonderingen na van gewapend beton en voldoende stram. Verder zijn de muren zeer vast. Daarvan is gebruik gemaakt voor het aanbrengen van uitwisselbare wandtafels en consoles, die door in de muur stevig ingemetselde doken bevestigd kunnen worden. Behalve de op standaard afstand aangebrachte wandtafels en console-doken, zijn doken voor de Horax-lampen en voor galvanometerlampen aangebracht terwijl tenslotte nog hooger geplaatste doken het spannen van kabels gemakkelijk maken. Deze laatste maken het mogelijk zonder hinder draadverbindingen van de schakelborden naar elk punt van de kamer aan te brengen. Het dokenstelsel kan verder dienst doen om met behulp van aan de doken bevestigde planken op elk punt van de muur voorwerpen te bevestigen.

Aan het raam zijn in verband met de daar aanwezige radiatoren der centrale verwarming vaste wandtafels aangebracht, in de wandtafel zijn neerklapbare gedeelten die zoowel de bediening der ramen vergemakkelijken als nuttig zijn bij het experimenteele werk. De ramen zijn in alle werkkamers van licht afsluitbare gordijnen

voorzien, die in diepe sponningen loopen en met ijzeren latten gewapend zijn, zoodat ook bij winderig weer de afsluiting voldoende is. Elke kamer bezit een gereedschapbord, een kast als bergruimte en tafels. De tafels zijn gestandariseerd op een eenheidsmaat van 60:60 $\times$ 60 bij 60 $\times$ 120 etc., alle tafels hebben teakblad. De kamers hebben vrijwel alle aansluiting aan de centrale huistelefoon.

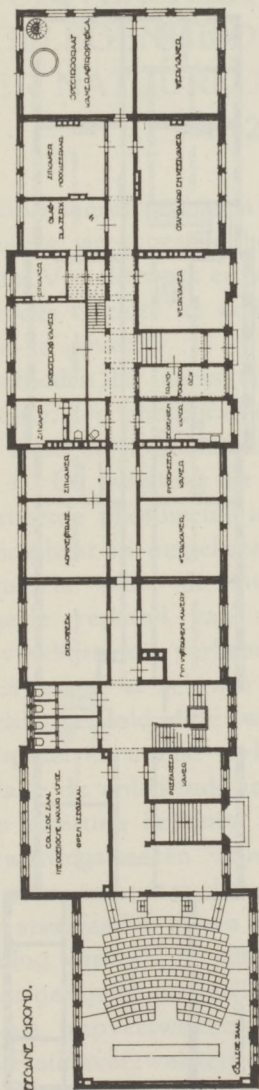
Door het aanbrengen van gaten in de muren die met porceleinen buizen zijn afgewerkt is gezord dat onderlinge verbinding door kabels voor alle kamers mogelijk is.

De vloerbekleding is linoleum, behalve voor de practica- en groote collezaal waar parketvloeren zijn aangebracht. Werkkamers voor bijzonder onderzoek zijn de *optische kelders* waar op zware betonnen grondstukken de fijnere optische apparaten zijn opgesteld. Opmerking verdient dat de ventilatie van de kelders door verwarmde lucht gescheiden kan worden met behulp van een ook voor de collegezaal bestemde installatie; verder de heliophysische afdeeling waarvan Dr. Minnaert een beschrijving geeft en de voor de commissie voor warmteisolatie van het T. E. G. in gebruik zijnde werkkamer waar laboratoriummetingen over warmteisolatie gedaan worden en de proeven verricht kunnen worden ter voorbereiding van het onderzoek in de practijk, dat mede het doel der commissie is. Dit onderzoek levert een der wegen waar langs volgens het werkprogramma van het laboratorium aansluiting tusschen wetenschap pelijke methoden en hare wetenschappelijke toepassing in de practijk gezocht wordt.

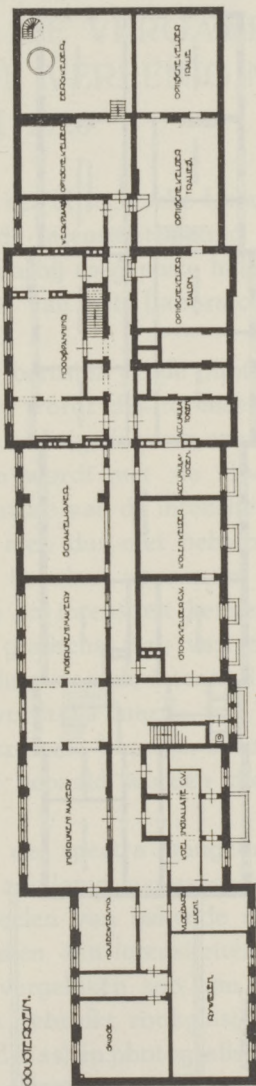
De bouw van het Laboratorium is geschied door het Rijk in eigen beheer aangevangen onder leiding van den Heer J. A. Vrijman onder meer speciale leiding van den Heer v. Eijkelen werd het voltooid door den Heer Bremer. Als opzichter bij de bouw fungeerde de Heer Berger. Adviseur voor het electrisch net was de Heer Verhoeckx, de installatie geschiedde door de firma Mijnsen, de schakelborden werden geleverd door de firma Heemaf, het verdeelbord door de firma Siemens en Halske, de zeer zorgvuldige montage had onder leiding van den chef-monteur Dubois plaats.

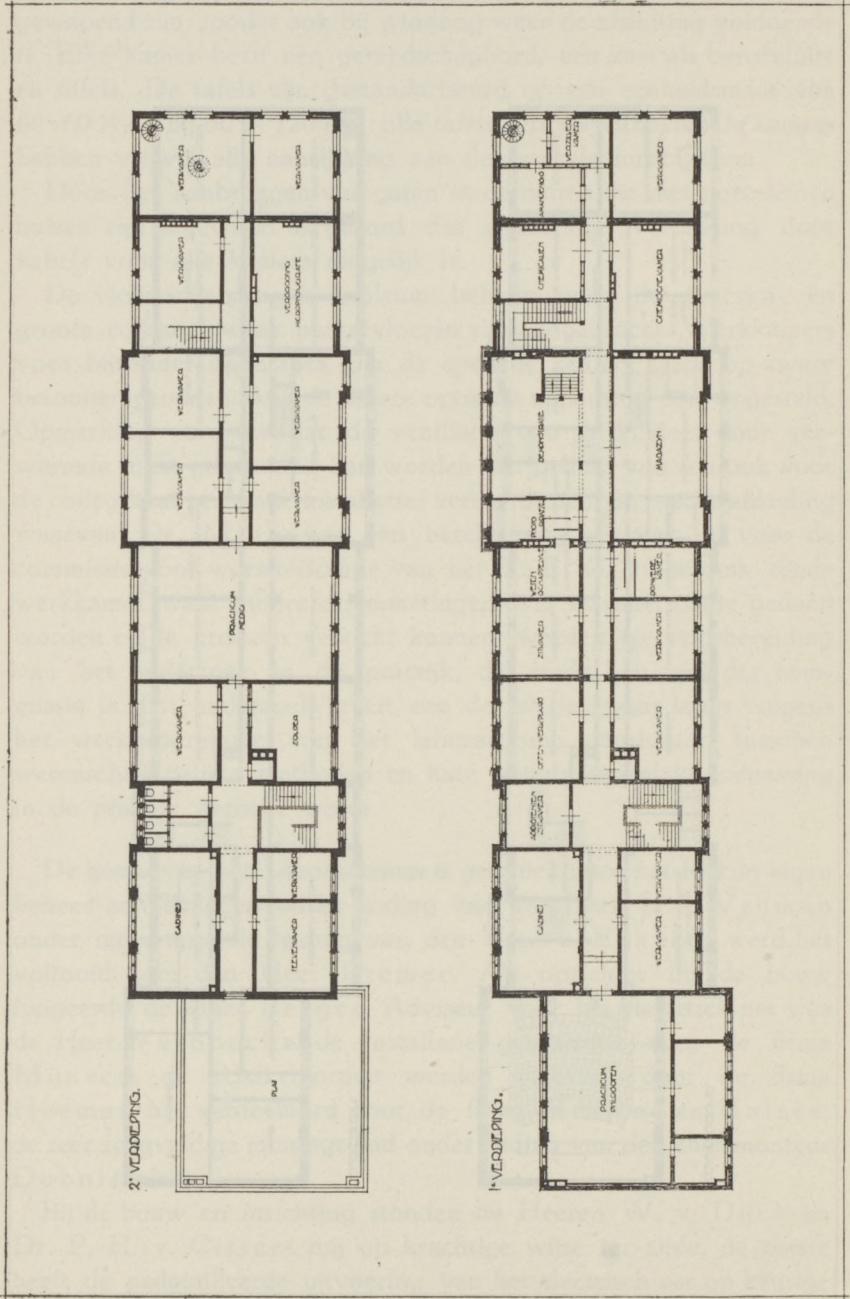
Bij de bouw en inrichting stonden de Heeren W. v. Dijk en Dr. P. H. v. Cittert mij op krachtige wijze ter zijde, de eerste heeft de gedetailleerde uitvoering van het electrisch net op keurige wijze geleid.

ELEGANT GROUND.



WITNESSES:





KORT OVERZICHT VAN DE DEMONSTRATIE VAN HET PHYSISCH LABORATORIUM DER RIJKS UNIVERSITEIT TE UTRECHT GEHOUDEN TER GELEGENHEID VAN DE VERGADERING DER NATUURKUNDIGE VEREENIGING OP 29 MEI 1926

Het voornaamste probleem dat zich het Utrechtsche Laboratorium in de laatste jaren gesteld heeft, is de intensiteitsmeting der spectraallijnen. Van dit werk en van de daarbij toegepaste hulpmiddelen en methodes trachtte de demonstratie van het Laboratorium een overzicht te geven.

De methoden der intensiteitsmeting berusten op de fotografische photometrie. De fotografische plaat wordt des te meer gezwart al naar mate de intensiteit die haar treft (gedurende eenzelfde tijd) grooter is. De zwarting die gemeten wordt met de door Moll geconstrueerde photometer is een functie van de intensiteit van het opvallende licht en omgekeerd. Wil men dus met behulp van een fotografische plaat de intensiteit bepalen zoo moet men het functioneele verband van zwarting en intensiteit kennen. Het is het eenvoudigste dit verband langs grafische weg vast te leggen, voor een aantal in bekende verhouding staande intensiteiten wordt de zwarting bepaald, deze zwarting wordt als functie van bij intensiteit uitgezet en uit de verkregen kromme kan dan door grafische interpolatie de onbekende intensiteit bepaald worden die bij een gemeten zwarting behoort.

De zwartingsmerken worden op de spectra aangebracht met behulp van trapverzwakkers, die zoodanig aangebracht worden dat elke spectraallijn in een aantal deelen van bekende intensiteitsverhouding verdeeld wordt. Heeft men dan intensiteiten van dicht bij elkaar gelegen spectraallijnen te vergelijken zoo kan dit zonder meer. Als trapverzwakkers worden gebruikt rookglastrappen van Zeiss, Platinaverzwakkers op glas (Zeiss) en fotografische trappen die in het Laboratorium vervaardigd worden. Deze laatste hebben het voordeel van geringe kleurafhankelijkheid doch het nadeel dat zij het licht zoowel absorbeeren als verstrooien. Niet alleen met het oog op het gebruik van de fotografische plaat als verzwakker doch ook om het probleem van de plaat op zich zelf wordt een

uitvoerig onderzoek verricht over de verstrooiing en absorbtie der fotografische platen als functie van de aard van de gezwarte plaat en van het opvallende licht. Dit bij de demonstratie vertoonde onderzoek is een voortzetting van het in de dissertatie van Dr. A. Deumens begonnen onderzoek. Het heeft in hoofdzaak betrekking op de zijdelingsche verstrooiing, waarbij als een voorloopig resultaat is voor den dag gekomen dat de verstrooiing over de hoek slechts weinig van de zwarting en niet van de belichtende goflengte afhangt.

Naast de methode der trapverzwakkers is in latere tijd ook een andere methode toegepast n.l. behalve het spectrum worden op de fotografische plaat continue spectra gefotografeerd, waarbij de verschillende opnamen een verschillende breedte aan de spleet van de spectograaf gegeven wordt. De intensiteit in de zoo verkregen spectra is evenredig met de breedte van de spleet.

De ijking der verzwakkers als functie van de goflengte geschiedt met een monochromator gecombineerd met thermozuil en galvanometer. De in het bovenstaande kort beschreven methode kan alleen toegepast worden voor golflengten die voldoende weinig verschillen. Is het verschil te groot dan speelt de gevoeligheid der fotografische plaat, die een functie van de golflengte is ons parten. Om in dit geval toch de fotografische plaat voor intensiteitsmeting te kunnen gekruiken, moet de gevoeligheid van de plaat geelimineerd worden. Dit geschiedt door naast de spectra der te onderzoeken lichtbron dat van een energetisch (relatief) geijkte lamp op de plaat te brengen. Daardoor kan dan de zwarting die de eenheid van energie voor verschillende kleuren veroorzaakt bepaald worden en zoo kunnen weder na de zwartingen de intensiteiten in verband gebruikt worden.

De methode waarop de lamp geijkt wordt is reeds vroeger in dit tijdschrift beschreven. Zij komt hierop neer dat eerst via de monochromator van v. Cittert de intensiteiten van een overbelaste lamp met de thermozuil gemeten worden. Dan wordt het beeld van de overbelaste lamp waarvan dus de intensiteitsverdeling bekend is, fotografisch met een overbelaste lamp vergeleken, die hierdoor geijkt wordt en die bij de metingen als standaardlamp kan dienst doen. Intensiteitsmetingen volgens deze methode worden gedemonstreerd aan:

1. De anastigmatische roosteropstelling waar thans als probleem gesteld is de meting der intensiteit in het Paschen-Backeffect en de meting der intensiteitsverhouding der Heliumdoubletten,

waarvoor gevonden wordt $1 : 8$ hetgeen met $1 : 4 + 3$ overeenkomt en op aardalkalistructuur van het *He*-spectrum zou kunnen wijzen.

2. Ingekorte roosteropstelling gebruikt voor intensiteitsmetingen het *Fe*-spectrum, (dissertatie Melaan) die de multiplet-theorie van Sommerfeld- Hönl, Kronig-Russell niet bevestigen en thans in gebruik voor een uitvoerig onderzoek in het *Ni*-spectrum.

3. Metingen in het *Hg*-spectrum met de groote kwartsspectrograaf volgens Hilger, waarbij Burger en Ornstein vinden dat de sommenregel der intensiteiten slechts geldt als men intercombinaties-, singulet- en tripletlijnen als één enkel multiplet behandelt en tevens het verloop der intensiteit in de serien analoog aan dat door mej. Bleeker en de heer Bongers voor de alkalium gevonden, blijkt te zijn. Tevens blijkt dat de intercombinaties met toenemend rangnummer in de serie relatief t. o. z. v. singulet en triplet dalen.

4. Onderzoek van het emissie- en absorbtievermogen van gloeiende metalen als functie van golflengte en temperatuur.

5. Meting van intensiteiten in het *He* en *H*-spectrum bij gecondenseerde ontladingen.

6. Intensiteitsmeting in het spectra als functie van de omstandigheden.

7. Emissie aan de kop eener serie.

Naast deze onderzoekingen en verwante onderzoeking omtrent de zwarting die op fotografische platen veroorzaakt worden door intermittentlicht en bij zwakke intensiteiten gedurende lange tijden, onderzoekingen die vooral om de uitbouw der experimenteele techniek verricht worden, zijn nog enkele andere zaken te vermelden.

In de eerste plaats de absolute stralingsmetingen. Deze geschieden met een volgens een door van Dijk uitgewerkte methode van absolute ijking, waarbij de Peltierwarmte toegepast wordt ter compensatie.

Het doel is de absolute ijking van een constant brandende kwartskwiklamp welke eenmaal geijkt als standaardlamp gebruikt kan worden om de sprongkans bij de emissie van goed gedefinieerde lichtbronnen te bepalen. Het ligt in de bedoeling dit voor *Na* te doen.

Verder onderzoekingen omtrent de vonk-potentiaal en de omstandigheden die haar beïnvloeden, door J. Taylor (Rockefeller fellow) opgezet.

Metingen van het photo-effect bij Becquerelcellen (v. Dijk) die aantonen dat men hier met een ingewikkeld photochemisch verschijnsel te doen heeft, en niet met photo-electronen emissie gelijk Goldberg meende te kunnen onderstellen.

Onderzoekingen omtrent extinctie van vloeibare kristallen in dit magneetveld en van hun kristallografisch gedrag waarvoor in een groote magneet met klein interferricum een conoscoop is geconstrueerd, die in staat stelt de assenbeelden waar te nemen. Tenslotte werd ook gedemonstreerd de Heliophysische afdeling waarvan hieronder een korte beschrijving gegeven is en de werkkamers bestemd voor het isolatieonderzoek der commissie voor warmte-isolatie ingesteld door het Technisch Geonomisch Genootschap.

BESCHRIJVING VAN DE OPTISCHE INSTRUMENTEN VAN HET PHYSISCH LABORATORIUM TE UTRECHT

door P. H. VAN CITTERT.

In verband met de richting, waarin het wetenschappelijk onderzoek op het Utrechtsche Laboratorium zich de laatste jaren bewogen heeft, spreekt het vanzelf, dat aan de optische uitrusting van het Instituut alle zorg besteed is. Hierbij is het systeem gevolgd, naast de meer kostbare apparaten een zeer groote hoeveelheid kleinere hulpapparaten en hulpmiddelen beschikbaar te hebben. Om een enkel voorbeeld te noemen: naast een zestigtal achromatische lenzen van diverse opening en brandpuntsafstand, en een honderdtal grootere enkelvoudige lenzen, zijn ongeveer duizend kleinere lenzen (zoog, brilleglazen, $\varphi = 45$ mm) in 75 verschillende sterkten aanwezig. Daarnaast nog een twintigtal kwartslenzen en een tiental kwarts-fluorietachromaten.

Zoo zijn behalve een vrij groot aantal glazen prisma's, ook prisma's van kwarts, klipzout, kalkspaat en fluoriet in voorraad. Bij de schaarschte aan kalkspaat en fluoriet is vermeldingswaard, dat het Laboratorium over een tiental groote kalkspaatromboëders van optisch prima qualiteit beschikt (tot 5,5 cm ribbe toe) en over een reservevoorraad helder kalkspaat en fluoriet ter eventueele bewerking. Bovendien is een planparallele fluorietplaat aanwezig.

Hoewel natuurlijk apparaten als goniometers, refractometers, polarimeters, microscopen, comparateurs, enz. in voldoende voorraad aanwezig zijn, is bij de inrichting toch in hoofdzaak de nadruk gelegd op de spectrale uitrusting van het Laboratorium.

De spectraalapparaten zijn te verdeelen in vier categorieën:

- A. Monochromatoren ter ijking van standaardlampen en verzwakkers, voor absorptiemetingen, enz.
- B. Prismaspectrographen.
- C. Roosterspectrographen.
- D. Interferentieapparaten.

A. Monochromatoren.

Behalve de beide onder B vermelde spectroscopen met constante deviatie, welke als monochromator te gebruiken zijn, beschikt het laboratorium over drie typen monochromatoren voor het zichtbare licht. In de eerste plaats zijn te vermelden twee exemplaren van den zeer lichtsterken monochromator met rechtziend prisma naar du Bois ¹⁾. Daarnaast het eenige exemplaar van de door du Bois en Elias ²⁾ geconstrueerde monochromator met zeer groote dispersie. In dezen monochromator doorloopt het licht achtereenvolgens vier glazen prisma's (twee met brekende hoek 60° , twee met 30°), welke door een gemeenschappelijke mechaniek versteld en op minimum van deviatie gehouden worden. Door het laatste prisma te vervangen door een ander prisma, waarvan een vlak verzilverd is, is deze monochromator voor autocollimatie in te richten, zoodat in totaal de dispersie van 8 prisma's (4 van 30° en 4 van 60°) te gebruiken is. Daarenboven zijn de collimatorlens en de beide eerste prisma's te vervangen door een kwartsfloriet-achromaat en twee kwartsprisma's, waarvan een voorzien is van een magnaliumspiegel, zoodat het apparaat ook voor korte golven te gebruiken is.

In de laatste plaats is de zeer lichtsterke dubbelmonochromator, door den schrijver ³⁾ van dit artikel geconstrueerd, te vermelden, welke het niet te onderschatten voordeel heeft van zeer weinig diffuus licht door te laten en tevens door zijn eigenaardige constructie buitengewoon goed geschikt is voor het ijken van standaardlampen. Een tweede exemplaar zal spoedig aan het instrumentarium toegevoegd kunnen worden.

1) H. du Bois, Zeitschr. für Instrk., 31, 1, 1911.

2) H. du Bois en G. J. Elias, Zeitschr. für Instrk., 31, 79, 1911.

3) P. H. van Cittert, Revue d'Optique 2, 57, 1923, Physica 3, 181, 1923.

Voor het infrarood beschikt het Laboratorium over een grooten steenzoutmonochromator (Wadsworth-opstelling) geconstrueerd door W. J. H. Moll, en voor het ultraviolet, naast den zooeven besproken du Bois-monochromator, nog over een kwartsmonochromator met constante deviatie van de firma Leiss.

B. Prismaspectrographen.

In de eerste plaats zijn in deze rubriek te vermelden twee spectrometers met constante deviatie en golflengteschaal, welke, van een camera voorzien, tevens als spectrograaf gebruikt kunnen worden. Verder zes spectrografen met vaste instelling, voorzien van Rutherfordprisma. Daarenboven een spectrograaf met twee constante deviatie-prisma's van uviolglas, naar speciaal ontwerp van W. H. Julius door de firma Heele geconstrueerd. Tevens zijn enkele spectroscopen tot spectrographen omgebouwd.

Voor het ultraviolet beschikt het instituut behalve over een kleine en een groote kwartsspectrograaf van Fuess over de groote kwartsspectrograaf met autocollimatie van Hilger. De dispersie dit apparaat is zoo groot, dat het spectrum in vier (over elkaar grijpende) gedeelten op platen van 25 cm lengte opgenomen wordt.

C. Roosterspectrographen.

Voor het opstellen der spectrographen met groote dispersie en grooter oplossend vermogen zijn een drietal optische kelders ingericht, welke door lichtsluizen onderling en met de gang verbonden zijn. Een dier kelders is bestemd voor de opstelling van een groot hol rooster met ongeveer 6 m kromtestraal volgens de methode van Rowland (spleet en rooster diametraal tegenover elkaar op een halven cirkel van gewapend beton, mogelijkheid om overal op dezen halven cirkel fotografische platen te zetten.) In de tweede optische kelder vindt men, behalve de hieronder te beschrijven kleinere roosterspectrograaf, een groot betonnen blok, bestemd voor een tweede hol rooster met 10 m kromtestraal, op te stellen volgens de door Eagle aangegeven autocollimatiemethode. Met de monteering dezer spectrographen in een aanvang gemaakt.

Op het oogenblik moet het Laboratorium zich, behalve met een klein 1-inch origineel Rowlandroostertje, tevreden stellen met een groot vlak rooster, met autocollimatie gemonteerd in de zonnenspectrograaf van de afdeeling Heliophysicsa en met een drietal

2-inch holle roosters (origineel Rowland, $R = 2$ m, ongeveer 15000 lijnen per inch).

Daar wegens de op het Laboratorium uitgewerkte verzwakkers-methode voor intensiteitsmetingen stigmatisme der spectrographen een belangrijke vereenvoudiging van het werk met zich mee brengt, zijn de holle roosters allen volgens de, zij het dan ook gewijzigde, methode van Fabry en Buisson ¹⁾ gemonteerd. Zooals bekend is, geeft een hol rooster van een in het oneindige geplaatste spleet stigmatische beelden in de onmiddellijke nabijheid van de optische as ²⁾. Aan den eisch om een in het oneindige geplaatste spleet te gebruiken is te voldoen door de spleet te plaatsen in het brandvlak van een hollen spiegel. Aan deze voorwaarde is bij de montering der drie holle roosters voldaan.

Een der roosters is vast gemonteerd in denzelfden optischen kelder, waarin ook de Eagle-opstelling geplaatst zal worden. In een gemetselden pijler *A* (fig. 1) is een verticale draaiïngsas *J* ingelaten, waarom een horizontale ijzeren balk *EF* draaibaar is. Het andere einde van dezen balk rust op een wagentje *W*, dat op den cirkelvormigen muur *BD* loopt. Centrisch boven de draaiïngsas bevindt zich het rooster *G* met zijn optische as evenwijdig aan den balk. Het te onderzoeken licht valt door de spleet *S* via het kwartsprisma *P* op den hollen spiegel *H*, welke een evenwijdigen bundel naar het rooster *G* reflecteert. Door *G* wordt het licht afgebogen en een spectrum gevormd, dat bij *O* volkomen stigmatisch is. Daar bij instelling op andere golflengten draaiïng van het rooster noodzakelijk is en zich daarbij het punt *O* langs de kromme *NN'* verplaatst, is een verschuifbare holle kwartslens *L* aangebracht, welke het spectrum onderschept en in de camera *K* een scherp vergroot beeld vormt. Bij de instelling op andere golflengte behoeft men dan de camera niet te verplaatsen, maar verkrijgt men de scherpstelling door een eenvoudige verplaatsing van de lens *L*. Bovendien kan men door andere keuze van de lens *L* de vergrooting willekeurig wijzigen ³⁾.

De beide andere holle roosters zijn op een zeer eigenaardige manier gemonteerd. Toen namelijk de verbouwing van het Laboratorium ontruiming van den roosterkelder noodzakelijk maakte, deed zich de vraag voor, of het niet mogelijk was een roosteropstelling te bouwen op klein formaat, welke in een willekeurige kamer te

¹⁾ Fabry en Buisson, Journ. d. Phys. 4^o S. 9, 933, 1910.

²⁾ Runge en Paschen, Wied. Ann. 61, 641. 1897.

³⁾ P. H. van Cittert, Zeitschr. f. Instrk. 41, 116, 1921.

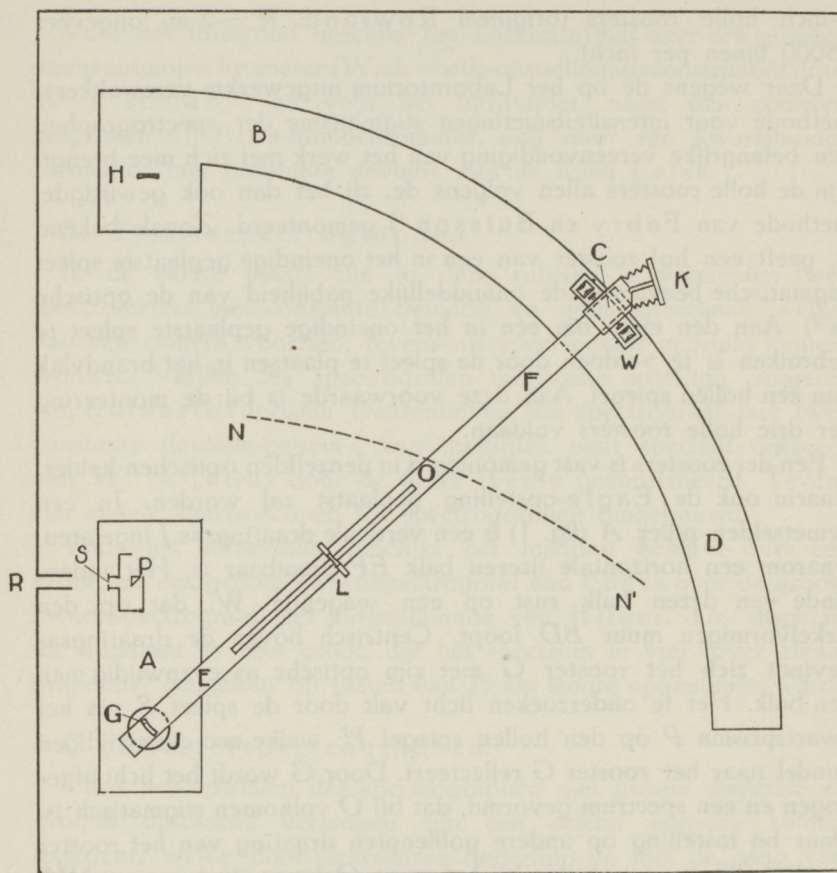


Fig. 1.

gebruiken was en toch voldoende stabiliteit bezat om langdurige belichtingen toe te laten. De schrijver van dit artikel heeft getracht deze vraag op te lossen door den lichtweg van het afgebogen licht als het ware op te vouwen. Op een grondplaat 100×80 cm zijn vast gemonteerd de spleet *S*, de holle spiegel *H* en twee rails *AB* en *CD*. Op *AB* beweegt zich het rooster *G*, op *CD* een vlakke spiegel *V*. De beiden sleden, die *G* en *V* dragen, zijn door een stang *ML* van constante lengte gekoppeld. Het rooster is zoodanig gemonteerd dat zijn optische as parallel met de stang *ML* loopt; de spiegel *V* is met behulp van een schaarconstructie *LEFI* zoodanig bevestigd, dat het licht, dat van het rooster afkomstig op den spiegel valt, altijd naar de camera *K*, welke eveneens op de rail *CD* verplaatsbaar is, teruggekaatst wordt. De lengte van de

stang ML is zoodanig berekend, dat de bij overgang naar andere golflengtegebieden noodzakelijke verplaatsingen van de camera K minimaal zijn (hoogstens enkele cm). Instelling op andere golflengte geschiedt door verplaatsing van het rooster G (met de daaraan gekoppelde verplaatsing en draaiing van den vlakken spiegel V) en scherpstellen door verschuiving van de camera K . Deze methode, welke in de practijk volkomen betrouwbaar gebleken is, maakt het mogelijk een kleine verplaatsbare en toch stabiele rooster-spectrograaf te construeeren, die hetzelfde oplossend vermogen en dezelfde hoekdispersie bezit als de zooeven

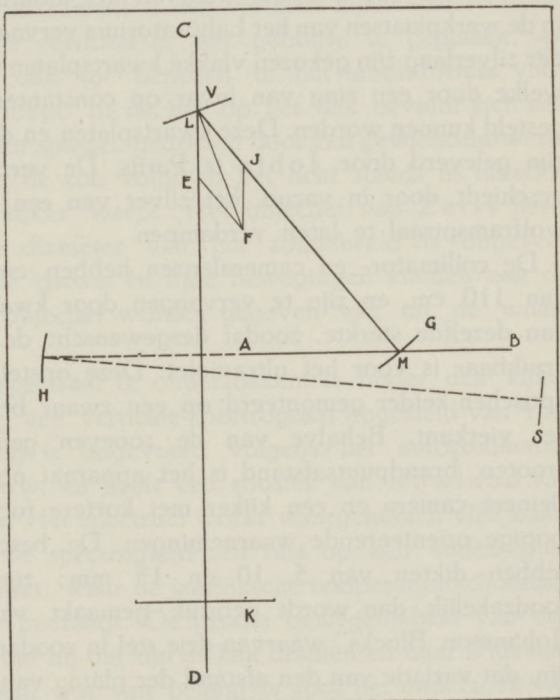


Fig. 2.

beschreven opstelling, welke een stevige fundeering van $2 \times 2 \text{ m}^2$ vereischt. Bovendien is deze afgekorte opstelling ook stigmatisch.

Het derde rooster is op een dergelijke wijze gemonteerd, echter zijn de koppelingen op aanwijzing van den Heer van Dijk op zoodanige manier uitgevoerd, dat bijstellen der camera onnoodig is en het spectrum voor alle standen van het rooster op de fotografische plaat scherp is.

D. Interferentieapparaten.

Onder deze rubriek valt in de eerste plaats te vermelden een buitengewoon goed trappenrooster van Hilger (20 platen, dikte der treden 1 cm, breedte der treden 0,1 cm), welks oplossend vermogen aan het theoretische beantwoordt en dat bovendien vrij is van geesten. Verder een interferometer naar Michelson, tevens

te gebruiken interferometer naar Fabry en Perot, en een etalon van 1 cm. dikte, beide eveneens afkomstig van de firma Hilger. Tenslotte beschikt het Instituut over een grooten interferometer naar Fabry en Perot, waarvan het montuur en hulpapparaten in de werkplaatsen van het Laboratorium vervaardigd zijn. Als dragers der zilverlaag zijn gekozen vlakke kwartsplaten ($\varphi = 6$ cm, $d = 1$ cm), welke door een ring van invar op constanten afstand van elkaar gesteld kunnen worden. Deze kwartsplaten en de diverse invarringen zijn geleverd door, Jobin te Parijs. De verzilvering der spiegels geschiedt door in vacuo, het zilver van een chemisch verzilverde wolframspiraal te laten verdampen.

De collimator- en cameralenzen hebben een brandpuntsafstand van 110 cm, en zijn te vervangen door kwartsfluorietachromaten van dezelfde sterkte, zoodat desgewenscht de interferometer ook bruikbaar is voor het ultraviolet. Deze opstelling is in den derden optischen kelder gemonteerd op een zwaar betonblok van 2 m in het vierkant. Behalve van de zooeven genoemde camera met grooten brandpuntsafstand is het apparaat nog voorzien van een kleinere camera en een kijker met kortere focuslengte voor voorloopige oriënteerende waarnemingen. De beschikbare invarringen hebben dikten van 5, 10 en 15 mm; zijn andere afstanden noodzakelijk, dan wordt gebruik gemaakt van de zoogenaamde „Johansson Blocks” waarvan drie stel in zoodanige maten aanwezig zijn, dat variatie van den afstand der platen vanaf 1 mm tot 30 mm in stappen van $\frac{1}{4}$ mm mogelijk is.

DE HELIOPHYSISCHE AFDEELING

door M. MINNAERT.

Ter gelegenheid van de voorbereiding der zoneclipsexpeditie van 1901, ontwierp Prof. W. H. Julius zijn dispersietheorie der zonneverschijnselen, waardoor hij stap voor stap een geheel nieuwe opvatting ontwikkelde voor de processen die zich op dat hemellichaam afspelen. Weldra voelde hij dat het noodig was, zich bij de verdere uitwerking der theorie voortdurend te laten leiden door de waarnemingen, en in aanraking te blijven met de werkelijkheid.

Zoo rijpte het plan tot het oprichten van een „zonnewacht” te Utrecht. In de jaren 1914—1918 werd de opstelling gebouwd. Het

Heliophysisch Instituut heeft bijzonder gunstige ontwikkelingsmogelijkheden doordat het in nauwe wisselwerking staat met de overige afdelingen van het Fysisch Laboratorium.

Ons voornaamste instrument is een verticale kijker van 13 meter brandpuntsafstand, die verticaal in het gebouw is geplaatst, en van boven op het dak tot beneden in het laboratorium voor zonnewaarnemingen loopt. In de hut op het dak bevindt zich een coelostaat met tweeden spiegel, gedreven door een gewichtsuurwerk, die de beweging van de zon volgt en het licht steeds in dezelfde richting door den kijker werpt. Het objectief van Zeiss heeft 26 cm. diameter; de diameter van het zonnebeeld is ongeveer 12 cm. Verschillende grove en fijne bewegingen kunnen aan de spiegels en aan het objectief worden gegeven van uit de waarnemingskamer.

Om het zonlicht spectraal te onderzoeken, is onder den kijker en in zijn verlenging een verticale spectrograaf opgesteld van 4 m. brandpuntsafstand; hij is uitgevoerd volgens het autocollimatatiebeginsel van Littrow, en heeft een rooster van Rowland van 8×5 cm. oppervlak. Het spectrum wordt waargenomen vlak naast de intredingsspleet; de spectrograaf zelf rust op een stalen punt in een diepen betonput, waar de jaarlijksche temperatuurschommeling niet meer dan 5° bedraagt. De groote bewegelijkheid van den spectrograaf maakt dat hij om zijn as kan draaien en naar willekeur schuin gesteld worden, wat van belang is voor het onderzoek van zonnevlekken en andere zonneverschijnselen.

Deze spectrograaf kan ook gebruik worden als spectroheliograaf, dus voor het photographeeren van de zon in monochromatisch licht. Op de plaats waar het spectrum zich vormt, wordt een tweede spleet aangebracht, die alleen de gewenschte golflengte doorlaat. Nu wordt de spectrograaf in zijn geheel langzaam bewogen, terwijl het zonsbeeld en de photographische plaat in een vasten stand blijven. Om een eenparige beweging te krijgen, is de spectrograaf aan veeren opgehangen in onverschillig evenwicht; een gewicht trekt hem voort, maar hij wordt geremd door den tegenstand van een zuiger in een circulatietoestel met paraffine-olie. De spectroheliogrammen worden gemaakt met de roode H_α -lijn, soms ook met de calciumlijn K ; bij langeren expositietijd verkrijgt men de afbeelding der protuberanties. De aldus gemaakte opnamen worden beschikbaar gesteld voor het internationale coöperatieve zonneonderzoek en gestuurd naar Kodaikanal (Vóór-Indië).

De Utrechtsche spectroheliograaf bezit een bijzondere inrichting om gelijktijdig opnamen te maken in twee verschillende lichtsoorten. In den weg der stralen, tusschen rooster en lens, wordt een vloeistofprisma geplaatst met veranderlijken hoek, dat aan de helft van den bundel een afwijking geeft. Deze inrichting werd o.a. gebruikt om na te gaan of spectroheliogrammen, die gemaakt worden met den linker- en met den rechterrands van éénzelfde Fraunhoferlijn, systematische verschillen vertoonen, welke kwestie van belang is voor de verklaring der spectroheliogrammen.

Wordt de spectroheliograaf niet bewogen met eenparige snelheid, maar met kleine stapjes, dan verkrijgt men een „discontinue lijnopname”, die vertoont hoe het uitzicht eener bepaalde spectraallijn verandert van het eene punt van het zonsoppervlak tot het andere. Deze opnamen zijn minder fraai dan de gewone spectroheliogrammen, maar principieel gewichtiger. Wij kunnen er aan meten: de krommingen, de verbredingen, de asymmetrie van de lijn, waarvan het spectroheliogram ons niets leert. Het is wel jammer dat de methode der discontinue lijnopnamen tot hertoe zoo zelden gebruikt is.

Het hoofdprobleem waaraan te Utrecht gewerkt wordt, is thans de bepaling van de *sterkte* van de Fraunhoferlijnen, d. i. de hoeveelheid energie die uit het spectrum verdwenen is tengevolge van de aanwezigheid van elk dezer lijnen. Daartoe worden zonnenspectra opgenomen met verschillende verzwakkers, de zwarting in de lijn wordt met den microphotometer doorgemeten, en daaruit wordt het intensiteitsverloop in de lijn berekend. De geheele omgeving van de lijn vertoont echter op de fotografische plaat een aanzienlijke zwarting, zoodat de ontwikkel-effecten het meten der ware lichtsterkte zouden kunnen bemoeilijken. Daarom worden ook opnamen gemaakt waarbij de lijn kunstmatig verbreed is, hetzij door wijd openen van de spleet, of door extrafocaal instellen, of door afschermen van een deel van het rooster. De *sterkte* van de lijn, uitgedrukt in „intensiteitseenheden”, wordt daardoor niet veranderd.

Tot hertoe was deze *sterkte* door de astrofysici aangegeven in geheel willekeurige eenheden. Ieder had zijn eigen stelsel, en niemand kende de ware beteekenis van de gebruikte getallen. Voor alle theoretische onderzoekingen omtrent het ontstaan der Fraunhoferlijnen is het echter volstrekt noodig een rationeele schaal der *sterkte* der Fraunhoferlijnen op te stellen. Wij noemen *intensiteitseenheid* de hoeveelheid energie bevat in $1 \text{ \AA E}$ van het zonnenspectrum, bij een bepaalde golflengte. Onze eerste metingen

aan de waterstoflijn H_{α} hebben getoond dat de sterkte dezer lijn ongeveer 4 intensiteitseenheden bedraagt. Dat dit getal zoo verrassend groot uitvalt, is te wijten aan de zeer wijde vleugels die de lijn vertoont, en die over een afstand van vele tientallen $\text{\AA}$ E te volgen zijn. Bij dit onderzoek sluiten andere onderzoekingen aan. 1) De meting van de sterkte der spookbeelden van het gebruikte buigingsrooster; reeds vroeger is te voorschijn gekomen dat hun betrekkelijke lichtsterkte afhangt van de golflengte, wat in tegenstelling is met de klassieke roostertheorie. Deze metingen worden thans opnieuw uitgevoerd met nauwkeuriger methodes. Zij laten toe een correctie aan te brengen aan het getal dat de sterkte der spectraallijn aangeeft. 2) Een onderzoek naar de sterkte der Fraunhoferlijnen in fakkels, om de daarin optredende versterking van sommige vonklijnen nader te onderzoeken.

STRALINGSMETINGEN MET THERMOZUIL EN GALVANOMETER

door W. J. H. MOLL.

De meting van straling met behulp van een galvanometer is een werkmethode, die reeds meer dan 40 jaar geleden in het Utrechtsche laboratorium haar intrede deed, en sindsdien een onderwerp van studie heeft uitgemaakt. De toepassingen dier methode betroffen aanvankelijk alleen het onderzoek van het ultrarode spectrum en de meting van zonnestraling.

Julius begon met de constructie van een zeer gevoeligen bolometer. De storingen die de daarbij gebruikte naaldgalvanometer van dreuningen ondervond, wist hij grootendeels te ondervangen, door dit instrument aan drie draden op te hangen. Later heeft hij „warmtespectra” onderzocht met behulp van een radiomicrometer. De goede ervaringen, opgedaan met het voor dit instrument vervaardigde thermo-element, brachten Julius tot de constructie van zeer gevoelige thermozuilen. De elementen daarvan bestonden uit dunne plaatjes van twee verschillende metaallegeringen, welke plaatjes met hun puntige uiteinden op een zilveren opvangschijfje werden gesoldeerd.

Voortbouwende op hetgeen Julius bereikt had, vatte ik in 1905

het probleem der stralingsmeting op Na een vrij langdurige voorbereiding ben ik met een thermozuil, die nog al sterk van den gebruikelijken vorm afweek, en een pantsergalvanomer eenige ultrarode metaalspectra gaan onderzoeken. Daarbij paste ik aanvankelijk de gebruikelijke afleesmethode, met kijker en schaal, toe. Ik was aan deze visueele aflezing gewoon, maar ervoer hier eerst recht welke bezwaren ze meebracht. Het aflezen van honderden nulstanden en uitslagen was een afmattend en daarbij onbevredigend werk. De galvanometer was op hooge gevoeligheid geastaseerd, en wat men in den kijker waarnam, was een voortdurend heen en weer wankelen van kruisdraden over de verdeelingen der schaal. Ieder aflezing beteekende het treffen van een beslissing, welke waarde men noteeren zou. Achteraf twijfelde men telkens weer aan eigen objectiviteit. Reeds spoedig ben ik overgegaan tot het fotografisch registreeren der galvanometeraanwijzingen, een methode die in later jaren steeds meer ingang heeft gevonden.

Deze schijnbaar onbelangrijke verbetering is van groote beteekenis geweest voor de verdere ontwikkeling der voor de stralingsmetingen te gebruiken instrumenten. De eigenschappen van verschillende galvanometers, van bolometers en thermozuilen, konden nu in documenten worden vastgelegd, en critisch met elkaar vergeleken worden; hun gebreken konden opgespoord en in cijfers uitgedrukt worden. Dit onderzoek bracht mij tot de overtuiging, dat het niet de nominale gevoeligheid der genoemde instrumenten is, die hun deugdelijkheid bepaalt, maar dat vóór alles een hooge mate van betrouwbaarheid hunner aanwijzingen noodig is. Niet een zoo groot mogelijken galvanometeruitslag te kunnen aflezen is de hoofdzaak, maar een uitslag met zoo klein mogelijke procentueele fout.

De aanleg van den electrischen tram nabij het laboratorium werd aanleiding tot het vervangen van de meeste naaldgalvanometers door moderne spoelgalvanometers, en zoo konden ook de eigenschappen van deze veel minder gevoelige, maar ook veel minder gestoorde instrumenten onderzocht worden. De groote traagheid die ze zonder uitzondering vertoonden, bracht me tot de constructie van een galvanometer, waarin een spoel van klein traagheidsmoment tusschen twee draden is uitgespannen. Aan dezen snellen galvanometer werden in den loop der jaren een aantal verbeteringen aangebracht, alle met de bedoeling de stabiliteit te verhoogen.

Daarna werd een vergelijkende studie gemaakt van bolometers en thermozuilen van allerlei soort, in het bijzonder wat betreft den

tijd die verloopt, voordat de aanwijzing tot bijv. 99 % van haar eindwaarde is gestegen. Aanvankelijk gaf ik de voorkeur aan het bolometerprincipe. De thermozuilen bezaten namelijk, *ceteris paribus*, een langeren aanlooptijd, wat in hoofdzaak toe te schrijven was aan de groote warmtecapaciteit van het soldeer der bestraalde soldeerplaatsen. Nadat het me echter gelukt was, thermo-elementen te construeeren, waarvan de soldeering geen vergrooting der warmtecapaciteit veroorzaakt, bleek de thermozuil door haar groote storingsvrijheid de voorkeur te verdienen.

De spoelgalvanometer en de thermozuil bezaten nu een gevoeligheid van dezelfde orde, als met de gebruikelijke apparaten bereikt was, maar hun aanwijzing was tot 2 seconden teruggebracht, en de betrouwbaarheid der aanwijzingen was belangrijk vergroot.

In de latere jaren zijn Burger en ik er in geslaagd de gevoeligheid van beide instrumenten te verhoogen.

Vooreerst hebben wij het probleem van de thermozuil verder uitgewerkt. We construeerden een vacuum thermo-element ¹⁾, dat in het bijzonder voor spectraalonderzoek bestemd is, en dat uiterlijk aan een kleine gloeilamp doet denken. Het is ons gelukt een zoo hoog vacuum te bereiken, dat de warmteafvoer door de lucht geheel is te verwaarloozen. De lengte van het element is zoo gekozen, dat het warmteverlies door geleiding klein is vergeleken bij het onvermijdelijke warmteverlies door uitstraling. Bij dit toestel is de gevoeligheid dus opgevoerd tot nabij de grens, die, bij gegeven combinatie van metalen, te bereiken is. Om bij de maximale gevoeligheid een voldoende kleinen aanwijstijd (iets meer dan 2 sec.) te krijgen, was het noodig, de dikte van het thermo-element niet grooter te nemen dan 0,001 mm.

Tegelijkertijd hebben Burger en ik een methode uitgewerkt om de gevoeligheid van den galvanometer te verhoogen. Metingen van Ornstein en Burger hadden uitgewezen, dat de aanwijzingen van den nieuwen galvanometer bij een schaalafstand van een meter, tot op minder dan een honderdsten mm te vertrouwen waren. Op de gebruikelijke wijze is men echter niet in staat uitslagen kleiner dan een tiende mm af te lezen, en er zou dus een wezenlijk voordeel bereikt worden, als het lukte de galvanometeruitslagen kunstmatig te vergrooten. Wij hebben dit op eenvoudige wijze kunnen bewerkstelligen door toepassing van een relais-principe. ²⁾

¹⁾ Phil. Mag. Vol. 1, pg. 618, Sept. 1925.

²⁾ Phil. Mag. Vol. 1, pg. 624, Sept. 1925.

Met behulp daarvan kan een kleine galvanometeruitslag ad libitum vergroot worden. Met de toepassing dezer methode gaan we gewoonlijk niet verder dan een 50-voudige vergroting. Een sterkere vergroting geeft duidelijk waarneembare schommelingen van den galvanometerstand, en levert dus geen voordeel meer op.

Wij hadden deze schommelingen toegeschreven aan een nog niet voldoende dreuningsvrijheid van het instrument. Een merkwaardige publicatie van Ising ¹⁾ heeft ons echter overtuigd, dat de oorzaak dier schommelingen elders is te zoeken. Ising wijst er op, dat aan de gevoeligheid van een galvanometer een natuurlijke grens gesteld wordt en wel door de Brownsche fluctuaties. Voor het geval van een aperiodisch gedempten naald- of spoelgalvanometer weet hij die grens uit te rekenen. Hij komt tot de uitkomst, dat de schommelingen in een door ons gepubliceerde kromme practisch gesproken een evengroote gemiddelde amplitude bezitten, als bij de gegeven galvanometerconstanten uit de Brownsche fluctuaties te voorspellen is.

Ising merkt op, dat men in de litteratuur verschillende (naald-) galvanometers beschreven vindt met een gevoeligheid belangrijk hooger dan de grenswaarde. Hij spreekt het vermoeden uit, dat daar behalve de Brownsche fluctuaties ook nog uitwendige storingen aanwezig kunnen zijn geweest. In ieder geval is wel uitgemaakt, dat gegevens omtrent de gevoeligheid van galvanometers, en in het algemeen van alle stralingsmeetapparaten, niet zonder eenige critiek dienen aanvaard te worden.

Ik ben Dr. Ising voor zijn opmerking dankbaar. Ik was de meening toegedaan, dat voor problemen, waar de uiterste gevoeligheid vereischt wordt, alleen de naaldgalvanometer in aanmerking kwam. In vroeger jaren had dit instrument mijn voorliefde, en voor de toekomst stond de constructie van een naaldgalvanometer op het program, waarvan het systeem ook aan de onderzijde bevestigd zou worden, en dus gespannen zou zijn. Ik verwachtte op deze wijze een grooter stabiliteit te bereiken, en hoopte een veel hooger wezenlijke gevoeligheid te verkrijgen, dan de spoelgalvanometer geven kon. Nu ik weet, dat de galvanometer met gespannen spoel in staat is het uiterst bereikbare te leveren, kan ik die plannen opgeven, en zijn me veel teleurstellingen bespaard.

¹⁾ Phil. Mag. Vol 1, pag. 827, April 1926.

MEDEDEELING.

Aan het Koninklijk Magnetisch en Meteorologisch Observatorium te Batavia is een plaats als wetenschappelijk medewerker vacant. Jonge doctoren in de Wis- en Natuurkunde, die hiervoor in aanmerking zouden willen komen, kunnen nadere inlichtingen bekomen bij Dr. W. van Bemmelen te 's-Gravenhage, Dr. C. Braak en Prof. Dr. E. van Everdingen te De Bilt.

BOEKBESPREKING.

P. H. Heijnen. Natuurkunde Vraagstukken. behorende bij het leerboek der Natuurkunde. Wolters, Groningen.

Deze verzameling van Natuurkunde Vraagstukken is, evenals verschillende andere boekjes van dezelfde soort, bij het onderwijs zeer goed bruikbaar.

Eenige eenvoudige vraagstukken over het samenstellen van krachten en over de statica van vaste lichamen dienden, volgens onze meening, aan de hydrostatica vooraf te gaan.

Verschiedene vraagstukken o.a. in § 28, over weerstanden en in § 31 en § 32, behoreen eerder thuis in een verzameling van mechanica vraagstukken. Wij geven toe, dat het moeilijk is hiertusschen een scherpe splitsing te maken; er blijkt weer duidelijk uit, hoe gewenscht het is, om het onderwijs in de natuurkunde en in de mechanica aan denzelfden docent op te dragen.

Een enkele opmerking over § 42: Vraagstukken over het beginsel van Doppler behoreen niet bij de interferentie thuis. E. E. M.

Andreas Gyemant, Grundzüge der Kolloidphysik vom Standpunkte des Gleichgewichts. Sammlung Vieweg, Heft 80, Vieweg u. Sohn, Braunschweig 1925, 93 pag.

Dit zuiver theoretisch opgezette boekje neemt als uitgangspunt de constante a uit de toestandsvergelijking van van der Waals. Onder meer worden de beide factoren behandeld, welke de stabiliteit der disperse systemen waarborgen, te weten de capillair elektrische lading en de solvatatie der deeltjes.

Wat betreft de eerste worden o.a. de theorien van Helmholtz, Gouy, Gyemant en Stern behandeld. Hoe interessant deze theoretische pogingen ook zijn, zij verkeerden evenwel nog in een beginstadium. Slechts weinige feiten, waarover de experimenteele kolloidchemie beschikt, kunnen zuiver theoretisch voorzien worden en dan gewoonlijk slechts kwalitatief.

Verder worden behandeld de concentratievariatiën met den tijd, de verdeeling der micellen in de richting der zwaartekracht nadat het evenwicht zich heeft ingesteld, de theorie der uitvloeking van von Smoluchowski, de wet van Stokes en de formule van Helmholtz voor de kataphoresis.

Het boekje besluit met één bladzijde literatuur-opgaven en een kort slagwoorden-register.

H. G. B. d. J.

Dr. Everh. Bouwman. Natuurkundige vraagstukken. Tiende, geheel herziene druk, 159 blz. — J. B. Wolters, Goningen, Den Haag 1925. Ing. f 1.80. Geb. f 2.10.

Een algemeen bekend vraagstukkenboek; en dan de 10e druk. Wat is er nog meer ter aanbeveling van te zeggen? Men vindt er opgaven in over alle onderdeelen der Natuurkunde, zoover als die op de Gymnasia en H. B. S.'en wordt gedoceerd, en zelfs verder: over uitrekking, samendrukking en wringing, uitstrooming van vloeistoffen, stoommachines bijvoorbeeld. Het zijn pittige vraagstukken, die door de leerlingen niet gemakkelijk worden opgelost. Als de docent van een beetje moeilijk houdt, en de tijd en het materiaal heeft om grondig het vak te behandelen, heeft hij er een beste verzameling aan. H.

Richard Berger. Die Schalltechnik. Sammlung Vieweg Heft 83. Braunschweig, Vieweg und Sohn. Prijs R. M. 8.

Buiten alle conventionele methoden om, tot nu toe in de geluidsleer gebruikelijk (zelfs soms met een scherpe critiek op deze gepaard, zooals op pag. 14 en 18), steunende o.a. op de practische begrippen geluidsdichtheid, - weerstand, - hardheid, ontleend aan Hahnemann en Hecht, geeft de schrijver in korte hoofdstukken een résumé (o.a. over geleiders, het weren van geraas, ruimte-akustiek) van vroegeren arbeid tot op heden. Dat deze laatste grootendeels ontleend is uit den oorlogstijd zal ons niet bevreemden (strijd tegen U-booten en vliegmachines, kogelbaan-bepaling). Daarom is de bewering ook mogelijk geworden, reeds op de eerste bladzijde geuit: „Die Rückwirkung der Schalltechnik auf die Akustik beginnt fühlbar zu werden”.

Mocht men soms hier en daar een verlangen voelen opkomen, de gedrongen weergave van moeizamen arbeid te veroordeelen, het geheel is, vooral door de duidelijke diagrammen en goede literatuuropgave een interessant werkje, dat zijn plaats in de steeds langer wordende rij „Tagesfragen” zeker zal houden. v. d. E.

Paul Eversheim. Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich. Samml. Vieweg, Heft 82, Braunschweig, Vieweg und Sohn. Prijs ing. R. M. 7.

In het eerste gedeelte van dit werkje bespreekt Eversheim de methoden en resultaten der golflengtemetingen, volgens besluit van de „Internationale Unie voor Zonneonderzoek” in drie verschillende landen onafhankelijk van elkaar gedaan. In de allereerste plaats wordt besproken de bepaling van de „primaire normaal”, de golflengte van de roode Cd-lijn 6438,4696 Å. door Benoit, Fabry en Perot. Daarna worden de bepalingen der secondaire en tertiaire normalen besproken. Uitvoerige vergelijkende tabellen begeleiden deze hoofdstukken. Echter zou o.i. de waarde van deze tabellen belangrijk verhoogd zijn, indien een schematische kaart van het ijzerspectrum bijgevoegd was.

In het tweede gedeelte worden in het kort de methoden der golflengtemeting in het infrarood, het verre ultraviolet en het röntgengebied besproken.

Het geheel geeft een interessant overzicht van het vele, uiterst praecise, werk, dat door de betrokken waarnemers, waaronder de schrijver zelf een eerste plaats inneemt, verricht is. Misschien was het echter gewenscht geweest de interferentiemethoden iets uitvoeriger te behandelen als geschied is. Het betoog zou dan o.i. voor velen gemakkelijker te volgen zijn. v. C.

Fr. Bolte und H. Meldau. Physik für Seefahrer unter besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. 360 S. 463 Abb. Verlag von Fr. Vieweg und Sohn. A.G. Braunschweig 1925. Prijs R. M. 20.

Bovenstaande titel doet meer verwachten dan in het boek gegeven wordt. In de voorrede wijzen de schrijvers er echter op, dat het slechts hunne bedoeling was de natuurkundige grondbeginselen helder uiteen te zetten en dat de behandeling der nautisch-technische toepassingen volgens hunne meening aan de zeevaartkundige leerboeken kon worden overgelaten. Wat een mooie gelegenheid hebben zij echter voorbij laten gaan de litteratuur te verrijken met een boek, waarin de zeeman en zeker ook de belangstellende leek zijne weetgierigheid omtrent de aan boord gebruikte instrumenten had kunnen bevredigen. In den vorm waarin het thans verschenen is, is het een goed natuurkundeboek voor het zeevaartkundig onderwijs zonder meer. Dat de schrijvers dit eenigszins zelf gevoeld hebben, bewijst o.a. de beschrijving van het tolkompas in aansluiting aan de behandeling der tolbeweging; fig. 103 had echter een afbeelding van het nieuwere drietolkompas moeten geven in plaats van het verouderde één-tolsysteem. In het onderdeel „Mechanica”, treft de duidelijke behandeling der trillingsleer, golfbeweging en tolbeweging, bij de statica der vloeistoffen wordt ook aan de stabiliteit eenige ruimte gewijd; in het algemeen is er hierbij naar gestreefd het voor den zeeman belangrijke naar voren te brengen (hydrodynamische druk, Magnus-effect).

De geluidsleer bevat het onderwaterkloksignaal, o.g. had hier gaarne het echolood aangetroffen. Na het geluid volgt het licht, waarin de kijkers al zeer stiefmoederlijk behandeld zijn: ook een fout van bijna alle Nederlandsche natuurkundeboeken, steeds dezelfde oude cliché's, het beeld nog altijd niet van een oneindig ver verwijderd voorwerp; hoe veel minder verwarrend zijn voor den leerling de evenwijdig uitredende lichtstralen dan dat virtueele beeld door het oogglas gevormd. Waarom niet bij de optische industrie eens een nieuw cliché over kijkers aangevraagd; een korte uiteenzetting over de voor een kijker zoo belangrijke begrippen als in- en uittreepupil, veld, helderheid zou wel lezers gevonden hebben. Van de sextant wordt slechts vermeld, dat zij tegenwoordig met een astronomischen en Hollandschen kijker wordt uitgerust; beschrijving en doel van het instrument ontbreken. Bij de warmteleer worden terecht de scheepsmachines uitvoerig, de turbines en motoren in beginsel besproken.

Het magnetisme beslaat 16 bladzijden, vandaar dat men in dit zeemanshandboek tevergeefs naar het scheepskompas zoekt, hoewel in de opgaven de kompastheorie hier en daar voorkomt.

Resumeerend: een Physik für Seefahrer, zooals o.g. zich die dacht, is het niet, het boek moest echter tevens dienen als 5. Auflage des Bolteschen Leitfadens für den Unterricht in der Physik.

Het zesde onderdeel, de electriciteit, wordt ook als Sonderabdruck onder den titel: Elektrizität und Funkentelegraphie (geheftet R. M. 6) verkrijgbaar gesteld en maakt door de duidelijke behandeling een prettigen indruk.

In een 130-tal bladzijden worden achtereenvolgens de electrostatica, electrische stroomen, gelijk- en wisselstroom besproken en het geheel met een uitvoerige beschouwing over draadloze telegraphie besloten, die aan duidelijkheid niets te wenschen overlaat. Deze Sonderabdruck kan dan ook allen, die op dit gebied hun kennis (o.a. over electronenlampen) weer eens willen opfrischen, worden aanbevolen.

J. F. S.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

- J. H. van Vleck*, Bulletin of the National Research Council, vol. 10, part. 4, Quantum Principles and Line Spectra, 316 blz. — Published by the National Research Council of the National Academy of Sciences. Washington D. C. 1926.
- Institut international de chimie Solvay*, Deuxième Conseil de Chimie: Structure et Activité chimiques, 672 blz. — Gauthier-Villars et Cie., Editeurs, Paris 1926.
- H. A. J. Meyer*, Beknopt leerboek der anorganische chemie, zesde druk, bewerkt door H. C. Germs, 255 blz., 56 fig. — P. Noordhoff, Groningen 1926, Prijs f 3.—, geb. f 3.60.
- P. Weiss et G. Foëx*, Le Magnétisme, no. 71 Collection Armand Colin, 215 blz., 69 fig. — Librairie Armand Colin. 103 Boulevard Saint Michel. Paris 1926. Prijs 8 frs. 40, geb. 10 frs. 20.
- O. D. Chwolson*, Lehrbuch der Physik, 3 Auflage, erster Band, erster Teil, Mechanik und Meszmethoden, 401 blz., 180 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 15, geb. R. M. 17.50.
- John W. T. Walsh*, Photometry, 505 blz., 300 fig. — Constable and Comp. Ltd. Londen 1926. Prijs 40 sh. net.
- J. H. Jeans*, Dynamische Theorie der Gase, nach der 4 englischen Auflage übersetzt und mit einer Ergänzung versehen von Reinhold Fürth, 607 blz. — Friedr. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 35, geb. R. M. 38.
- F. W. van Poppelen*, De volkomen veilige vliegmaschine, 31 blz. 20 fig. — 1926.
- M. Th. de Donder*, Théorie des Champs gravifiques, (memorial des Sciences mathématiques) publié sous le Patronage de l'Académie des Sciences de Paris, 60 blz. — Gauthier-Villars et Cie, Edit., Paris 1926. Prijs 12 frs. + 20%.
- M. van Haafden*, Reziprokentafel aller ganzen Zahlen von 1 bis 10.000. Ausgabe F. von Noordhoff's Tafeln, 50 blz. — P. Noordhoff, Groningen 1926. Prijs geb. f 2.40.
- H. Kayser*, Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente, 198 blz. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs geb. R. M. 24.
- H. Geiger und Karl Scheel*, Handbuch der Physik, Band XI, Anwendung der Thermodynamik, redigiert von F. Henning, 454 blz., 198 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 34.50, geb. R. M. 37.20.
- H. Geiger und Karl Scheel*, Handbuch der Physik, Band XXII, Elektronen, Atome, Moleküle, redigiert von H. Geiger, 568 blz., 148 fig. — Julius Springer. Berlin 1926.
- H. Geiger und Karl Scheel*, Handbuch der Physik, Band XXIII, Quanten, redigiert von H. Geiger, 782 blz., 225 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 57, geb. R. M. 59.70.
- A. Seitz, Dr. Med. et Phil.*, Joseph Fraunhofer und sein optisches Institut. 118 blz. 6 Tafeln. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 4.80, geb. R. M. 5.70.
- Victor F. Hess*, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. Sammlung Vieweg, Heft 84-85, 174 blz., 14 fig. — Fried. Vieweg und Sohn, Akt. Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 9.50.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 7

ABNORMALE ELECTRONENSNELHEDEN EN TRILLINGEN VAN ZEER HOOG FREQUENTIE IN ONTLADINGSBUIZEN ¹⁾

door F. M. PENNING.

§ 1. In het laatste Novembernummer van de Physical Review publiceerde Langmuir een artikel: "Scattering of electrons in ionized gases", waarin proeven worden beschreven over ontladingen in kwikdamp bij temperaturen van 0° tot 40° C. Bij dit onderzoek bleek o.a. dat electronen bij deze ontladingen veel grootere snelheden kunnen krijgen dan overeenkomt met het doorloopen potentiaalverschil. Van de sondekaracteristieken waaruit dit werd afgeleid geeft Fig. 1 een voorbeeld. Deze kromme is opgenomen met een buis zooveel mogelijk volgens de gegevens van Langmuir geconstrueerd, en wel op de volgende manier. 2 cm uit het midden van een ballon van 12 cm diameter bevond zich een rechte wolfraam

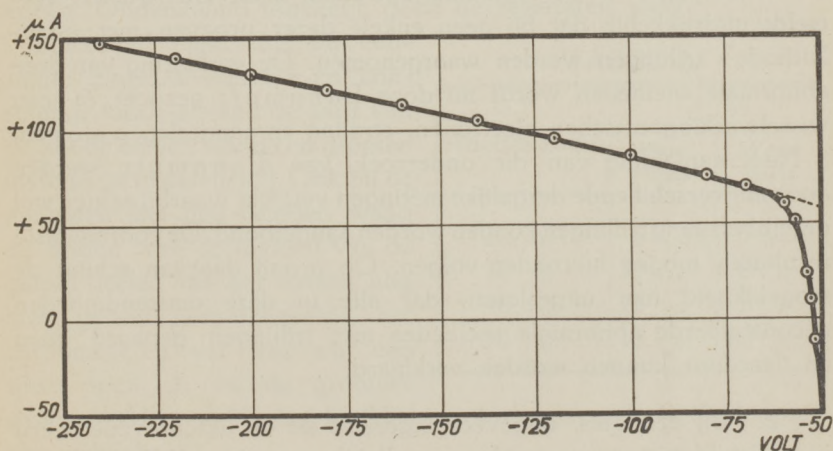


Fig. 1.

¹⁾ De eerste resultaten van dit onderzoek werden medegedeeld in de vergadering der Ned. Nat. Ver. van 27 Maart 1926.

gloeidraad (1 cm lang, 0,15 mm dik). Een cirkelvormige nikkelsonde (1 cm diameter), van achter beschermd door mica, was verschuifbaar binnen de buis aangebracht, zoodanig dat de as ervan den gloeidraad loodrecht sneed. De nikkelanode (2,5 bij 2,5 cm) was 4 cm van den gloeidraad verwijderd. Voor het geval waarop Fig. 1 betrekking heeft bedroeg de afstand sonde — gloeidraad 2 cm, de temp. was 0° C. (kwikdruk 0,0002 mm), de anodespanning 50 Volt, de anodestroom 20 mA. Wordt de sonde sterk negatief gemaakt (b.v. — 250 Volt t.o.v. de anode) dan komen er slechts pos. ionen op. Daar de electronen een potentiaalverschil van 50 Volt doorloopen zou men, bij verhooging der sondespanning, bij — 50 Volt (t.o.v. de anode) voor het eerst electronen verwachten. Dit is echter niet het geval, de kromme van Fig. 1 toont dat er bij ca. — 63 V reeds een tamelijke plotselinge afbuiging in de kromme optreedt, die op electronen wijst. Voor hogere spanningen neemt het aantal electronen snel toe. Naarmate de anodestroom grooter is, treedt deze afbuiging bij lagere waarden der anodespanning op, en worden de electronen-snelheden dus sterker abnormaal.

Wij hebben hier dus te doen met het geheele nieuwe verschijnsel dat electronen die, practisch zonder botsingen met atomen (vrije weglengte in deze omstandigheden ca. 200 cm) een spanning van 50 Volt doorloopen, veel grootere snelheden kunnen krijgen, zelfs tot 90 Volt toe! De eenvoudigste verklaring zou wel deze zijn, dat er trillingen in de ontlading optraden, maar Langmuir vermeldt uitdrukkelijk dat bij geen enkele dezer proeven met gloeikathode's trillingen werden waargenomen. De verklaring van deze abnormale snelheden wordt nu door Langmuir gezocht in een wisselwerking tusschen electronen, straling en aangeslagen atomen.

Naar aanleiding van dit onderzoek van Langmuir werden door mij verschillende dergelijke metingen verricht waarbij echter wel ondubbelzinnig trillingen konden worden aangetoond. De voornaamste resultaten mogen hieronder volgen. Op grond daarvan schijnt de mogelijkheid niet uitgesloten, dat alle in deze omstandigheden geconstateerde abnormale snelheden met trillingen gepaard gaan en daardoor kunnen worden verklaard.

§ 2. Bij een buis, ongeveer ingericht als de beschrevene, werd een kristaldetector opgesteld en parallel daaraan een galvanometer¹⁾. Aan den detector werden twee draden verbonden, aan het eind

¹⁾ Deze methode om het bestaan van eventuele trillingen te constateeren werd mij aangeraden door Dr. Van der Pol.

voorzien van metaalplaatjes van enkele cm^2 oppervlak. Werd één daarvan in de onmiddellijke nabijheid van den glaswand der ontladingsbuis gebracht, dan vertoonde de galvanometer, bij voldoend groote waarde van den boogstroom, een uitslag. Deze werd sterker wanneer het plaatje contact maakte met den glaswand. Werd aan de binnenzijde daarvan een stuk geleidend oppervlak aangebracht, dan was, bij contact daarmee, de uitslag nog aanzienlijk grooter. Uitschakelen van detector, anodestroom of gloeistroom deed den galvanometeruitslag terstond verdwijnen. Verder bleek, dat de galvanometer ongeveer bij dezelfde stroomdichtheid begon uit te slaan, waarbij de electronensnelheden abnormaal werden.

§ 3. Uit het bovenstaande scheen te volgen, dat de wand bij deze verschijnselen een belangrijke rol speelde.¹⁾ Daarom werd een buis vervaardigd, waarbij gloeidraad, anode en sonde zich geheel bevonden binnen een chroomijzeren, aan één zijde gesloten, vat van ongeveer 25 cm lengte. Aan de andere zijde was een glazen buis gelascht waarin zich de insmeltingen bevonden. Bij een anodespanning van 50 Volt en een temperatuur van 0°C . werd nu het overschot ΔV van de max. electronensnelheid boven de normale (uitgedrukt in Volts) afgeleid uit de afbuiging der sondekaracteristiek. Daarbij deed eerst de binnen het vat aangebrachte plaat, daarna de chroomijzeren wand zelf dienst als anode. Onderstaand tabelletje geeft de resultaten weer.

Inderdaad blijkt dus bij constante gloeidraademissie en constanten sonde-afstand de aard van de anode en den wand een grooten invloed uit te oefenen²⁾. Ook bij de metingen met den metalen wand als anode was de invloed van de glazen deelen van het toestel nog niet geheel uitgeschakeld: het chroomijzeren vat was aan één zijde open en bij de grootere stroomsterkte's vulde het kwiklicht ook de glazen buis, die hieraan was gelascht.

TABEL I.

Anodestroom	ΔV	
	Plaat anode	Wand anode
20 mA	6 Volt	0 Volt
30 "	25 "	0 "
40 "	26 "	7 "
50 "	15 "	10 "

1) Dit was reeds van te voren door Dr. Holst uitgesproken, op grond van vroegere metingen over gasontladingen. De in deze § beschreven buis werd eveneens op voorstel van Dr. Holst aldus ingericht.

2) Latere metingen gaven den indruk dat de zetel der trillingen in de nabijheid der kathode gezocht moet worden, zoodat de invloed van den glaswand slechts secundair zou zijn (vgl. § 8, slot).

§ 4. Om nog betere afscherming te verwezenlijken werd als anode een geheel gesloten nikkelen trommel gebruikt (diameter en hoogte ca. $2\frac{1}{2}$ cm). In de vlakke zijwanden bevonden zich twee gaten om de gloeidraadpolen door te laten, in het cilindrische deel waren, dicht bijeen, enkele kleine openingen (middellijn $\frac{1}{2}$ mm) aangebracht, daartegenover bevond zich (op 3 mm afstand) een vlakke sonde voor het meten der electronensnelheden. Om over een groote electronenemissie te kunnen beschikken werd een gespiraliseerde oxyddraad als kathode gebruikt.

Ook nu bleken bij de grootere stroomsterkte's abnormale snelheden voor te komen, maar tevens konden dan weer trillingen worden geconstateerd. Bovendien gelukte het met deze opstelling, bij geschikte waarde van gloeistroom, anodestroom en kwikdruk de trillingen op een systeem Lecherdraden te brengen. Fig. 2 geeft de hoofdzaak van de schakeling weer. De Lecherdraden (blank

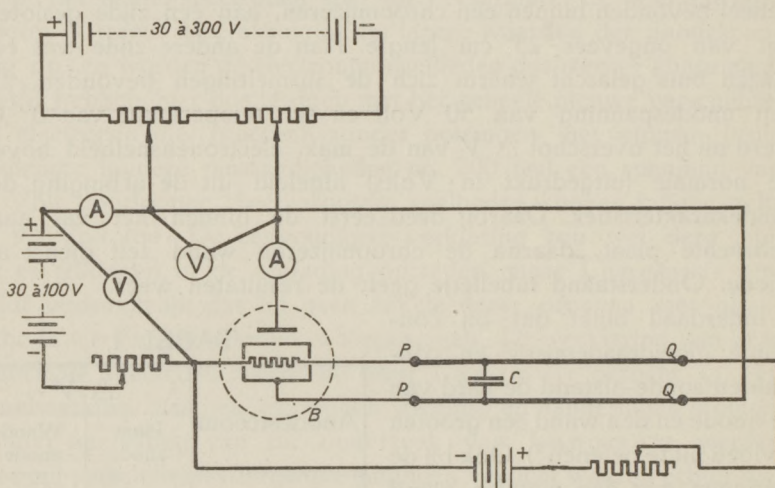


Fig. 2.

geschuurd koper) zijn door PQ aangegeven; zooals uit de fig. blijkt werd een gedeelte van de stroomtoevoerdraden hiervoor gebruikt. De koppeling met den detector werd b.v. bewerkstelligd door twee draden waarvan de uiteinden geslagen waren om twee geparaffineerde glasbuisjes (dicht bij de ontladingsbuis) waar de Lecherdraden doorheen liepen. Galvanometer en detector (niet in de fig. aangegeven) waren beiden op paraffine opgesteld, de verbindingsdraden liepen geheel door de lucht. De galvanometeruitslag werd gemeten als functie van de plaats van een condensator C die langs de

Lecherdraden verschoven kon worden. Fig. 3 geeft deze galvanometeruitslagen weer voor een ontlading in kwikdamp van 24°C . bij een anodestroom van 49 mA en een anodespanning van 17,4 V. Gerekend op de daar gebruikte schaal begonnen de insmeltingsdraden van het toestel bij -22 , de koppeldraden bevonden zich bij -1 . De metingen werden begonnen bij 0 (cirkels) en, nadat de uiterste stand bereikt was, in omgekeerde volgorde herhaald (driehoeken). Bij kwik werden op deze manier golflengten tussen 50 en 100 cm gevonden.

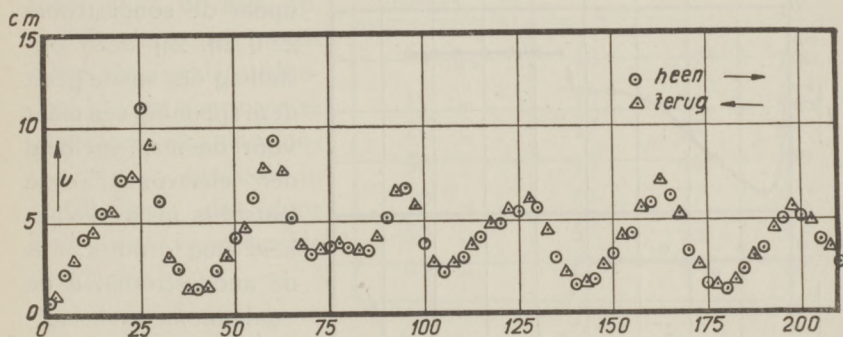


Fig. 3.

Vermelding verdient nog, dat de trillingen bleven bestaan, en ook dezelfde golflengten behielden, wanneer de sonde op de potentiaal van de anode werd gebracht.

§ 5. Een soortgelijke buis als de in de vorige § beschrevene werd gebruikt voor een onderzoek met Argon. Ook hier gelukte het onder gunstig gekozen omstandigheden de golven op een Lechersysteem te brengen. Bij een druk van 0,003 mm, een anodestroom van 100 mA en een anodespanning van 55 Volt bleek de golflengte 50 cm.

§ 6. Bij de in § 5 genoemde proeven bleek, dat bij een bepaalde waarde van druk, gloeistroom en anodestroom de stationaire eindtoestand der ontlading eerst geruimen tijd na het inschakelen der anodespanning intrad. Gedurende de eerste minuten waren geen abnormale snelheden te constateeren en evenmin trillingen. Langzaam veranderde anodestroom en anodespanning tot tenslotte door een plotseligen sprong de eindtoestand werd bereikt. Bij dezen sprong bleken de electronensnelheden abnormaal te worden (tot

meer dan 20 Volt te groot) en tevens sloeg de galvanometer uit ten bewijze dat de ontlading ging trillen. In fig. 4 wordt een en

ander weergegeven.

Hierin is V_k de potentiaal van de kathode t.o.v. de anode, V_s is de spanning waarop de sonde gebracht moet worden (t.o.v. de anode) opdat de sondestroom $= 0$ zij. Bij deze opstelling der sonde geeft deze spanning een maat voor de max. snelheid der electronen, deze laatste is in werkelijkheid nog grootter. i is de anodestroom, u de galvanometeruitslag (het meest rechtsche punt geeft dezen uitslag na het uitschakelen der ontlading. Uit deze

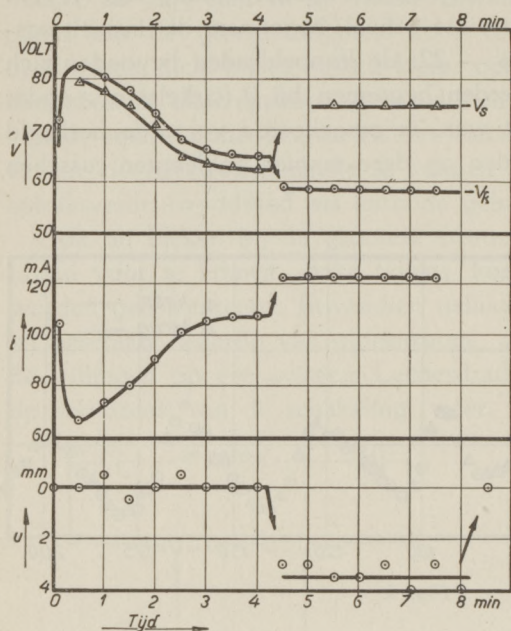


Fig. 4.

meting blijkt wel zeer duidelijk het samengaan der abnormale snelheden met trillingen.

§ 7. Volgens Langmuir krijgen de electronen deze abnormale snelheden geleidelijk, terwijl zij zich van de kathode naar de sonde bewegen. Hoe langer deze weg is, hoe abnormaler de snelheden zullen zijn, en in een buis als de in § 1 beschrevene kan ook inderdaad worden geconstateerd dat de afbuiging in de karakteristiek bij des te lagere spanningen optreedt naarmate de sonde verder van de kathode wordt weggeschoven.

Tegen deze methode is echter het bezwaar in te brengen, dat in een dergelijke buis de plaats van de sonde de geheele ontlading zal kunnen beïnvloeden. In het toestel dat in § 3 beschreven werd, zal dit in veel geringere mate het geval zijn en het lag daarom voor de hand in een dergelijke buis, waarin dan de sonde verplaatsbaar was, den invloed van den doorloopen weg op de abnormale snelheden te bepalen. Tabel II geeft de resultaten, die

daarbij voor de max. electronensnelheid werden gevonden. Deze laatste werd gelijkgesteld aan de spanning van de sonde (t.o.v. de anode) waarbij de karakteristiek afbuigt. De Argondruk bedroeg 0,008 mm, de anodespanning 50 Volt, als „sondeafstand” is aangeduid de afstand sonde-anode (de afstand anode-kathode bedroeg 15 mm).

Bij de met een ster voorziene metingen duidde de galvanometeruitslag op trillingen. Deze tabel wijst er niet op, dat de electronen steeds meer abnormale snelheden krijgen naarmate ze grooteren weg doorloopen, en is dus ook in strijd met de door Langmuir voorgestelde verklaring.

TABEL II.

Sonde- afstand \ Stroom	Stroom		
	30 mA	80 mA	130 mA
3 mm	49	57*	70*
10 "	48	47	65*
20 "	47	47	65*
30 "	48	46	53*
40 "	47	47	50*
50 "	47	48	50*
65 "	47	47	47*

§ 8. Over de trillingen zelf moge nog het volgende worden opgemerkt. De experimenten van § 4 en § 5 geven reeds een sterke aanwijzing, dat de aanwezigheid van een derde electrode in de buis niet essentieel ervoor is. Dit kon ondubbelzinnig worden aangetoond door latere metingen met een buis als de in § 4 beschrevene, maar zonder sonde en zonder de openingen in het cilindrische deel der anode. Ook bij deze buis bleken (zoowel met argon als met kwikvulling) de trillingen op te treden. Het gelukte daarbij onder gunstige omstandigheden van stroomsterkte enz. ze op een geïsoleerd Lechersysteem te brengen, dat inductief gekoppeld was met de draden *PQ* van fig. 1. Als golflengtes werden weer waarden van enkele tientallen cm gevonden. De uitwendige omstandigheden der schakeling (voorschakelweerstand, lengte der draden *PQ*, al of niet aanbrengen van den condensator *C* etc.), bleken bij eenzelfde waarde van stroom, spanning en druk de golflengte vrijwel niet te beïnvloeden. ¹⁾

Trillingen van een dusdanige hoge frequentie werden door Barkhausen en Kurz ²⁾ gevonden in triode's; bij de door hen

¹⁾ Hierop werd de volgende uitzondering geconstateerd. Werd de oorspronkelijke schakeling van fig. 1 toegepast, dan was bij een bepaalde instelling de golflengte afhankelijk van de plaats der koppeldraden. Werden deze langs *PQ* 5 cm verschoven dan kwam de golflengte op ongeveer de dubbele waarde.

²⁾ Phys. Zeitschr. 21, 1, 1920.

voorgestelde verklaring ¹⁾ van het verschijnsel speelt de derde electrode echter een essentiële rol ²⁾, en deze verklaring kan dus hier zonder meer niet worden toegepast ³⁾. Trillingen van deze orde van grootte ($\infty 10^9$ per sec.) schijnen in ontladingsbuizen met twee elektroden, als de hierboven beschrevene, niet eerder te zijn opgemerkt ⁴⁾.

Gaarne zeg ik den Heer J. C. Douze dank voor het vervaardigen der toestellen en zijn hulp bij verschillende der metingen.

Eindhoven, 2 Aug. 1926.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN.

Summary.

The "scattering of electrons" in mercury vapour at very low pressures, as suggested by Langmuir, was studied. It could be shown that the abnormal electron velocities in a tube similar to one of the tubes used by Langmuir, were accompanied by oscillations. To eliminate the influence of the glass walls, experiments were made with a tube, containing a metal vessel, sealed to a glass tube. When this metal was used as an anode, the scattering appeared to be much less than with a plate as anode. To realise a still better screening, an anode was used completely surrounding the cathode, with only a few little holes opposite to the collector at the outside. With this type of tube, using large anode currents, still abnormal velocities could be measured, but then also oscillations were present. Under favourable conditions these oscillations could be brought on a Lecher system; in this way wavelengths were found having values from 50 up to 100 cm. A similar experiment in argon gave a wavelength of 50 cm. In one set of experiments in argon the abnormal velocities suddenly set in, some time after the switching on of the voltage, and simultaneously the oscillations manifested themselves. Further it was shown, that in a tube with a cylindrical anode, as described, the velocities did not become more and more abnormal as the track of the electrons through the gas was made longer. This result is also in disagreement with the explanation suggested by Langmuir. *According to our experiments it seems not impossible that these abnormal velocities are always accompanied with and caused by oscillations.*

The oscillations could also be detected in tubes with only two electrodes (the anode completely surrounding the cathode).

¹⁾ Vgl. Baith. van der Pol Jr., *Physica* 5, 1, 1925.

²⁾ Dit schijnt eveneens het geval bij hoogfrequente trillingen in met kwikdamp gevulde triodes, zie N. Kapzov, *Zts. f. Phys.* 35, 129, 1925.

³⁾ Het schijnt echter niet onmogelijk dat de positieve ruimtelading om den gloeidraad hier de rol van de derde electrode overneemt. Men zou zich b.v. kunnen voorstellen dat een electron onder den invloed der aantrekking van een pos. ion een hyperboolvormige baan om dit laatste beschreef, en daarna weer naar den gloeidraad terugkeerde.

⁴⁾ Voor trillingen tot frequenties van 10^5 à 10^6 bij glimontladingen, zie b.v. E. V. Appleton and A. G. West, *Phil. Mag.* 45, 879, 1923; R. E. Clay, *Phil. Mag.* 50, 985, 1925; C. Gutton et E. Bargino *Bull. No. 231, Soc. Franç. de Phys.*, 7 Mei 1926; bij boogontladingen: W. G. Cady c.s., *Phys. Zeitschr.* 8, 890, 1907; 10, 569 en 623, 1909.

EEN WERKWIJZE TOT CATHODISCH BESTUIVEN VAN KWARTSSNAREN

door J. H. CH. QUELLE.

Het is algemeen bekend, dat er electrisch bestoven kwartssnaren in de laboratoria van enkele Universiteiten gemaakt worden.

In de eerste plaats zijn die van Prof. Einthoven uit Leiden tot ver over onze grenzen beroemd.

Uitgezonderd door Cannegieter ¹⁾ is nooit ergens een methode om snaren te bestuiven uitvoerig beschreven. Cannegieter bestoof een snaar afzonderlijk een half uur lang met een platina cathode en gebruikte daarbij als stroombron een serie accu's tot 1100 volt, waarna een galvanische verzilvering volgde tot de gewenschte weerstand verkregen was.

Toen er eenige jaren geleden in ons laboratorium voor bepaalde onderzoeken gevoeliger snaren noodig waren, dan de Platina-Wollaston, zijn wij ook begonnen deze te maken.

Wegens de hooge aanschaffingskosten van het Platinablik en de hoogspanningsbatterij hebben wij ons zooveel mogelijk aangepast aan de hulpmiddelen welke reeds aanwezig waren. De methode, die door de verkregen ervaring de meest bruikbare bleek, moge hieronder volgen.

In tegenstelling met de methode van Prof. Wertheim Salomonson welke helder daglicht voor het schieten enz. aanbeveelt vindt de geheele bewerking plaats in een zooveel mogelijk alleen daarvoor bestemde donkere kamer met krachtige plaatselijke belichting op de snaar, zoodat men zelf in de duisternis het belichte object scherp tegen de omringende donkere ruimte ziet. Dit vergt m.i. de minste inspanning.

HET SCHIETEN.

Men gaat uit van kwartsstaafjes van 2 mm. zooals Prof. Wertheim Salomonson ze heeft aangegeven ²⁾.

De methode van schieten werd mij vertoond door Dr. A. Grünbaum hier ter stede.

Het staafje wordt in de gas-zuurstofvlam uitgetrokken tot 0.1 à 0.05 mm. dikte, de lengte bedraagt ongeveer 15 cm. terwijl het

¹⁾ Z. f. Biol. Technik und Methodik, Band II, 1912.

²⁾ Z. f. Biol. Technik und Methodik, Band I, 1908—1909.

uitgetrokken eind zoo dun mogelijk moet zijn. Door nu dit uitgetrokken gedeelte aan de buitenkant der matig blazende gas-zuurstofvlam langzaam van boven naar beneden in de kern der vlam te bewegen, schiet het op een gegeven moment dun uit, soms meters lang.

Nu is een zekere routine noodig om op het juiste moment de snaar uit de vlam trekken, zoodat zij nog aan het kwartsstaafje vast zit en ten tweede in de gewenschte dikte omhoog gegaan is.

Veder is mij gebleken, dat, wanneer men uitgaat van een gedeelte van een al uitgeschoten snaar, welke voor gewoon gebruik te dik is, en deze opnieuw uitschiet, men tot zeer dunne snaren van onderdeelen van een μ kan komen.

Bij deze bewerking heb ik met voordeel gebruik gemaakt van een metaaldraadlamp van 1000 kaars, welke in een bodemlooze bus van 30 cm breed gemonteerd en op een zwaar verstelbaar statief bevestigd was.

Na het schieten houdt men het snaartje dicht bij de lamp, welke vlak naast de blaasvlam is opgesteld; nu ziet men ter breedte van de verlichtingskoker de snaar goed en door de lucht, welke uit de bus door de hitte van de lamp uitstroomt, blijft de snaar voor de verdere bewerking goed omhoog zweven, zoodat van de lamp zoowel het licht als de warmte benut worden.

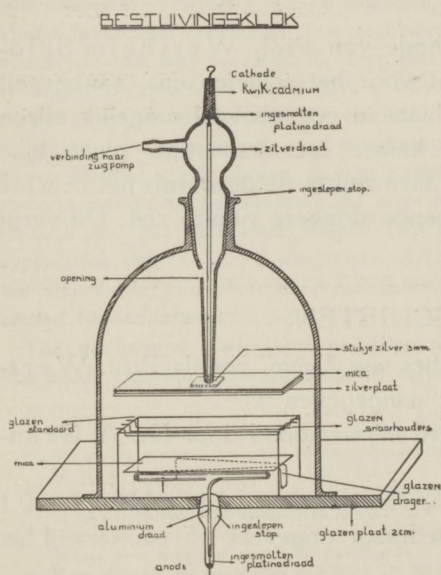


Fig. I.

Alvorens men tot schieten overgaat, heeft men een aantal glazen snaarhouders (Fig. I) op het glazen rekje klaar gemaakt met gesmolten gummi op het omgebogen gedeelte, zooals Prof. Wertheim Salomonson voor zijn chemische verzilvering heeft aangegeven.

Alle soorten gummislang zijn echter hiervoor niet geschikt, alleen die soort, welke in de vlam spoedig smelt zonder direct te verbranden, zoodat de druppels er afloopen, kan gebruikt worden.

Om de onaangename lucht en de last, die het verbranden van gummi meebrengt, te ontgaan heb ik verschillende soorten plakmiddelen geprobeerd, tot nu toe allemaal zonder goed resultaat. Schellak e.a. plakken alleen bij verwarming en zijn voor men goed en wel klaar is reeds afgekoeld; verschillende soorten vernis, lijm, seccotine enz. drogen onder het hooge vacuum totaal uit, zoodat de kleefkracht ten eenen male verloren gaat.

Voor de bevestiging neemt men den glazen houder in het midden vast, brengt het met gummi besmeerde gedeelte tegen de snaar aan en trekt het kwartsstaafe er af. Nu draait men eenige malen den houder om, zoodat de snaar om het bovenste uiteinde gewikkeld wordt en aldus goed vastzit. Men beweegt het andere uiteinde van den houder naar boven, brengt het tegen de snaar aan en wikkelt deze nu in schuinen stand weer eenige malen er om heen.

Nu kan met een anderen houder weer een stuk van de genoemde snaar overgenomen en afgetrokken worden. Op deze wijze kan men soms wel 8 goede snaren uit één uitgeschoten gedeelte verkrijgen.

Om tegen de verhoogde temperatuur en de kracht van de afslingerende deeltjes naderhand bij het bestuiven bestand te blijven, wordt nog wat gesmolten gummi op het omwikkelde gedeelte gesmeerd, want indien een snaartje loslaat, slingert dit zich om anderen heen, zoodat ook deze verloren gaan.

Is nu het rekje met 8 à 10 snaren belegd, dan zijn deze voor bestuiving gereed en worden ze, om ze voor stof enz. te vrijwaren, direct onder de glazen klok gebracht.

HET BESTUIVEN.

De scheiding van klok en glazen plaat en de twee glazen stoppen van de electoden moeten worden afgesloten, met rubbervet, dat onder den invloed van vacuum en hoogspanning weinig of geen vluchtige bestanddeelen afgeeft. Is het vet niet goed, dan komen er zwarte vlekken op de zilveren plaat en is de metalen huid op de snaar niet geleidend.

Daar ik geen bepaald recept kon vinden voor rubbervet, dat bevredigde, kwam ik tenslotte tot de volgende samenstelling, die mij goed voldeed.

Men gebruikt zuivere ongevulcaniseerde rubber (latex), knipt het in kleine stukjes en verwarmt 20 gr. hiervan met 30 gr. witte

vaseline en 10 gr. paraffine (smeltp. 60°) eenige dagen lang op zandbad tot 80° en roert van tijd tot tijd flink om.

De meest vluchtige bestanddeelen gaan er uit en men houdt ten slotte een gelijkmatige bij deze temperatuur zeer kleverige massa over.

Voor de verwarming kan men volstaan met een kleine vlam van een gewonen brander en aangezien de gasdruk erg wisselde en daardoor de pasta aanbrandde, heb ik met voordeel gebruik gemaakt van het toestel voor constanten gasdruk, dat beschreven is in het boekje van Ivar Bang: „Micromethoden zur Blutuntersuchung”.

In zijn mededeeling geeft Cannegieter in een tabel volgens Crookes een reeks van metalen aan, gerangschikt volgens de gemakkelijheid, waarmede zij verstuiven. In deze reeks staan Palladium Goud en Zilver bovenaan en terwijl Cannegieter zelf zijn met platina bestoven snaren galvanisch met zilver versterkte tot het gewenschte geleidingsvermogen verkregen was, ben ik direct van zilver uitgegaan, daar dit met weinig kosten chemisch zuiver verkrijgbaar is.

De cathode bestaat uit een plaat zilver 14 bij 7 cM en is 2 mM dik. In 't midden is daarop, zooals in Fig. I te zien is, met zilveren pennetjes een dikker stukje plaat van hetzelfde metaal vastgeklonken. Hierin past met schroefdraad een zilver staafje, dat de verbinding bewerkstelligt met de ingesmolten Pt-draad waar aan de negatieve pool der hoogspanning verbonden is.

Op het zilverplaatje en op het rekje boven de anode, die bestaat uit een dikke aluminiumdraad ligt een stuk mica.

Tot voor korten tijd heb ik uitsluitend met zilver bestoven. Van verschillende zijden werd mij echter medegedeeld, dat ook met goud bestoven snaren in gebruik waren en derhalve heb ik ook geprobeerd dusdanige snaren te vervaardigen.

Ik gebruikte met het oog op de hoge kosten een goudplaatje van dezelfde lengte en breedte, maar slechts 0,2 mM dik. Teneinde doorbuigen van dit dunne plaatje te voorkomen knipte ik van de zilveren plaat de hoekjes af en boog die van het goudplaatje er om heen.

De goudbestuiving ging dank zij de met zilver verkregen ervaring direct goed. Een groot voordeel van goud, vooral bij het vervaardigen van zeer dunne snaren, is dat het de methode van soldeeren, voor een niet gering gedeelte vereenvoudigt, daar een goud snaartje

direct aan de koperen staafjes kan gesoldeerd worden en het extra versterken aan de uiteinden en al wat daarmee gepaard gaat, kan uitgeschakeld worden. Dit is mij met de zilveren onder geen omstandigheden ooit gelukt.

Een ander voordeel is dat goud niet zooals zilver aan de lucht wordt aangetast, zoodat het geleidingsvermogen bij bewaren op den duur niet wordt beïnvloed.

Als stroombron was tot beschikking 110 volt gelijkstroom, welke met een Ruhmkorf en een Wehneltonderbreker van een klein model Röntgentoestel voor hoogspanning werd gebruikt.

Met den voorweerstand van de primaire, werd de secundaire stroomkring zoo geregeld, dat een vonkenlengte van 10 cm werd verkregen en de milliampèremeter onder bestuiven als verbruik 10 tot 15 mA. aangaf.

Om goede resultaten te verkrijgen en de klok tijd tot afkoeling te geven wordt elke bestuivingsperiode van 1 min. afgewisseld door een rust van 10 min. Ik regelde deze perioden automatisch door het toestel in fig. II aangegeven. Het wordt gedreven door de Gaede-pomp, welke voor het vacuum benodigd is en die toch steeds in bedrijf moet blijven.

De binnenste kamers van de pomp draaien 24 maal per min. rond; op de as hiervan wordt een klein schijfje geplaatst, welke de torenschijf *g* in beweging brengt en die verder door de tandwielen *F* zoo vertraagd worden tot het laatste wiel eens per 12 minuten

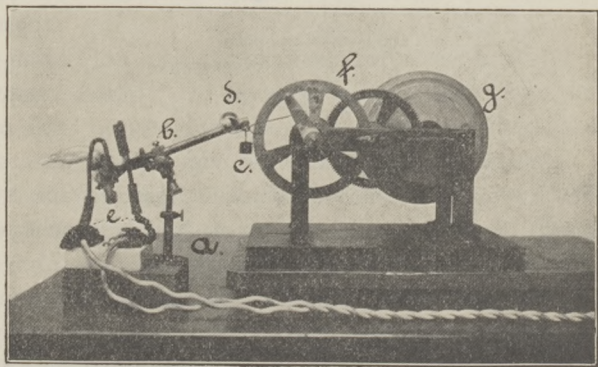


Fig. II.

- a. — stroomsliiter, welke van achter met een gneuf verstelbaar op de tafel kan vastgeschroeft worden.
- b. — draaipunt.
- c. — looden gewicht voor uitbalanceering.
- d. — stalen spiraalveer.
- e. — bosje soepel koperdraad, met glazen kralen geïsoleerd.
- f. — tandwielen.
- g. — torenschijf.

ronddraait. Op de as van dit laatste tandwiel is een zijstuk bevestigd, dat een veer *d*, naar omlaag kan drukken, waardoor de

kwikschakelaar om het draaipunt *B* omhoog gaat en de stroom sluit. De stroom gaat nu zoo lang door tot het zijstuk langs de veer is heengedraaid, zoodat deze wordt losgelaten en de schakelaar door eigen zwaarte terugvalt onder verbreking van den stroom.

Door verder of korter afstelling van den verbreker bij de vertraging stelt men op den juisten tijd in. Het verbrekingspunt van den stroomsluiter, in Fig. III weergegeven' is van kwarts gemaakt om bestand te blijven tegen de zware vonk van de sluiting en verbreking. Gewoon glas ontleedt en brokkelt in stukjes af.

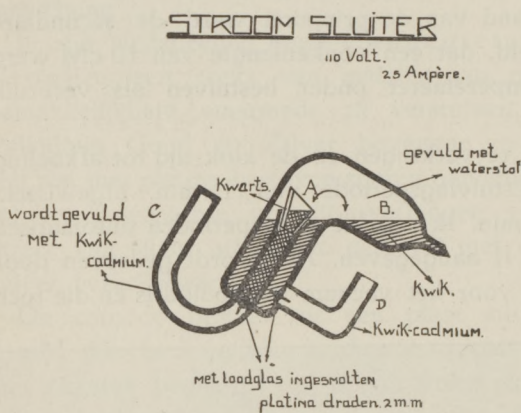


Fig. III.

Het kwartsbuisje is met een papje van watrglas en fijn puimsteen ingekit; door verwarming boven een spiritusvlam wordt de kit spoedig droog en hecht. De sluiters is geteekend op het oogenblik, waarop de stroom is verbroken. Komt het toestel recht te staan dan vloeit het kwik naar links en maken *A* en *B* contact.

Daar dit in een omgeving van zuiver waterstof gebeurt, blijft het kwik als het in volkomen drogen en zuiveren toestand in het goed gereinigde glazen apparaat ingebracht en afgesmolten is volkomen zijn metaalglans behouden.

Het kwik *A* op de tekening met ruitjes aangegeven loopt afzonderlijk geïsoleerd in de ingelaschte glazen buis door het kwik in het wijdere gedeelte en is afgesloten met loodglas, waarin een dikke *Pt.*-draad is ingesmolten, welke voor de verdere verbinding zorgt. Voor de aansluiting op den standaard kunnen de buisjes *C*, *D* met een mengsel van 1 dl. kwik en 1 dl. cadmium gevuld worden, welk amalgaam spoedig smelt en bij gewone temperatuur vast is. Hierin wordt in vloeibaren toestand een strengetje soepel koperdraad gestoken, dat door glazen kralen geïsoleerd wordt en naar de aansluitklemmen voert.

Nadat de rand der klok spaarzaam met gummivet is bestreken, zet men de voerpomp aan en verwarmt met een brander het vast te

kleven gedeelte voorzichtig, zoodat men het juist nog met de hand kan aanvatten.

De druk van de buitenlucht perst de klok op de glazen plaat en door er nog een rand van gummivet omheen te brengen, maakt men de afsluiting volkomen.

Sluit alles goed af, dan laat men nog 20 min. doorpompen voor tot bestuiven wordt overgegaan.

Als het vacuum de juiste hoogte bereikt heeft, hetgeen te zien is na stroomdoorlating aan de rose kleur der ontlading, dan kan de verbreker ook worden ingeschakeld en na eenige perioden wordt de kleur van de ontlading licht blauw en is de donkere ruimte van Crookes plus minus 6 cm van de cathode verwijderd. Onder deze omstandigheden verloopt het bestuiven het best.

Gemiddeld na 30 perioden is het inwendige van de klok vooral tusschen de twee lagen mica met een glanzende metaalhuide bedekt en, wanneer dat het geval is, kan men rekenen, dat de snaren ook hun deel gehad hebben. Natuurlijk moeten zeer dunne snaren langer bestoven worden dan gewone. Had b.v. een snaar van 2μ 12.000 Ohm dan had een die slechts $\frac{1}{5}$ in omvang was een weerstand van 100.000 Ohm terwijl de bestuivingstijd dezelfde was geweest.

Voor verbinding van klok naar Gaedepomp zorgt een dikwandige vacuumslang van plus minis $\frac{1}{2}$ m. lengte, welke ingevet aan het glazen uiteinde wordt opgeschoven en met een rand gummivet verzekerd.

Deze slang doet tegelijkertijd dienst als ventiel om sporen lucht binnen te laten, tijdens de bestuiving. Smelt men klok en glazen kraan van de Gaedepomp glas op glas aan elkaar, dan wordt het vacuum bij doorpompen te hoog, men krijgt fluoresceerend geel licht en er heeft zoo goed als geen bestuiving plaats, voordat er weer sporen lucht zijn binnen gelaten.

Teneinde eenig idee te krijgen over de hoeveelheid lucht, die kon indringen, zette ik de glazen kraan dicht en de Gaedepomp af. Na 15 uur staan bleek de druk in de klok plus minus 2 cm. kwikhoogte te bedragen.

HET SOLDEEREN.

In het begin gebruikte ik voor de verbinding van de snaar in den galvanometer, zooals in het instrument oorspronkelijk aanwezig

was, een rond staafje met aan het eene uiteinde een plat gevijld gedeelte, waar de snaar op overgebracht en vastgesoldeerd werd.

Bij het opbrengen van het Wood's metaal kleefde veelal de snaar aan de glazen punt vast, waarmede het soldeer werd opgebracht en was dan verloren.

Voor het maken van een snaar voor den kleinen galvanometer, model „Edelmann", waarvoor bij de ontspaninrichting een over de geheele lengte ingevijld gleufje benoodigd is, had ik van de bovenbedoelde moeilijkheid geen last, omdat de snaar daar reeds half opgesloten komt te liggen en de gleuf met soldeer aan de kanten wordt volgestreken.

Dus heb ik daarna steeds het staafje naar het model Edelmann ook voor andere galvanometers gebruikt. Voor het soldeeren wordt de gleuf aan het uiteinde met gewoon soldeer en soldeervet vertind, met aether vetvrij gemaakt, opnieuw verwarmd en gevuld met een druppel oxydvrij Wood's metaal. (Vertint men niet van te voren dan hecht het Wood's metaal slecht of in 't geheel niet).

Nadat het is afgekoeld, wordt met een scherpe driekante punt het Wood's metaal zoo ver weer weg gehaald, dat er nog slechts een dun huidje op het tin achter blijft.

Voor het overbrengen der snaar gebruikte ik het model van Edelmann, welke op Fig. IV als *H* staat aangegeven. De beide klemmen *E* en *F* heb ik hier van draaibaar laten maken, wat het voordeel geeft, dat door deze een weinig naar

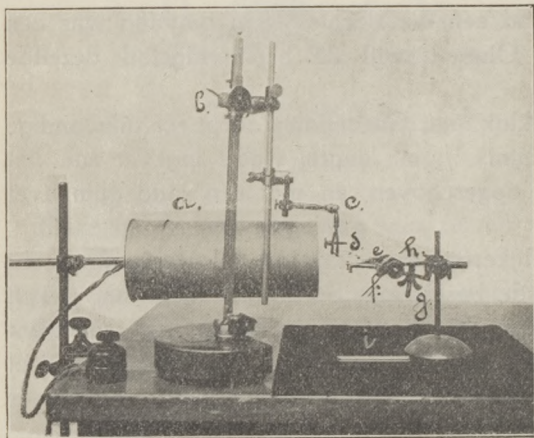


Fig. IV.

- a. — verlichtingskoker met metaal draadlamp 100 watt.
- b. — verticale stelschroef.
- c. — kogelscharnier.
- e. en f. — draaibare klemmen voor vastschroeven van de staafjes met gleuf.
- g. — klem voor snaaroverbrenger.
- h. — snaaroverbrenger.
- i. — glazen boutje van Pyrex glas.

boven te draaien, de snaar alleen op de punt en dan vrij van het verdere gedeelte van het staafje kan komen te rusten.

Ook kan men dan voor lange snaren tot het uiteinde der dwarsstukken van den glazen houder komen en kan dus de volle lengte der snaar eventueel gebruikt worden, waar anders aan beide kanten minstens $1\frac{1}{2}$ cm. verloren gaat.

Wanneer nu de snaaroverbrenger met de klaargemaakte staafjes met de punten iets naar boven op maat is afgesteld, kan met behulp van de verticale stelschroef *B* de snaar vlak bij de staafjes gebracht worden en met het kogelscharnier, dat gemakkelijk beweegbaar moet zijn, zoo gesteld worden, dat de snaar recht en evenwijdig boven de punten in het gleufje kan gedraaid en hierna met Wood's metaal gesoldeerd worden.

Gebruikt men met zilver bestoven snaren, zoo moeten zooals reeds gezegd is, de beiden uiteinden der snaar evenals bij de chemische verzilvering, galvanisch extra met zilver versterkt worden.

Het bekijken met een loupe en een stuk zwart papier als ondergrond vergemakkelijkt dit werk en verzekert beter resultaten.

Teneinde het geleidingsvermogen en de weerstand van de snaar te bepalen, gebruikte ik een normaal Mili-ampèremeter van Hartmann en Braun, waarvan 1 m. Ampère verdeeld was in 100 deelen.

Heeft men als stroombron een accumulator van 2 volt en wordt een weerstand van 5000 Ohm ingezet, dan zal de milli-ampèremeter dus ongeveer 0,4 m.A. aanwijzen. Wordt nu de snaar in serie er tusschen geschakeld, dan verandert de uitslag evenredig aan de bijgekomen weerstand en kan deze dus worden berekend.

Eenvoudiger is het den stand van den M. Ampèremeter met een bepaald aantal Ohms uit een weerstandsbank af te lezen, hierna de snaar tusschen te schakelen en dan zooveel weerstand uit de bank te halen, dat de Milli-ampèremeter zijn oorspronkelijken stand weer heeft ingenomen.

De kortgesloten weerstand komt dan overeen met die der snaar.

Mei, 1926.

PHYSIOLOGISCH LABORATORIUM DER
UNIVERSITEIT VAN AMSTERDAM.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben zum schieszen dünner Quarzfäden, diese mit Gold oder Silber zu bestäuben und zu löten. Auch wird die Einrichtung eines Apparates mitgeteilt womit man die Ruheperioden automatisch zu regeln vermag und eine Methode zum messen des Widerstandes der Fäden.

OVER HET RÖNTGENABSORPTIESPECTRUM VAN ARGON *)

door J. H. VAN DER TUUK.

Van de absorptie in het *optische* spectrum geeft de „klassieke” quantumtheorie het volgende eenvoudige beeld. Door de absorptie van een lichtquantum $h\nu$ wordt het atoom uit zijn normale of rusttoestand overgebracht in een „aangeslagen” toestand, waarbij;

$$h\nu = E' - E'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

E' is de energie in de aangeslagen toestand en E'' is de energie in de rusttoestand. In het absorptiespectrum van het normale atoom komen derhalve slechts die emissielijnen „omgekeerd” voor, die de rusttoestand van het atoom als eindtoestand hebben. (bijv. lijnen der hoofdsérie bij het alkalispectrum). Behalve de lijnenabsorptie is er nog een daarbij aansluitend gebied van continue absorptie, waarvoor de betrekking van Einstein geldt:

$$h\nu = E_0 + \frac{1}{2} m v^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierin is E_0 de zg. ionisatiearbeid. $\frac{1}{2} m v^2$ is de kinetische energie van het electron, nadat het van het atoom vrijgemaakt is.

In het *Röntgengebied* komt de eerste soort van absorptie: de „lijnenabsorptie” niet voor. Dit komt, doordat het emissiespectrum in het Röntgengebied samenhangt met overgangen tusschen electronenbanen, die in het normale atoom volledig bezet zijn. Voor een electron, dat uit een bepaalde electronengroep verwijderd wordt, is dus geen plaats meer open in het inwendige van het atoom; de eenige mogelijkheid is, dat het door een absorptieproces geheel naar de buitenkant van het atoom verwijderd wordt.

Zooals reeds gezegd is, beteekent de grootheid E_0 in (2) de arbeid die noodig is om het electron uit het atoom te verwijderen. Aangezien er verschillende groepen en ondergroepen van electronen in het atoom aanwezig zijn, zijn er ook verschillende groottheden E_0 , de zg. „Röntgenniveaus”. Er zijn 1 *K*-, 3 *L*-, 5 *M*-, 7 *N*-niveaus voor de zwaardere elementen.

In het algemeen neemt de absorptie bij grooter wordende $h\nu$ (dus kleinere golflengte) geleidelijk af. Wanneer evenwel $h\nu$ een bepaalde E_0 -waarde overschrijdt, neemt de absorptie plotseling

*) Voorgedragen in de Vergadering der Ned. Natuurkundige Vereeniging te Amsterdam, 24 April 1926.

toe, aangezien er een nieuwe mogelijkheid bijkomt voor de absorptie van het energiequantum. Dit geeft bij een fotografische opname van het absorptiespectrum (hierbij wordt in een heterogene Röntgenbundel tusschen de spleet en het analyseerende kristal een dun laagje van een absorbeërend element geplaatst) een naar de korte golflengte scherp begrensde kant. Korrespondeerend met de niveaus moeten we dus ook 1 *K*-, 3 *L*-, 5 *M*-kanten verwachten. Inderdaad zijn deze voor verschillende elementen waargenomen. Over deze absorptiekanten zouden we het hier nader willen hebben.

Een nader onderzoek van de *absorptiekanten* heeft de volgende bijzonderheden aan het licht gebracht. ¹⁾

1e. De golflengte van de absorptiekanten is, hoewel in geringe mate, afhankelijk van de chemische of fysische toestand van het absorbeërende element. Van dit verschijnsel laat zich, althans kwalitatief, een bevredigende verklaring geven. Immers de aanwezigheid en configuratie van de buitenste electronen in een atoom hebben wel degelijk invloed op de bindingsenergie van de inwendige electronen. Dit ziet men onmiddellijk in, als men zich bijv. het inwendige electron in twee stapjes uit het atoom verwijderd denkt. Bij de eerste stap wordt het electron tot aan het gebied gebracht, waar zich de valentie-electronen bevinden; bij de tweede stap wordt het electron geheel verwijderd. De energie die voor de eerste stap nodig is, zal door de al of niet aanwezigheid der valentie-electronen niet merkbaar beïnvloed worden. De energie van de tweede stap wordt wel degelijk door de valentie-electronen beïnvloed, aangezien deze de aantrekkende werking van de kern neutraliseeren. In overeenstemming met deze eenvoudige verklaring is ook het feit dat in verbindingen waarin het element volgens de theorie van Kossel als positief ion optreedt, de golflengte van de absorptiekant afneemt bij een hoogere waardigheid van het element (dus hoogere ionisatiegraad van het atoom).

2e. Verder werd door verschillende onderzoekers het bestaan van de volgende eigenaardigheden aan het licht gebracht. Bij de *K*-kanten der lichtere elementen en in het algemeen bij de *L*- en *M*-kanten, ziet men op de fotografische plaat behalve de normale reeds besproken zwartingsverandering veelal nog eenige minder intensieve en in den regel ook minder scherp afgeteekende bijver-

¹⁾ W. Stenström, Dissertatie Lund 1919.; H. Fricke, Phys. Rev. 16, 202, 1920.; Bergengren, ZS. f. Phys., 3, 247, 1920.; A. E. Lindh, Dissertatie Lund, 1923.; D. Coster, ZS. f. Phys. 25, 83, 1924.

schijnselen, Zoo ziet men dikwijls op de grens van de zwartingsverandering een geprononceerde witte lijn; het schijnt dus, dat het lichtquantum dat juist groot genoeg is om het betreffende electron naar de peripherie van het atoom te verwijderen met veel grootere waarschijnlijkheid wordt geabsorbeerd, dan het quantum van iets grootere energie. Buitendien vindt men in de richting van de kortere golflengten in de onmiddellijke nabijheid van den hoofdkant veelal nog één, soms zelfs twee bijkanten, die veel minder geprononceerd zijn dan de hoofdkant, maar die elk voor zich weer uitdrukking geven aan een plotselinge toename der absorptie. Van deze „detailstructuur” der absorptiekanten is tot nu toe geen bevredigende verklaring gegeven ¹⁾; het was onze bedoeling met het hier te bespreken werk om te trachten daarover eenige verdere experimenteele gegevens te verkrijgen. Met dat doel hebben we onderzocht het *K*-absorptiespectrum van argon, daar juist het gebruik van dit gas in dit geval eenige belangrijke voordeelen oplevert.

In de eerste plaats ligt de argon-*K*-kant in een golflengtegebied, waarin gemakkelijk te experimenteren valt (3.8647 Å. *E.*) en kan men door variatie van de argondruk in de geheel met argon gevulde Siegbahn-vacuumspectrograaf gemakkelijk een homogene laag absorbeerende substantie van willekeurige dikte samenstellen. In de tweede plaats is het een éénatomig gas, zoodat zich een eventueel optredende detailstructuur wellicht gemakkelijker theoretisch laat interpreteren. Verder is het gas chemisch inactief en is men zeker, complicaties als waargenomen door Miss Chamberlain *à priori* uit te sluiten.

Wat nu betreft de discontinuïteiten aan de korte-golflengtekant van de *K*-kant, deze zou men zich kunnen denken als te ontstaan tengevolge van absorptieprocessen waarbij tegelijkertijd een *K*- en *M*-electron of een *K*- en een *L*-electron uit het atoom verwijderd worden. ²⁾

Ten einde een schatting te maken omtrent de arbeid welke noodig is om in één absorptieproces tegelijk een *K*- en een *M*-electron uit het atoom te verwijderen, mogen we wegens de

¹⁾ Een soms aan de lange golflengtekant van de hoofdkant optredende detailstructuur, die door D. Coster l.c. bij eenige sterk geoxydeerde verbindingen gevonden werd, moet volgens Miss Chamberlain (Phys. Rev. 26, 525, 1925) aan de aanwezigheid van verschillende chemische modificaties van het betreffende element in het absorptieschermje geweten worden, die met een reductie al of niet onder invloed der bestraling met Röntgenstralen samenhangt.

²⁾ Deze mogelijke verklaring van de detailstructuur werd reeds vroeger door Coster l.c. voorgesteld en onafhankelijk daarvan ook door Wentzel in verband met zijn theorie over het optreden van satellietlijnen naast de gewone diagramlijnen in het Röntgengebied (Sommerfeld, *Atombau und Spektrallinien* 4de druk).

wet van behoud van energie voor de berekening aannemen, dat dit verwijderen successievelijk geschiedt. De frequentie, waarbij men opnieuw een discontinuïteit in de absorptiecoëfficiënt zou moeten verwachten, wordt dan bepaald door de vergelijking $h\nu = K + M'_{III}$, waarin K de energie voorstelt, welke noodig is om een K -electron uit het argonatoom te verwijderen en M'_{III} die, om een M -electron (3_2 -electron) te verwijderen uit een argonatoom, dat reeds een K -electron mist. Wat nu de grootheid M'_{III} betreft, deze zal men met groote benadering gelijk mogen stellen aan de grootheid M_{III} (zonder accent! d.w.z. de bindingsenergie van het 3_2 -electron in het normale atoom) voor kalium, aangezien het verschil in kernlading van één éénheid zoo goed als gecompenseerd wordt door het ontbreken van een K -electron bij argon.¹⁾

De eerste discontinuïteit aan de korte golflengte kant van de K -kant zou men dus ongeveer moeten verwachten bij een frequentie, welke bepaald wordt door de vergelijking:

$$h\nu = K(\text{argon}) + M_{III}(\text{kalium}) \dots \dots \dots (3)$$

De frequenties van de overige te verwachten bijkanten worden dan bepaald uit betrekkingen welke men verkrijgt door in vergelijking (3) de grootheid $M_{III}(\text{kalium})$ respectievelijk te vervangen door de grootheden M_{II} , M_I , L_{III} , L_{II} en L_I voor kalium, zijnde de niveauwaarden voor de verschillende M - en L -niveaus bij kalium, welke met de golflengten der dienovereenkomstig bij argon te verwachten bijkanten in tabel I vereenigd zijn.

TABEL I.

Niveauwaarden van kalium in corresponderende voltwaarden	L_I	L_{II}, L_{III}	M_I	M_{II}, M_{III}
	360	290	40	20
Golflengten van de te verwachten bijkanten van argon in X -Eenheden . (De hoofdkant ligt bij 3864.7 X -E.)	3470	3545	3820	3840

Rekening houdende met eventuele onnauwkeurigheden in deze schatting werd het heele golflengtegebied van 3960 tot 3410

¹⁾ Voor een complicatie in de *termstructuur*, welke optreedt tengevolge van een verschil in impuls-moment in deze beide gevallen, zie noot 1 blz. 265.

X -eenheden bij verschillende argondrukken (3—80 mm kwik) geëxposeerd ¹⁾ met een gipskristal en een 0.1 mm breede spleet. Hoewel de hoofdkant steeds scherp op den voorgrond trad, was er van een detailstructuur niets te bespeuren. Onder precies dezelfde omstandigheden werden een chloorkant (ammoniumchloride in het absorptieschermpje) en een kaliumkant (kaliumcarbonaat in het absorptieschermpje) opgenomen. Hierbij werd gemakkelijk een duidelijke detailstructuur verkregen.

Bovendien zou men eventueel nog een discontinuïteit kunnen verwachten tengevolge van absorptieprocessen waarbij tegelijkertijd beide K -electronen uit het atoom verwijderd worden. De corresponderende frequentie laat zich ook weer tamelijk nauwkeurig berekenen, wanneer we ons voorstellen dat de beide K -electronen successievelijk uit het atoom verwijderd worden. De arbeid welke noodig is om het eerste K -electron te verwijderen is weer de gewone bindingsenergie van de K -electronen bij argon. Om nu de arbeid te berekenen welke noodig is voor het verwijderen van het tweede K -electron heeft men eenvoudig de effectieve kernlading van argon met 0.7 te vermeerderen aangezien de „schermwerking” van de beide K -electronen op elkaar juist 0.7 bedraagt. ²⁾

De berekening leverde voor de golflengte van deze „dubbele K -absorptiekant” 1860 X -eenheden. Rekening houdende met eventuele fouten, werd thans het geheele gebied van 1750 tot 1950 $X \cdot E$. met een argondruk tot 50 cm kwik in de spectrograaf geëxposeerd, maar ook hier was geen discontinuïteit te bespeuren. We komen dus tot de conclusie, dat *absorptieprocessen* in het Röntgengebied *waarbij tegelijkertijd twee electronen* uit het atoom verwijderd worden *geen merkbare rol spelen* ³⁾ en dat in elk geval de detailstructuur der absorptiekanten daardoor niet verklaard kan worden. ⁴⁾

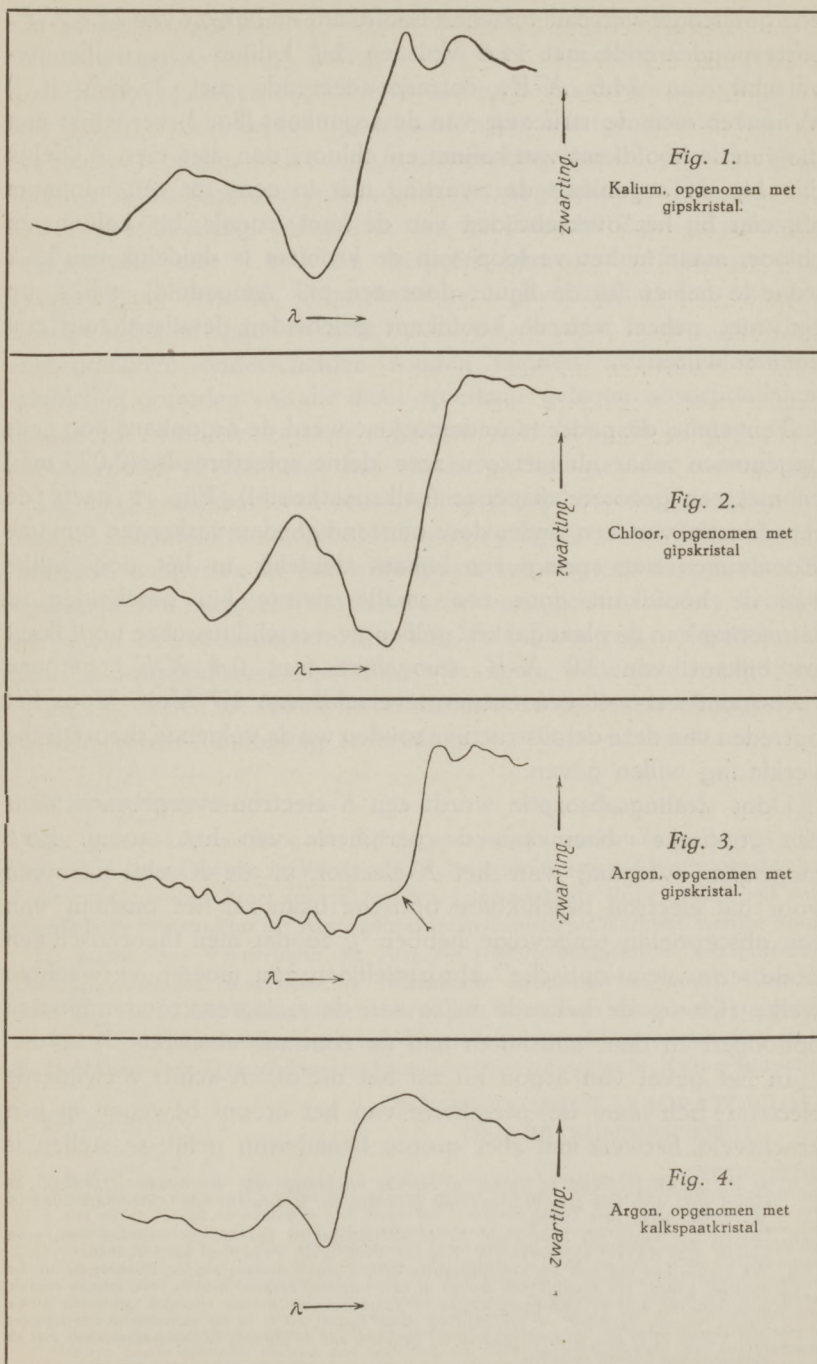
In fig. 1—3 zijn fotometercurven gereproduceerd van een kalium-, chloor- en argonopname, welke onder bovengenoemde omstandigheden verkregen werden. Uitmeting van de platen gaf voor chloor

1) Hierbij betuigen we de N.V. Philips Gloeilampenfabrieken te Eindhoven onzen hartelijken dank voor het te onzer beschikking stellen van de benodigde hoeveelheid argon.

2) Zie N. Bohr en D. Coster *ZS f. Physik.* 12, 342, 1923.

3) Volkomen in overeenstemming hiermede zijn de resultaten van het werk van F. K. Richtmyer over de grootte van de discontinuïteiten in de absorptiecoëfficiënt in de omgeving van de K -absorptiekanten. F. K. Richtmyer and F. Warburton, *Phys. Rev.* 22, 539, 1923. F. K. Richtmyer, *Phys. Rev.* 27, 1, 1926.

4) Dat absorptieprocessen, waarbij tegelijkertijd twee electronen in hogere quantumbanen overgevoerd worden, heelemaal niet bestaan zouden, volgt niet uit onze waarnemingen, aangezien wij niet meer kunnen zeggen dan dat we een verschil van tenminste 10^0 in de totale absorptie hadden moeten opmerken.



een golflengte-verschil tusschen hoofdkant en bijkant van $22.8 X-E$. corresponderende met 14.6 Volt en bij kalium een golflengte-verschil van $24.6 X-E$. corresponderende met 25.8 Volt. ¹⁾ Wanneer men de structuur van de argonkant (fig. 3) vergelijkt met die van de hoofdkant van kalium en chloor, dan ziet men duidelijk dat bij de argonkant de zwarting niet in eens tot een minimum afneemt bij het overschrijden van de kant zooals bij kalium en chloor, maar in het verloop van de kromme is duidelijk een knik waar te nemen (in de figuur door een pijl aangeduid) welke op een niet geheel van de hoofdkant gescheiden detailstructuur zou kunnen wijzen.

Ten einde dit nader te onderzoeken werd de argonkant nog eens opgenomen maar nu met een zeer kleine spleetbreedte (0.025 mm) en met een grootere dispersie (kalkspaatkristal). Fig. 4 geeft de reproductie van een onder deze omstandigheden verkregen opname. Zooals men ziet, springt een bijkant duidelijk in het oog welke van de hoofdkant door een smalle zwarte lijn gescheiden is. Uitmeting van de plaat gaf een golflengte-verschil tusschen hoofdkant en bijkant van $2.0 X-E$. (mogelijke fout $0.4 X-E$.) hetgeen correspondeert met een energieverval van 1.7 Volt. Voor het optreden van deze detailstructuur zouden we de volgende theoretische verklaring willen geven.

Door stralingsabsorptie wordt een K -electron overgebracht naar een „optische” baan aan de peripherie van het atoom. Elke mogelijke overgang van het K -electron uit de K -schil naar een voor dat electron beschikbare optische baan zal het ontstaan van een absorptielijn tengevolge hebben ²⁾, zoodat men theoretisch een heele serie „semi-optische” absorptielijnen zou moeten verwachten welke zich op de bekende wijze aan de seriegrens zouden moeten ophoopen en daar aansluiten aan de continue absorptie. ³⁾

In het geval van argon nu zal het uit de K -schil verwijderde electron zich aan de peripherie van het atoom bewegen in een krachtveld, hetwelk met zeer groote benadering gelijk te stellen is

¹⁾ A. E. Lindh i.c. vond bij chloor in dezelfde verbinding voor dit verschil $22.0 X-E$; bij kalium werd door hem geen detailstructuur gevonden. (A. E. Lindh. Ark f. Math. och Fysik 18, N. 14, Stockholm 1924—1925).

²⁾ Dat op deze manier een fijnstructuur in de absorptiekanten zou kunnen ontstaan werd reeds vroeger door Kossel opgemerkt. (W. Kossel. Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 339, 1916).

³⁾ We zouden hier dus toch een absorptieproces hebben geheel analoog aan de lijnabsorptie in het optische gebied, een mogelijkheid, die we in onze inleiding ontkend hebben. We moeten evenwel opmerken, dat deze Röntgenabsorptielijnen — voorzoover ze in een chemisch gebonden atoom zouden kunnen optreden — zoo dicht op elkaar liggen, dat ze in het algemeen niet te scheiden zijn. Verder zij er nog eens met nadruk op gewezen, dat de normale Röntgenemissielijnen niet als absorptielijnen kunnen optreden.

aan het krachtveld waarin zich het valentie-electron van het normale kaliumatoom bevindt. ¹⁾ Indien we nu voor dergelijke semi-optische electronenovergangen dezelfde selectieregels mogen toepassen welke ook gelden in het zuiver optische of in het Röntgengebied dan zijn het slechts p -banen, welke hier in aanmerking komen, daar de baan van het K -electron met een s -baan te vergelijken is. Het grootste te verwachten energieverval is dan het verschil $2p - 3p$, overeenkomende met 1.4 Volt, hetgeen binnen de foutengrenzen overeenstemt met het waargenomen Voltverschil (1.7 Volt). De overige p -banen liggen te dicht op elkaar dan dat in ons geval de absorptielijnen onderscheiden zouden kunnen worden, maar wel schijnt het optreden van die dicht op elkaar gelegen absorptielijnen, tengevolge van electronenovergangen naar hogere p -banen verantwoordelijk te zijn voor het onscherpe karakter der nevenkant.

De nauwkeurigheid van onze metingen is echter niet groot genoeg om met zekerheid ten gunste van een energieverval $2p - 3p$ te beslissen, aangezien in het kaliumspectrum nog een energieverval voorkomt van ongeveer dezelfde orde van grootte nl. het verschil $1s - 2p$ overeenkomende met 1.6 Volt. Door een onderzoek van het K -Röntgenabsorptiespectrum van neon, waar de dispersie veel grooter is, hopen we enkele nu onbeantwoord gebleven vraagpunten, tot een verdere oplossing te brengen.

Zusammenfassung.

Eine genaue Untersuchung des K -Röntgenabsorptionsspektrums des Argons zeigt, dass Absorptionsprozesse im Röntgengebiet, bei denen in einem Absorptionsakt zwei Elektronen aus dem Atom entfernt werden, keine merkbare Rolle spielen und dass jedenfalls die Feinstruktur der Absorptionskanten dadurch nicht erklärt werden kann.

Es wurde eine Feinstruktur im Argon- K -Absorptionsspektrum nachgewiesen. Die Energiedifferenz Hauptkante — Nebenkante entspricht bei diesem Elemente etwa 1.7 Volt. Diese Energiedifferenz wird mit bestimmten optischen Termwerten des Kaliums in Zusammenhang gebracht. Es wird aber darauf hingewiesen, dass die in Betracht kommende Termstruktur eine kompliziertere als diejenige bei Kalium sein sollte.

Groningen,

NATUURKUNDIG LABORATORIUM
DER RIJKSUNIVERSITEIT.

1) Prof. Coster maakte mij opmerkzaam op het feit, dat er toch minstens één verschil bestaat tusschen het periphere krachtveld van het kaliumatoom en dat van het argonatoom, waarin een K -electron, dat uit de K -schil verwijderd is, zich langs een „optische” baan beweegt. De atoomromp van het kaliumatoom heeft nl. geen resulterend moment van hoeveelheid van beweging, terwijl de argonatoomromp in het door ons beschouwde geval wel een impulsmoment heeft tengevolge van de aanwezigheid van slechts één K -electron. Wat betreft de termenergieën zal dit verschil hoogstwaarschijnlijk wel weinig betekenis hebben, wat evenwel de termstructuur betreft, geeft dit aanleiding tot het volgende principiële verschil. Wanneer de atoomromp geen impulsmoment heeft, vertoont het optische spectrum het bekende doubletkarakter, zooals bij de alkalispectra; heeft evenwel de atoomromp een resulterend impulsmoment tengevolge van de aanwezigheid van nog één in een s -baan gebonden electron, dan heeft men een viervoudige multiplicitet (bijv. singulet-triplet-systeem bij de aardalkaliën). Dit laatste baantype moeten we dus bij ons argonatoom verwachten.

BOEKBESPREKING.

F. M. Denton. Relativity and common sense, XVII + 279. University Press, Cambridge 1924.

Wij hebben hier te doen met een zeer goed geslaagde poging van een blijkbaar bij uitstek competenten schrijver om de relativiteitstheorie op halfpopulaire wijze in ruimer kring bekend te maken. Fouten en misvattingen, waarvan vele van dergelijke publicaties wemelen, bevat het boekje niet. Ook is gestreefd naar een groote mate van volledigheid. Uit den aard der zaak wordt er veel gepraat en weinig, doch genoeg, gerekend. Daarmee is de inhoud geschetst, beter dan door een inhoudsopgave. Het geheel is aangenaam leesbaar, de Nederlandsche lezer moge echter bedenken dat de humor op een Engelsch publiek berekend is.

J. A. S.

Hans Reichenbach. Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre, X + 162. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1924. (Die Wissenschaft Bd. 72.)

De schrijver stelt zich tot taak op axiomatische wijze de relativistische ruimte-tijd-leer streng op te bouwen. De eerste honderd bladzijden zijn aan de speciale relativiteitstheorie gewijd. Er worden tien axiomagroepen opgesteld, waarvan kan worden aangetoond, dat zij niet onderling in strijd zijn. De vraag naar het minimum aantal en de onderlinge onafhankelijkheid wordt niet volledig beantwoord. In de volgende hoofdstukken wordt nagegaan welke axioma's in de algemeene relativiteitstheorie blijven bestaan en welke door andere vervangen moeten worden.

J. A. S.

G. Birtwistle. The quantum theory of the atom. — The Syndics of the University Press., Cambridge, England 1926. Prijs 15 sh. net.

Een homogeen overzicht van de „klassieke” quantentheorie (tot 1925). Het eerste hoofdstuk bevat een vlotte schets van het ontstaan der stralingsformule van Planck.

In elk volgend hoofdstuk worden, voor zoover dat noodig is, in enkele regels de experimenteele feiten genoemd, die aanleiding hebben gegeven tot de daaruit ontwikkelde theorie. (Hierbij leidt de korthed der uitdrukking wel eens tot onduidelijkheid, bijvoorbeeld waar gezegd wordt, dat Thomson's positieve deeltjes „produce a parabola, whatever their speed”. Het is immers juist het verschil in snelheid, waardoor de deeltjes samen een parabool teekenen).

In hoofdzaak echter wordt het „rekenwerk” gegeven. Menigeen zal dankbaar grijpen naar deze samenvatting, die langdurig zoeken in oudere litteratuur bespaart.

In het hoofdstuk over de structuur der elementen vindt men de tabel van Bohr en niet die van Stoner. Evenmin vindt men de beschouwingen van Pauli, Hund en Heisenberg over de atomen met meer dan een valentie electron, die trouwens bij het verschijnen van het boek nog in wording waren.

Als eerste stap in de richting der „moderne” quanten theorie wordt aan het slot de dispersie-formule van Kramers behandeld.

d. G.

J. W. Boerman en K. M. Knip. Physica. Beknopt leerboek der Natuurkunde, herzien door Drs. M. Hellingman en K. M. Knip. Eerste deel, eerste en tweede cursus. J. B. Wolters, Groningen.

In dit leerboek, dat voornamelijk voor kweek en normaalscholen bestemd is, worden de beginselen van de natuurkunde breedvoerig besproken. Het komt ons voor, dat het hier en daar wel wat beknopter kon en dat men meer aan den leeraar moet overlaten. Bij de bespreking van de communiceerende vaten wordt opgemerkt, dat de bekende wet niet geldt, wanneer de druk op de vloeistofopervlakken ongelijk is en ook niet, wanneer de vloeistof in beweging verkeert. In dit verband ware het beter geweest de waterleiding dan ook niet als toepassing van de communiceerende buizen te noemen, daar men hier met stroomend water te doen heeft.

Voor de behandeling van de communiceerende vaten en voorafgaande aan de wet van Archimedes dient de wet van Pascal behandeld te worden. Het lijkt ons niet gewenscht, om, zooals in dit boek gebeurt bij de bespreking van het evenwicht van vloeistoffen, de wet van Pascal weg te laten. Dit wreekt zich óók bij de behandeling van de drukking en spanning der lucht (blz. 36, § 10). Waarom gebruiken de schrijvers hier twee woorden n.l. drukking en spanning voor hetzelfde begrip? Door een te groote omhaal van woorden en door de ons inziens verkeerde vergelijking van de werking der zwaartekracht met de spanning of drukking van een hoeveelheid lucht, werkt de inhoud van par. 10 verwarrend en wordt het doel voorbij gestreefd.

De proef in fig. 34 voorgesteld is overdadig na de behandeling van de communiceerende buizen.

Het woordje „reeds” op pag. 41, 9e regel v. o. is overbodig; ook is het niet goed te keuren, om 76 als gemiddelde barometerstand te noemen.

Op pag. 55 wordt gezegd, dat we onder branden het zich verbinden van een stof met zuurstof moeten verstaan. En het roesten? En andere oxydatieverschijnselen?

De bespreking van smeltingswarmte en stollingswarmte voorafgaande aan de behandeling van de calorimetrie is voor de leerlingen zeker bezwaarlijk en zal tot onjuiste voorstellingen aanleiding kunnen geven.

Op pag. 160 wordt onder C. gezegd: „Bij een hooger warmtegraad wordt de spanning van den verzadigden damp aanmerkelijk grooter; haar stijging is niet evenredig aan die van de temperatuur”. De vraag rijst, op welke redelijken grond iemand zou verwachten, dat die stijging *wél* evenredig met de temperatuur zou zijn. Beter ware het geweest kortweg te constateeren, dat verzadigde damp de wetten van Boyle en van Gay Lussac niet volgt. Vooral wijze men er op, dat de gewichthoeveelheid verzadigde damp per c.M.³ bij verhooging van temperatuur toeneemt.

Op pag. 183 wordt voor de proef van Franklin een kolf met platte bodem gebezigd; dit is gevaarlijk! Men gebruike voor deze proef een kolf met bolronden bodem.

Overdadig is de bespreking van den hygrometer van Daniël en van dien van Regnault.

Laten de schrijvers zich bij een volgenden herdruk wat meer beperken en zich wat meer rekenschap geven van de strekking van deze leerstof.

De vragen en opgaven, die de tekst begeleiden zijn over het algemeen wel doeltreffend.

E. E. M.

Edmund Hoppe. *Geschichte der Physik*, 536 blz. — Friedr. Vieweg und Sohn, A. G. Braunschweig 1926. Prijs ing. R. M. 30, geb. R. M. 33.

Het verschijnen van een „Geschiedenis van de natuurkunde” is steeds een verheugend feit en daarop maakt het bovenstaande boek geen uitzondering. Integendeel, door zijn totaal andere structuur dan de tot nu toe verschenen geschiedenissen der natuurkunde, wordt het niet alleen een gewenschte aanvulling, maar, ik zou willen beweren, een onmisbaar hulpmiddel voor ieder die belang stelt in de historische ontwikkeling van een of ander natuurkundig probleem. En hier komen we al dadelijk aan het karakteristieke van dit werk. Het is geen geschiedenis van natuurkundigen en evenmin een van natuurphilosophische beschouwingen. Het wil zijn een geschiedenis van de natuurkunde, beschouwd als geschiedenis der afzonderlijke problemen, die toch samen weer de bouwstenen vormen voor de totale wereldbeschouwing in ieder tijdvak. Wie dus bijzonderheden uit het leven van Galileï of Newton zoekt, zal ze in dit boek niet vinden. Voor hem zal het geheel misschien wat dor aandoen. Maar wie van een of ander probleem, de geheele geschiedenis wil nagaan die vindt hier alles van zijn gading. Vaak zal hij dan verrast zijn te bemerken, dat vele problemen al veel ouder zijn dan de personen waarnaar zij gewoonlijk genoemd worden; dat vaak vele jaren te voren anderen zich reeds met zoo'n probleem hebben bezig gehouden. En dit wordt alles met zeer uitvoerige literatuuropgaven gestaafd. Overal is tot de bronnen gegaan, en waar deze afgesloten en ontoegankelijk waren, is steeds aangegeven langs welk anderen weg de schrijver het materiaal heeft gekregen. Dit werk getuigt van een arbeid van meer dan 10 jaren en men komt tot de grootste bewondering voor de uitvoerigheid en nauwkeurigheid waarmede alles wat op een probleem betrekking heeft, is aangevoerd. Dan ziet men hoe vele problemen al uit de grijze oudheid stammen, hoe er tijden zijn geweest, dat zij zijn blijven rusten, hoe zij weer worden opgevat en verder gevoerd.

Deze geschiedenis loopt tot 1895 en laat dus de moderne natuurkunde buiten beschouwing. Toch zijn alle problemen zoo ver gevoerd, dat men er gemakkelijk zelf aan kan vastknoopen en ze zoo doorvoeren tot den tegenwoordigen tijd.

Na een heele inleiding geeft schrijver eerst een zeer uitvoerig overzicht van de historische ontwikkeling van de mechanische problemen en de algemeene principes der natuurkunde. Daarop volgen de problemen, die in de verschillende hoofdstukken der natuurkunde voorkomen, ieder weer historisch gerangschikt. De praktische toepassingen der natuurkunde, zelfs de electrotechniek zijn buiten bespreking gebleven. Alles is kort gehouden, zoodat er in dit boek een overvloedige schat van gegevens en literatuuropgaven staat. Het heeft een encyclopaedisch karakter. Toch verzuimt de schrijver niet, om, waar het bronnenonderzoek hem tot andere dan de algemeen heerschende meeningen heeft gebracht, deze krachtig te doen uitkomen.

Het geheel is voorzien van een zeer uitvoerig personen- en zaakregister.

Drukfouten ben ik weinig tegen gekomen. Dat op pag. 62 regel 6 v. b. „Masse” moet staan inplaats van „Kraft” is wel duidelijk.

De uitvoering is overigens goed en duidelijk zooals we dat van dezen uitgever gewend zijn.

Ik wensch dit prachtige werk in de handen van ieder, die zich met de historische ontwikkeling van onze natuurkundige problemen bezig houdt.

T. v. L.

Hans Pettersson und Gerhard Kirsch, Atomzertrümmerung, Verwandlung der Elemente durch Bestrahlung mit α -Teilchen, 247 blz., 61 fig. — Akad. Verlagsgesellschaft M. B. H. Leipzig 1926. Prijs ingen. M. 13. geb. M. 15.

Men kan het niet anders dan toejuichen, dat een hoogst belangrijk onderzoek, als de „kunstmatige atoomdisintegratie“, in Engeland door Rutherford en de zijnen opgezet, en voor een groot deel ontwikkeld, ook onafhankelijk hiervan en volgens deels andere methoden, in het Weensche „Institut für Radiumforschung“ zijn navolging heeft gevonden. Voor dit gebied toch, dat nog slechts aan de oppervlakte is ontgonnen, waar de leemten nog zoo talrijk zijn, en de experimentele moeilijkheden groot, is het juist zoo van waarde, de langs verschillende wegen verkregen en soms — tegenstrijdige — resultaten onderling te toetsen, om daarmee tot grooter klaarheid te kunnen komen.

Het bovengenoemd werk nu geeft in de eerste plaats een getrouw verslag van de werkwijze der Weensche onderzoekers, en heeft mij daarin sterk den indruk gegeven, die trouwens ook in de tot dusver verspreide publicaties aan het licht trad, dat men in Weenen gelijk in Engeland het experiment conscientieus heeft opgevat en op breeden basis geschoeid. Doch dit werk over „Atomzertrümmerung“ heeft een tweeledig doel: het wil den leek tevens een beeld geven van de historische ontwikkeling van het onderwerp in zijn vollen omvang, aanvangende met de Ramsay'sche transmutatieproeven en het geheel aanvullende met een lijst van alle op het onderwerp betrekking hebbende publicaties. Zoo wordt verslag gegeven van het desbetreffende experiment van Rutherford, en van diens inleidende proeven over de „natuurlijke H -deeltjes“ d.i. de straling, die, gelijk later bleek, het eigenlijke transformatieonderzoek als een groote belemmering in den weg trad. In aansluiting hiermee worden de Weensche onderzoekingen vermeld, die voornamelijk ten doel hadden, ook die uitgeworpen atoomfragmenten op te sporen van geringe draagwijdte, waarbij volgens nieuwe principes belangrijke resultaten zijn bereikt. Van Engelsche zijde echter is de gegrondheid dezer conclusies voor een deel in twijfel getrokken, doch door de hier behandelde schrijvers weerlegd, terwijl het antwoord op de vraag, aan wien de prioriteit van de zoogen. „rechthoekmethode“ mag toekomen, die gelijktijd ook in Engeland werd gevolgd, nog niet is gegeven. De gedeeltelijk tegenstrijdige resultaten door de verschillende onderzoekers verkregen, meenen de Weeners te moeten toeschrijven aan de verschillen, gelegen in de werkmethoden, en wel voornamelijk aan het verschillend gebruik der optische hulpmiddelen.

Behalve echter de eigenlijke atoomdisintegratie vinden in het bovengenoemde werk nog verschillende nauw aansluitende onderwerpen hunne behandeling, zoo o.a.: de nieuwste onderzoekingen en theorieën over kernstoot, bepalingen van kernlading door proeven over verstrooiing van α -deeltjes e.a.; laat ik nog noemen de fraaie onderzoekingen van Blackett, die met behulp van de Wilson-methode de banen der atoomfragmenten uit stikstof ons voor oogen voert, en welker foto's tevens het bewijs zouden leveren, dat het α -deeltje na den stoot, met de kern tezamen voortvliegt, een conclusie, die reeds tevoren ook in het Weensche Instituut op grond van weer heel andere experimenten was getrokken.

Het is niet doenlijk, alle onderdeelen van dit boek, dikwijls tot in de fijnste details door de schrijvers aangeduid, hier te vermelden; dit zij gezegd, dat elkeen, die zich op de hoogte wenscht te stellen van de stand van het disintegratievraagstuk tot op heden, door dit werk zeer zeker zal worden voldaan.

Alleen waar het de theorieën over het eigenlijke transformatieverschijnsel zelf betreft, dus de vraag of men het atoom hierbij als een tot explosie gebracht systeem zal moeten opvatten (explosietheorie) of wel de voorkeur zal moeten geven aan de sateliethypothese van Rutherford, zoo meen ik, dat de Weeners, in het prefereeren van hunne opvatting (de eerste), onbewust als het ware, hierin toch stellig iets meer zien dan, gelijk zij beweren, slechts te zijn: een „werkhypothese“.

Zou dit nu niet, heb ik mij afgevraagd, hoewel verleidelijk, voor den onderzoeker licht het gevaar kunnen meebrengen, bij het toekomstig experiment, de onbevangeheid tegenover de natuur in eenige mate te verliezen? H. F.

O. D. Chwolson. *Die Evolution des Geistes der Physik 1873—1923*, 197 blz.
Fr. Vieweg und Sohn, A. G. Braunschweig 1925. Prijs ing. R. M. 10, geb. R. M. 12.

Dit merkwaardige boek van den bekenden Russischen natuurkundige geeft ons een inzicht in de wijze waarop Chwolson de periode van 50 jaar, die nu achter hem ligt en die hij zelf geheel als natuuronderzoeker heeft meegemaakt, beschouwt en tot welke gevolgtrekking hij komt ten aanzien van de ontwikkeling van het karakter der moderne natuurkunde.

De schrijver stelt zich als probleem met elkaar kritisch te vergelijken de geest van de moderne natuurkunde met die welke in de zeventiger jaren heerschte.

Daartoe geeft hij eerst een overzicht van de natuurkunde voor 50 jaar. niet zoo zeer wat de feiten betreft, dan wel een kenschetsing van de wereldbeschouwing in dien tijd aan de hand van de groote problemen: Energiewet, 2e hoofdwet, Kinetische theorie enz.

Dan stelt schrijver zich de vraag wat in de 50 jaren zich niet kon veranderen d. z. 1e de taak der natuurkunde in het ontdekken en onderzoeken der verschijnselen en 2e de verklaring der natuurkundige verschijnselen en het opbouwen van theorieën.

En nu zijn het de theorieën die a. h. w. de geest van de natuurkunde karakteriseeren, en daarom wendt schrijver zich verder tot het onderzoek van de ontwikkeling der theoretische natuurkunde,

Schrijver geeft dan een overzicht van de nieuwere natuurkunde en van enkele nieuwe theorieën in den ouden geest, als bijv. de Nernst'sche theorie van het galvanische element. Maar dan komt hij tot de nieuwe theorieën in den nieuwen geest en richt zich daarbij vooral op de theorie van Maxwell en op de quantentheorie met al hun gevolgen. De relativiteitstheorie neemt in dit boek een afzonderlijke plaats in. Het zesde hoofdstuk geeft van de theorieën een goed overzicht.

En nu gaat de schrijver de rekening opmaken. Een geheel hoofdstuk wordt gewijd aan de creditzijde. Maar dan komt dat merkwaardige 8e hoofdstuk waarvan men in het vorige al telkens iets voelde aankomen: „Das Verstehen steht unendlich höher als das Wissen“. Daar vinden we de kern en de aanval richt zich vooral tegen de „unverständliche Hypothesen“.

Voor het goede begrip neem ik hier even zijn definitie over: ¹⁾ „Wir nennen „eine Hypothese unverständlich erstens, wenn sie Elemente enthält, welche fest-„gestellten physikalischen Gesetzen geradezu widersprechen, indem sie aus

¹⁾ Pag. 186.

„unbegreiflichen Gründen Ausnahmen davon bilden; zweitens, wenn sie Grössen „einführt, für welche ein *mathematischer* Ausdruck gegeben wird, deren physikalischer Sinn dagegen völlig rätselhaft bleibt während aus dem ganzen Aufbau „der auf dieser Hypothese begründeten Theorie deutlich hervorgeht, dass gerade „diese Grössen in vielen und verschiedenartigen Erscheinungen eine wesentliche „Rolle spielen“.

Zulke hypothesen waren in de oude natuurkunde niet aanwezig, maar de nieuwere is er rijk aan. Hierin ziet Chwolson nu de evolutie, die echter tegelijk gepaard gaat met regressie. Na zoo de rekening te hebben opgemaakt, tracht Chwolson nog een mogelijke verklaring te geven van het optreden van onbegrijpelijke hypothesen door de hypothese in te voeren, dat de elementen van het wereldstelsel zouden zijn te verdeelen in twee groepen, waarvan de eene voor onze kennis toegankelijk en de andere ten eenenmale ontoegankelijk zou zijn. Maar zelf hoopt hij tenslotte, dat deze hypothese onjuist is en stelt al zijn verwachtingen op de relativiteitstheorie.

Aan hen, die belangstellen in de ontwikkeling der natuurkunde, en die voldoende kritisch zijn aangelegd om het sterk persoonlijke element niet te veel te laten overheerschen, kan ik dit boek zeer aanbevelen. T. v. L.

J. W. N. le Heux, **Beginnellen der Nomographie**. Beknopte handleiding voor graphische formule-berekening, 64 blz., met 31 fig. Æ. E. Kluwer, Deventer 1926. Prijs ingn. f 1.20.

Dit boekje is ontstaan uit lessen, door den schrijver aan de K. M. A. in Breda aan artillerieofficieren gegeven. Vele voorbeelden en oefeningen zijn daardoor aan de ballistiek ontleend. Maar tevens wijst de schrijver op de vele toepassingen, die de nomographie op andere gebieden kan hebben, op natuurkunde, scheikunde, meteorologie enz., kortom op ieder gebied, waar veel en vlug gerekend moet worden.

Het boekje draagt een elementair karakter. Het handelt over eenvoudige graphieken, over verschillende soorten van coördinaatpapieren en het gebruik daarvan bij vermenigvuldigingsmonogrammen, over het oplossen van derdemachtsvergelijkingen en over enkele andere monogrammen, waaronder een monogram voor een lineaire gebroken functie in twee onafhankelijke variabelen en een voor de astronomische formule:

$$\sin d = \sin b \sin h - \cos b \cos h \cos \alpha.$$

In eenige herhalingsoefeningen worden nog verscheidene andere eenvoudige graphieken aangegeven.

De voornaamste bron van den schrijver is het werk van d'Ocagne geweest ook heeft Runge's „Graphische Methoden” invloed uitgeoefend. Een korte bibliographie besluit het boekje.

Wij gelooven, dat de studie van dit boekje, die zoowel door de inhoud als door het uiterlijk aangenaam is gemaakt, het aantal vrienden van de aantrekkelijke wetenschap der nomographie zal vergrooten. Zij kunnen dan verder hun kennis en vaardigheid vermeederen in de genoemde boeken van de d'Ocagne (van diens „Traité” is er een 2e druk in 1921 verschenen) of in het in de bibliographie nog niet genoemde boek van C. Runge en H. König over numerisch rekenen in de Sammlung-Courant (Springer, Berlin). Een fraaie handwijzer levert ook het onlangs

verschenen overzicht van M. d'Ocagne in de „Mémorial des Sciences mathématiques", Fascicule IV (1925).

In het bijzonder bevelen wij het boekje ter inzage aan aan onze studenten in de natuur- en scheikunde, voor zoover die nog niet door colleges of door eigen studie op de methoden van het graphisch rekenen gewezen zijn. Terwijl het ook de beoefenaren der thans vaak zoo zuiver theoretische wiskunde geen kwaad kan doen eens kennis te maken met de toegepaste wiskunde, die nog wel ten tijde van Legendre en Gauss tot het studiegebied der zuivere mathesis behoorde, doch sedert er wel een heel eind afgekomen schijnt.

De exactheid van sommige formuleeringen laat wel wat te wenschen over.

D. J. S.

P. Terpstra, Over de theorie der Kristal-struktuur. Openbare les, gehouden bij de aanvaarding van het ambt van Privaat-Docent aan de Rijks-Universiteit te Groningen, op 31 October 1924, 23 blz., 4 fig. J. B. Wolters Groningen 1924. Prijs f 0.75.

Een historisch overzicht van de ontwikkeling van de voorstellingen over den bouw van het gekristalliseerde stof. Aan de hand van een voorbeeld, het calciet, worden de verschillende theorieën van Huygens, Bravais, Schönflies en andere besproken. Door twee platen wordt het werkje opgeluisterd, een reproductie van een teekening, voorstellende de vindplaats van de Ijslandsche spaat, en aan het eind een stereoscopisch beeld van de moleculaire structuur van deze verbinding.

v. A.

NEDERLANDSCHE NATUURKUNDIGE VEREENIGING.

De Secretaris der Vereeniging (Dr. P. H. van Cittert, Maliebaan 72bis, Utrecht) zou gaarne mededeeling ontvangen van het tegenwoordige adres van Dr. W. L. Wolff (vroegere adres: M. H. Trompstraat 20, Amsterdam).

VERBETERING.

In het artikel van H. de Lange, over het onderzoek van gordijnsluiters, moeten de volgende verbeteringen worden aangebracht.

Blz. 193; in vergel. (b), eerste term van het 2e lid; staat: $\frac{l_1 V_1}{2 \pi r n}$; dit moet zijn: $\frac{l_2 V_2}{2 \pi r n}$.

Blz. 194, vergel. (2); in den noemer van het 2e lid staat: $\frac{l_x}{2 \pi r n}$; dit moet zijn: $\frac{l_y}{2 \pi r n}$.

Nadruk der artikelen en reproductie der illustraties voorkomende in dit tijdschrift wordt bij deze overeenkomstig Art. 15 der Auteurswet 1912, uitdrukkelijk verboden.

Afgedrukt 14 September 1926.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 8

OVER HET ROTEERENDE ELECTRON EN DE STRUCTUUR DER SPECTRA

door S. GOUDSMIT en G. E. UHLENBECK.

Inleiding.

In een vorig nummer van dit tijdschrift heeft een van ons een overzicht ¹⁾ gegeven van den stand van de theorie der spectra en van den atoombouw en daarbij vooral den nadruk gelegd op een aantal moeilijkheden en tegenstrijdigheden, die zich op dit gebied hebben voorgedaan. Deze moeilijkheden kan men in twee groepen verdeelen n.l.:

1° die waarbij de half-empirisch gevonden formeele regels voor de structuur en eigenschappen der spectra niet bij elkaar aansluiten, en in strijd zijn met het correspondentieprincipe en met de voorstellingen over den opbouw van het atoom;

2° die, waaruit blijkt, dat de gebruikte quantaregels niet juist zijn. Dit uit zich b.v. in de merkwaardige correcties, die men aanbrengen moet om de gevonden formules in overeenstemming met de feiten te brengen ²⁾, in het optreden van halve quanta-getallen, enz.

Door Heisenberg, Born, Jordan, Dirac ³⁾ aan den eenen kant en de Broglie, Schrödinger, Klein ⁴⁾ aan den anderen kant is een zeer veel belovend begin gemaakt met de systematische en consequente opbouw van een nieuwe quantamechanica, welke de onder 2° genoemde moeilijkheden tracht te ontzeilen, en die voor zoover nu bekend is, inderdaad de correcties in de formules, die in de oude theorie pas naderhand werden aangebracht, als noodzakelijke gevolgen van de grondonderstellingen geeft.

¹⁾ S. Goudsmit, *Physica* 5, 281, 1925.

²⁾ Zie § 4.

³⁾ W. Heisenberg, *ZS. f. Phys.* 33, 879, 1925; M. Born und P. Jordan. *ZS. f. Phys.* 34, 858, 1925; M. Born, W. Heisenberg und P. Jordan. *ZS. f. Phys.* 35, 557, 1926; Dirac, *Proc. Roy. Soc.* 109, 642, 1925; 110, 561, 1926.

⁴⁾ L. de Broglie. *Ann. de Physique* 3, 22, 1925. Thèse, Paris 1925. E. Schrödinger, *Ann. der Phys.* 79, 361 en 489, 1926. O. Klein, *ZS. f. Phys.* 37, 895, 1926.

De onder 1^o genoemde moeilijkheden zijn verdwenen door de invoering van de hypothese van het roteerende electron. In het volgende zullen we trachten een overzicht te geven van de veranderingen, die deze hypothese brengt in onze voorstellingen omtrent den bouw van het atoom en de structuur der spectra. Voor den eenvoud zullen we ons hierbij geheel stellen op het standpunt van de oudere quantatheorie van Bohr; voor de meer exacte behandeling volgens de nieuwe quantamechanica moeten we dan verwijzen naar de boven geciteerde verhandelingen en verder speciaal naar een artikel van Heisenberg en Jordan (ZS. f. Phys. 37, 263, 1926).

§ 1. Volgens de genoemde hypothese ¹⁾ draagt ieder electron behalve zijn lading e en zijn massa μ ook nog een mechanisch impulsmoment en een magnetisch moment. Dit laatste is $e/\mu c$ maal het eerste ²⁾. De grootte van het mechanisch impulsmoment stellen we gelijk $h/2\pi$. ³⁾

§ 2. Hoe verandert nu door deze nieuw ingevoerde eigenschappen de beweging van één electron in het centrale veld van den kern, welks werking eventueel gedeeltelijk door electronen afgedekt kan zijn?

Zooals men weet, was volgens de theorie van Sommerfeld de baan een ellips met periheliumbeweging. Daar het mechanisch impulsmoment R van het electron één quantum ⁴⁾ bedraagt, zullen volgens de quantatheorie in het algemeen twee standen van de rotatieas ten opzichte van de normaal op het baanvlak mogelijk zijn. ⁵⁾ Is het impulsmoment van de omloopsbeweging K , dan kan het totale impulsmoment J slechts de twee waarden:

$$J = K \pm \frac{1}{2} \quad (1)$$

1) De hypothese, dat het electron tevens een magnetisch moment bezit vindt men reeds bij A. L. Parson (Smiths. Misc. Coll. 65, 1915). Later heeft A. H. Compton (Journ. of the Frankl. Inst. p. 145, Aug. 1921) dit in verband gebracht met een gequantizeerde rotatie van het electron. Deze idee werd echter slechts toegepast op vragen aangaande de natuurlijke eenheid van magnetisme. Voor de problemen in dit overzicht behandeld werd onafhankelijk hiervan de hypothese door ons weer opgesteld. (Naturw. 13, 953, 1925; Nature p. 264 20 Febr. 1926). Zie ook F. R. Bichowski en H. C. Urey (Proc. Nat. Acad. 12, 80, 1926).

2) Deze verhouding wordt empirisch gegeven door het anormale Zeemaneffect. Zie § 9.

3) Bij deze keuze van het moment krijgt men de normering der quantagetallen van Landé. In de door Pauli (Handbuch der Physik, Bd. XXIII, Springer 1926) gebruikte normering is dit moment $h/4\pi$.

4) Bij Pauli (Handb. der Phys.) wordt dit moment door s aangeduid en het bedraagt een halve quantaeenheid.

5) Alleen voor het geval $K = 1/2$ ($l = 0$) is maar één stand mogelijk. Zie § 6. Verg. het vorig overzicht

hebben, waarbij K en J beide in quanta-eenheden gemeten zijn, en K , in tegenstelling met Sommerfelds waarden, gelijk $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots$ kan zijn ⁶⁾.

We zullen nu laten zien, dat door de rotatie van het electron:

1° het vlak van de baan niet meer vast blijft; de rotatie-as van het electron en de normaal op het baanvlak voeren een gezamenlijke precessie uit om de richting van het totale impulsmoment J , dat in richting en grootte constant is, en wel met een hoeksnelheid:

$$w = \frac{e^2}{2 \mu^2 c^2} \frac{K h Z}{2 \pi r^3} \quad (2)$$

waarin r de afstand tot de kern en $e Z$ de kernlading (eventueel de effectieve kernlading, d.i. kernlading verminderd met de afdekking door de electronen) is; w is onafhankelijk van de stand van R t.o.v. K .

2° de energie van een baan met totaal quantumgetal n en azimuthaal quantumgetal K gegeven wordt door: ¹⁾

$$\varepsilon = -\frac{B h Z^2}{n^2} + \frac{B h a^2 Z^4}{n^3} \left(\underbrace{\frac{3}{4n} - \frac{1}{K}}_{\text{Relativiteits-correctie}} + \underbrace{\frac{\pm K - \frac{1}{2}}{2 K (K^2 - \frac{1}{4})}}_{\text{Correctie voor het roterend electron}} \right) \quad (3)$$

Hierin correspondeert het dubbele teeken met de twee mogelijke oriëntaties van R t.o.v. K . B en a zijn de z.g. Rijdsberg- en detailstructuurconstante:

$$B = \frac{2 \pi^2 \mu e^4}{h^3} = 1.09 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}; \quad a = \frac{2 \pi e^2}{h c} = 7.29 \times 10^{-3} \quad (4)$$

§ 3. Afleiding der formule (2).

De theorie van het Zeemaneffect leert, dat de rotatie-as van het electron in een uitwendig magnetisch veld $\mathbf{H}$ een precessie om de de veldrichting zal uitvoeren met een hoeksnelheid:

$$\mathbf{w}_H = \frac{e}{\mu c} \mathbf{H} \quad (5)$$

Het electron beweegt zich nu in het elektrisch veld van den kern, dus ondervindt het daardoor ook een magnetisch veld. Is het elektrisch veld $\mathbf{E}$ en de snelheid $\mathbf{v}$, dan is dit magnetisch veld:

⁶⁾ De door Pauli gebruikte notaties zijn l i.p.v. K en wel $l = K - 1/2$, evenzo $s = R - 1/2$ en $j = J - 1/2$. De ongelijkheden uit het vorige overzicht moeten dan overeenkomstig gewijzigd worden. b.v.: $|R - K| + 1/2 \leq J \leq R + K - 1/2$ wordt $|s - l| \leq j \leq s + l$, enz.

¹⁾ In de nieuwe notatie wordt het:

$$\varepsilon = -\frac{B h Z^2}{n^2} + \frac{B h a^2 Z^4}{n^3} \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{l + 1/2} + \frac{\pm (l + 1/2) - 1/2}{2 (l - 1/2) l (l + 1/2)} \right).$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}] \quad (6)$$

Men zou dus *verwachten*, dat de gezochte hoeksnelheid gegeven werd door:

$$\mathbf{w}_H = \frac{e}{\mu c^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{v}] \quad (7)$$

Daar nu:

$$\mathbf{E} = \frac{Ze}{r^3} \mathbf{r} ; \quad [\mathbf{r} \times \mathbf{v}] = \frac{K h}{2 \pi \mu} \cdot \mathbf{n}$$

($\mathbf{n}$ is de eenheidsvector loodrecht op het baanvlak) vindt men:

$$w_H = \frac{e^2}{\mu^2 c^2} \cdot \frac{K h}{2 \pi} \cdot \frac{Z}{r^3} \quad (8)$$

d.i. een *twee maal* grootere waarde dan uit de later te bespreken waarnemingen volgt.

De *fout* in de bovenstaande afleiding is het eerst door L. H. Thomas aangetoond¹⁾. Hij wees er op dat de berekende hoeksnelheid (8) de hoeksnelheid is van de rotatieas van het electron in een coördinatensysteem, waarin het middelpunt van het electron stilstaat. Een dergelijk coördinatensysteem vertoont echter van uit de kern gezien zelf een relativiteitsprecessie om de normaal van de baan, waarvan de hoeksnelheid juist $-\frac{1}{2}$ maal zoo groot is als de boven berekende w_H . Men vindt n.l. algemeen als $\mathbf{f}$ de versnelling is, voor de hoeksnelheid van deze Thomas-precessie:

$$\mathbf{w}_T = -\frac{1}{2c^2} [\mathbf{f} \times \mathbf{v}]. \quad (9)$$

In ons geval is $\mathbf{f} = e/\mu \cdot \mathbf{E}$, zoodat inderdaad $\mathbf{w}_T = -\frac{1}{2} \mathbf{w}_H$ en de *werkelijke* hoeksnelheid dus wordt;

$$w = w_H + w_T = \frac{1}{2} w_H = \frac{e^2}{2 \mu^2 c^2} \frac{K h}{2 \pi} \cdot \frac{Z}{r^3}.$$

Zij, $(x_1 y_1 z_1 t_1)$ een coördinatenstelsel, waarin de kern stilstaat, en waarvan het $x O y$ vlak samenvalt met het baanvlak. Een punt uit het coördinatenstelsel $(x_2 y_2 z_2 t_2)$, dat evenwijdig hiermee en vast verbonden aan het middelpunt van het electron aangebracht is, ziet men van uit de kern met coördinaten, die gegeven worden door de Lorentz-transformatie:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= a x_2 - b c t_2 \\ y_1 &= y_2 \\ t_1 &= a t_2 - \frac{b}{c} x_2 \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

¹⁾ L. H. Thomas, Nature, 10 April 1926, p. 514; zie voor een meer exacte afleiding als in de tekst gegeven J. Frenkel, ZS. f. Phys. 37, 243, 1926.

waarbij $a = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$, $b = \frac{\frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ en ondersteld is, dat ten tijde t_1 de snelheid $\mathbf{v}$ samenvalt met de x_1 -as.

Een oogenblik δt later is het coördinatensysteem $(x_2 y_2 z_2 t_2)$ overgegaan in het systeem $(x_3 y_3 z_3 t_3)$. De snelheid is geworden $\mathbf{v} \pm \delta \mathbf{v}$ en maakt nu een hoek $\delta \alpha$ met de x_1 -as. De transformatieformules zijn nu:

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= a x_3 - b c t_3 + (a - 1) y_3 \delta \alpha \\ y_1 &= y_3 + (a - 1) x_3 \delta \alpha - b c t_3 \delta \alpha \\ t_1 &= a t_3 - \frac{b}{c} x_3 - \frac{b}{c} y_3 \delta \alpha \end{aligned} \right\} \quad (\text{B})$$

Deze formules vindt men b.v. door de uitdrukking voor de Lorentz-transformatie met willekeurige richting der snelheid ¹⁾

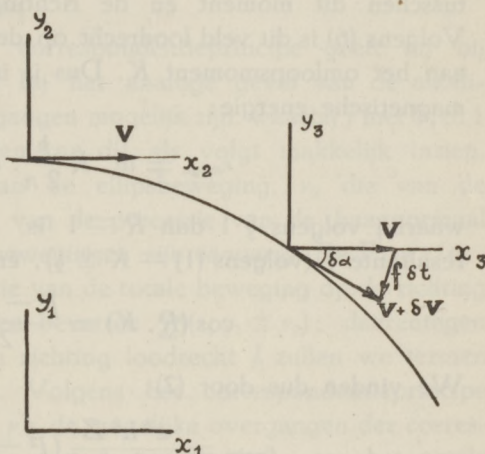


Fig. 1.

$$\begin{aligned} \mathbf{r}' &= \mathbf{r} + \frac{1}{v^2} (a - 1) (\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}) \mathbf{v} - a \mathbf{v} t \\ t' &= a t - \frac{a}{c^2} (\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}) \end{aligned}$$

in componenten te schrijven en te bedenken, dat de snelheid een kleine hoek $\delta \alpha$ met de x_1 -as maakt, waarvan we tweede en hoogere machten verwaarloozen.

Van uit de kern gezien zijn dus de transformatieformules van het coördinatensysteem $(x_2 y_2 z_2 t_2)$ naar het systeem $(x_3 y_3 z_3 t_3)$ gegeven door:

$$\begin{aligned} x_3 &= x_2 + (a - 1) y_2 \delta \alpha \\ y_3 &= y_2 - (a - 1) x_2 \delta \alpha + b c t_2 \delta \alpha \\ t_3 &= t_2 + \frac{b}{c} y_2 \delta \alpha. \end{aligned}$$

Dit volgt uit (A) en (B) door eliminatie van x_1, y_1, t_1 . Men ziet, dat dit voorstelt een Lorentz-transformatie in de y -richting met de relatieve snelheid $v \delta \alpha$ met nog een draaiing over de hoek $\delta Q = -(a - 1) \delta \alpha$. Men vindt nu makkelijk uit de figuur:

$$\mathbf{n} \delta \alpha = \frac{1}{v^2} [\mathbf{f} \times \mathbf{v}] \delta t$$

en hiermee voor de hoeksnelheid van de draaiing de formule (9)

$$\mathbf{w}_T = \mathbf{n} \frac{\delta Q}{\delta t} = -\frac{1}{2 c^2} [\mathbf{f} \times \mathbf{v}].$$

¹⁾ Zie W. Pauli, Relativitätstheorie, Enc. der Math. Wiss. Bd V, Teil 2, p. 555.

§ 4. Berekening der energie.

Volgens de theorie van het Zeeman-effect is de energie van de boven berekende precessie op een bepaald oogenblik gelijk aan het product van hoeksnelheid, mechanisch moment en de cosinus tusschen dit moment en de richting van het magnetisch veld. Volgens (6) is dit veld loodrecht op de baan, en is dus evenwijdig aan het omloopsmoment K . Dus is in een bepaald oogenblik de magnetische energie:

$$\varepsilon_{\text{magn}} = w \cdot R \frac{h}{2\pi} \cdot \cos(R, K) \quad (10)$$

waarbij volgens § 1 dan $R = 1$ is. R en K vormen samen de resultante J (volgens (1) $= K \pm \frac{1}{2}$), en dus is:

$$\cos(R, K) = \frac{J^2 - R^2 - K^2}{2RK}.$$

We vinden dus door (2):

$$\varepsilon_{\text{magn}} = \frac{e^2 h^2 Z}{8 \pi^2 \mu^2 c^2} (J^2 - R^2 - K^2) \cdot \frac{1}{r^3}.$$

Volgens een bekende stelling uit de storingstheorie moeten we om in eerste benadering de totale toevoeging der energie te vinden $\varepsilon_{\text{magn}}$ middelen over de *ongestoorde* baan. We moeten dus $\left(\frac{1}{r^3}\right)$ berekenen. Men vindt ¹⁾:

$$\overline{\frac{1}{r^3}} = \frac{1}{b^3}$$

als b de korte as van de ellips is. De uitdrukking van b in de quantagetallen n en K is:

$$b = \frac{n K h^2}{4 \pi^2 \mu e^2 Z}.$$

Invullend vindt men:

$$\overline{\varepsilon_{\text{magn}}} = \frac{8 \pi^4 \mu e^8}{h^4 c^2} \cdot \frac{Z^4}{n^3} \cdot \frac{J^2 - R^2 - K^2}{K^3}. \quad (11)$$

Hierin moeten nu nog de correcties aangebracht worden, waarvan in de inleiding al sprake was. In aansluiting aan het werk van Landé zullen we van elk kwadraat van een quantumgetal steeds $\frac{1}{4}$ aftrekken, dus b.v. J^2 vervangen door $J^2 - \frac{1}{4}$, K^2 door $K(K^2 - \frac{1}{4})$

¹⁾ Zie b.v. M. Born, Vorlesungen über Atommechanik (Berlin, Julius Springer 1925), § 22.

enz. Doen we dit — de nieuwe quantamechanica geeft, zooals gezegd de rechtvaardiging ervan — en bedenken we dat $J = K \pm \frac{1}{2}$ en $R = 1$ is, dan volgt juist de correctie voor het roterend electron van formule (3).

§ 5. De beperkingsregels.

De toepassing van het correspondentieprincipe geeft nu bij waterstof evenals vroeger bij het analoge geval van de alkali-spectra, dat slechts die overgangen mogelijk zijn, waarbij J met $0, \pm 1$ en K met ± 1 springt. Men kan dit als volgt makkelijk inzien.

Zij ν_1 de frequentie van de ellipsbeweging, ν_2 die van de periheliumbeweging, ν_3 die van de precessie van de baannormaal om J . Deze laatste twee bewegingen zijn *eenparig*. De Fourier-ontwikkeling van de projectie van de totale beweging op de richting van J zal dus slechts termen bevatten $\frac{\cos}{\sin}(\tau_1 \nu_1 \pm \nu_2)$; daarentegen voor de projectie op een richting loodrecht J zullen we termen krijgen $\frac{\cos}{\sin}(\tau_1 \nu_1 \pm \nu_2 \pm \nu_3)$. Volgens het correspondentieprincipe geven de coëfficiënten der ν 's de mogelijke overgangen der corresponderende quantagetallen aan en er is dus voor het totale quantagetel n geen beperkingsregel, en voor K en J volgen de boven genoemden.

Langs dezen weg kan men ook iets over de intensiteiten van de spectraallijnen te weten komen. De bekende intensiteitsformules zijn ook langs dezen weg gevonden. De exacte en consequente afleiding kan echter slechts de nieuwe quantamechanica geven.

§ 6. Verschil met de vroegere theorie van het Waterstofspectrum.

Figuur 2 geeft als voorbeeld de detailstructuur van het niveau met het hoofdquantagetel $n = 3$.

Links zijn geteekend de niveau's volgens de oude formule van Sommerfeld met geheele waarden voor K ; in het midden hetzelfde maar met $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$; tenslotte rechts de niveau's volgens de volledige formule.

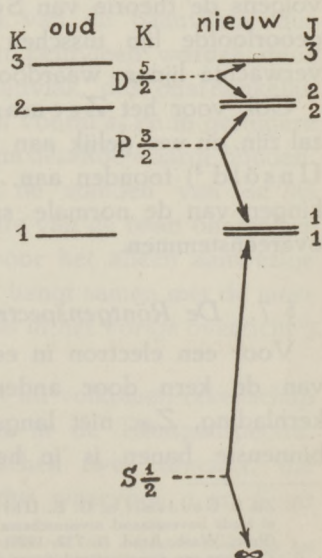


Fig. 2.

De samenvallende niveau's zijn voor de duidelijkheid wat gescheiden geteekend.

In overeenstemming met de gebruikelijke notaties heeten de niveau's met $K = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots$ respectievelijk $S, P, D \dots$ Men merke op, dat de formule in het algemeen voor iedere waarde van K twee niveau's levert, als gevolg van de twee toegelaten standen van de rotatieas van het electron t.o.v. de baan. Voor $K = \frac{1}{2}$ is er echter maar één stand mogelijk; de formule levert dan ook maar één eindige waarde. Het uitgesloten geval $K = \frac{1}{2}, J = K - \frac{1}{2} = 0$ geeft volgens de formule een oneindig groote energie. *Hierdoor zijn altijd alle electronenbanen met $K = \frac{1}{2}$, de S-banen, enkelvoudig.*

Hoewel de energiewaarden samenvallen met die uit de theorie van Sommerfeld, is de interpretatie der detailstructuur *geheel anders*. De detailstructuur is niet uitsluitend relativistisch maar een superpositie van relativistische en magnetische effecten. Daar de beperkingsregel voor J anders is dan die voor K (J mag ± 1 en 0 springen), geeft de nieuwe opvatting bij een overgang *meer* geoorloofde lijnen, dan de oude, volkomen in overeenstemming met de feiten. Eerst nu is de door Paschen waargenomen detailstructuur der He^+ -lijn λ 4686 geheel in overeenstemming met de theorie ¹⁾. Ook begrijpt men nu waarom de doubletgrootte van de roode waterstoflijn H_α kleiner gemeten werd dan berekend was volgens de theorie van Sommerfeld ²⁾. Er ligt n.l. nog een nu geoorloofde lijn tusschen de twee sterke, door Sommerfeld verwachte lijnen, waardoor het gemeten doublet te klein wordt.

Ook voor het Zeemaneffect verwacht men nu, dat dit anomaal zal zijn, en wel gelijk aan dat der alkalispectra. Sommerfeld en Unsöld ³⁾ toonden aan, dat de bij waterstof waargenomen afwijkingen van de normale splitsing inderdaad met deze opvatting overeenstemmen.

§ 7. De Röntgenspectra.

Voor een electron in een samengesteld atoom is de afdekking van de kern door andere electronen, en daardoor de effectieve kernlading, Z_{eff} , niet langs de geheele baan constant. Voor de binnenste banen is in het algemeen deze schommeling van Z_{eff} ,

1) Zie S. Goudsmit en G. E. Uhlenbeck, *Physica* 5, 266, 1925, waar uit formeele overwegingen al reeds bovenstaand niveauschema opgesteld werd. Op dezelfde gronden is later J. C. Slater (*Proc. Wash. Acad.* 11, 732, 1925) tot hetzelfde schema gekomen.

2) Zie voor een samenvattend overzicht van de experimenteele resultaten: L. Janicki und E. Lau *ZS. f. Phys.* 35, 1, 1925. Verder nog W. Houston, *Nature* 118, 590, 1926.

3) A. Sommerfeld und A. Unsöld, *ZS. f. Phys.* 36, 259, 1926.

niet zoo groot, omdat de veranderlijke afdekking daar klein is tegenover de constant zijnde kernlading Z . Analooq aan de formule bij waterstof geldt daarom voor de Röntgenelectronen bij benadering:

$$\left(\frac{Z_{\text{eff}}}{r^3}\right) = \frac{1}{a_H^3} \cdot \frac{(Z - s_2)^4}{n^3 K (K^2 - \frac{1}{4})}, \quad (12)$$

waarin s_2 een zeker gemiddelde van de afdekking en a_H de straal van de eerste waterstofbaan is $\left(a_H = \frac{h^2}{4 \pi^2 \mu e^2}\right)$.

De termwaarde wordt ¹⁾:

$$E = \frac{B h (Z - s_1)^2}{n^3} - \frac{B h \alpha^2 (Z - s_2)^4}{n^3} \left[\frac{3}{4n} - \frac{1}{K} + \frac{J^2 - R^2 - K^2 + \frac{1}{4}}{2 K (K^2 - \frac{1}{4})} \right]. \quad (13)$$

De afdekkingsconstante s_1 in de hoofdterm, zal een andere gemiddelde waarde zijn dan die in de tweede term omdat de effectieve kernlading in deze termen met verschillende exponent voorkomt. Overigens is de juiste beteekenis van s_1 en s_2 nog zeer onzeker, zoodat men bovenstaande formule meer als een half-empirische formule beschouwen moet. Wel kan men zich voorstellen, dat deze constanten in hoofdzaak van de baanvorm, dus van n en K zullen afhangen, maar niet beïnvloed worden door den stand van de electronen-as op het baanvlak, dus onafhankelijk zijn van J . Voor een bepaald n en K zal vooral s_2 en in geringere mate s_1 door het geheele periodieke systeem dezelfde waarde houden.

Een ander belangrijk punt is nog, dat de standen van de as van het te verwijderen electron ten opzichte van de baan om welker energie het hier gaat, dezelfde zijn als voor het alleen aanwezige electron bij waterstof of de alkaliën. Dit hangt samen met de meer formeele beschouwingen van Pauli, zooals in het vorige overzicht ²⁾ is uiteengezet.

De boven gegeven energieformule geeft nu volkomen rekenschap van de bekende doubletregelmatigheden in de Röntgenspectra. Neemt men b.v. het energie-verschil tusschen twee niveaux, die alleen in de waarde van J verschillen, dus waarvoor n en K en

¹⁾ Een Röntgenterm is de energie, die noodig is om een electron uit een bepaalde baan van het normale atoom naar het oneindige te brengen. Bij de optische spectra, daarentegen geeft de termwaarde de energie om het electron van het oneindige op een bepaalde baan te brengen. Vandaar het verschil in teeken met de waterstofformule.

²⁾ Pag 288.

daardoor ook s_1 en s_2 dezelfde zijn, dan vindt men, wegens $J = K + \frac{1}{2}$ en $J = K - \frac{1}{2}$,

$$\Delta E = \frac{B h a^2}{n^3} \frac{(Z - s_2)^4}{K^2 - \frac{1}{4}}. \quad (14)$$

Deze formule ¹⁾ is identiek met de door Sommerfeld ²⁾ gevonden, maar in dit geval toen onbegrijpelijke „relativistische” doubletformule, welke echter nu gegeven wordt door de beide standen van de electronenas.

De niveau's met gelijke n en J maar met verschillende K vielen bij waterstof samen, bij de Röntgenspectra echter niet, omdat nu ook de afdekkingsconstanten verschillend zijn. Men vindt, dat de energieën van zulk een niveaupaar in eerste benadering voldoen aan de betrekking:

$$\sqrt{\frac{E(K')}{B h}} - \sqrt{\frac{E(K'')}{B h}} = \frac{s_1' - s_1''}{2}. \quad (15)$$

Voor een bepaalde n is $(s_1' - s_1'')$ vrij constant door het geheele periodiek systeem. Men heeft hier te doen met de door G. Hertz ³⁾ gevonden „afdekkings”doublets. Geheel in overeenstemming met de verwachtingen is nu ook het feit, dat voor groote kernladingen de detailstructuur der Röntgenspectra nadert tot die van het waterstofspectrum.

§ 8. De Alkalispectra en de andere doubletspectra.

Een doubletspectrum ontstaat, wanneer behalve het emitteerende electron, alle overige electronen een impulslooze, afgesloten configuratie vormen of anders gezegd, wanneer deze electronen zoo gerangschikt zijn, dat het atoom alleen de volledige electronengroepen van Stoner ⁴⁾ bevat plus nog één electron (b.v. Na , Al). De baan van het emitteerende electron wordt dan sterk gestoord door de aanwezige atoomrest, er treden dan z.g. „Tauchbahnen” op, d.w.z. een deel van de electronenbaan verloopt binnen de banen der andere electronen. Neemt men de door Schrödinger ⁵⁾ het eerst gebruikte benadering, dat de electronen van de atoomrest door een homogeen geladen bolschil vervangen worden, dan kan men berekenen, dat:

¹⁾ In de oorspronkelijke notatie van Sommerfeld is de noemer $k(k-1)$, in de nieuwe notatie $l(l+1)$.

²⁾ A. Sommerfeld, ZS. f. Phys. 5, 1, 1921.

³⁾ G. Hertz, ZS. f. Phys. 3, 19, 1920.

⁴⁾ E. Stoner, Phil. Mag. 48, 719, 1924.

⁵⁾ E. Schrödinger, ZS. f. Phys. 4, 347, 1921.

$$\left(\frac{\overline{Z_{\text{eff}}}}{r^3}\right) = \frac{1}{a_H^3} \cdot \frac{(Z-s)^2 Z_a^2}{n_a^3 K (K^2 - \frac{1}{4})}. \quad (16)$$

Hierin is $(Z-s)$ weer een zeker gemiddelde van de effectieve kernlading op het binnengedeelte van de baan, Z_a op het buitengedeelte, dus $Z_a = 1, 2, \text{ enz.}$ resp. voor het neutrale atoom, het éénmaal geïoniseerde, enz. De hoofdterm van de energie kan men schrijven :

$$- \frac{B h Z_a^2}{n_a^2},$$

waardoor n_a , het effectieve quantagetal gedefinieerd wordt. Met het benaderde bolschil-atoommodel van Schrödinger kan men volgens Van Urk ¹⁾ aantoonen, dat :

$$n_a = n - \Delta_K,$$

waarin n het werkelijke hoofdquantumgetal is en Δ_K voor een opgegeven atoom nagenoeg alleen van K afhangt. Daar de energieverandering, door de indringing veroorzaakt niet te scheiden is van de gewoonlijk veel kleinere relativistische energieverandering, (beiden veroorzaken een periheliumdraaiing in het baanvlak), kan men de laatste ook in de correctie Δ_K opgenomen denken. De totale energie wordt nu :

$$E = - \frac{B h Z_a^2}{(n - \Delta_K)^2} + \frac{B h \alpha^2}{(n - \Delta_K)^3} \cdot \frac{(Z-s)^2 Z_a^2}{K (K^2 - \frac{1}{4})} \cdot \frac{J^2 - R^2 - K^2 + \frac{1}{4}}{2}. \quad (17)$$

Bij de benaderde berekening van $\left(\frac{1}{r^3}\right)$ mag men de binnenste en de buitenste lus van de baan elk als een volledige ellips beschouwen. Is T_a de tijd, dat het electron zich buiten en T_i , dat het zich binnen den bolschil bevindt, dan is :

$$\left(\frac{\overline{Z_{\text{eff}}}}{r^3}\right) = \frac{T_a \left(\frac{\overline{Z_a}}{r_a^3}\right) + T_i \left(\frac{\overline{Z_i}}{r_i^3}\right)}{T_a + T_i}.$$

Nu is, evenals boven,

$$\left(\frac{\overline{Z_a}}{r_a^3}\right) = \frac{1}{a_H^3} \cdot \frac{Z_a^4}{n_a^3 K (K^2 - \frac{1}{4})} \quad \left(\frac{\overline{Z_i}}{r_i^3}\right) = \frac{1}{a_H^3} \cdot \frac{Z_i^4}{n_i^3 K (K^2 - \frac{1}{4})}$$

Verder is $\frac{T_i}{T_a} = \frac{n_i^3}{Z_i^2} \cdot \frac{Z_a^2}{n_a^3}$ en daar de benadering alleen geldt als $Z_a \ll Z_i$, is dus $T_i \ll T_a$.

¹⁾ A. Th. van Urk, ZS. f. Phys. 13, 268, 1923, zie vooral de meer algemeene afleiding door N. Bohr in Born „Atommechanik“ p. 186.

Als eerste benadering vindt men dus:

$$\left(\frac{\overline{Z}_{\text{eff}}}{r^3}\right) = \frac{T_i}{T_a} \left(\frac{\overline{Z}_a}{r_a^3}\right) = \frac{1}{a_H^3} \cdot \frac{Z_i^2 Z_a^2}{n_a^3 K(K^2 - \frac{1}{4})}.$$

De gegeven energieformule verklaart de structuur van de doubletspectra. Voor verschillende waarden van K krijgt men bij loopende n , de verschillende energieniveaureksen die in het algemeen ver uit elkaar liggen, door de verschillende waarden van Δ_K . De „relativistische doubletten ¹⁾” treden hier, evenals bij de Röntgenspectra, op als het verschil tusschen twee energieniveau's, voor welke n en K hetzelfde, maar J , dus de electronenas-richting, verschillend is. Ook hier is altijd $J = K \pm \frac{1}{2}$, dus de doubletgrootte is:

$$\Delta E = \frac{B h a^2 \cdot (Z - s)^2 Z_a^2}{(n - \Delta_K)^3 (K^2 - \frac{1}{4})}. \quad (18)$$

Deze formule werd reeds formeel door Landé ²⁾ gevonden, waarbij hij uitging van de analogie, die er bestaat, tusschen de bouw van de alkali- en de Röntgenspectra. Zonder nader den oorsprong van het doublet te kennen, kan men dan toch een dergelijke berekening maken, als hierboven met hetzelfde resultaat.

We willen hier wijzen op het groote verschil, dat er bestaat tusschen de hier besproken voorstelling en de oude opvatting van Landé. Volgens Landé was het niet het electron, maar de atoomrest, die een magnetisch moment van $2 R$ quanta-eenheden bezat. Berekent men dan op analoge wijze als boven de doublet-afstand, dan vindt men ³⁾,

1e dat deze evenredig is met Z_{eff}^3 , voor „Tauchbahnen” met $(Z - s) Z_a^2$ i p v. met Z_{eff}^4 , resp. $(Z - s)^2 Z_a^2$,

2e dat het teeken juist tegengesteld wordt aan dat van de hier gegeven berekening,

3e dat de evenredigheidsfactor $2 \times$ te groot wordt, omdat men dan niet met de bovenbehandelde Thomas-precessie te maken heeft

§ 9. Het anomale Zeeman-effect bij de alkalispectra.

Ook het Zeeman-effect bij de alkalispectra krijgt nu een bevredigender verklaring. In de theorie van Landé werd het

1) S. Goudsmit, Naturw. 9 Dec. 1921; R. A. Millikan and J. S. Bowen, Phys. Rev. 23, 1, 1924; A. Landé, ZS. f. Phys. 24, 88, 1924.

2) A. Landé, ZS. f. Phys. 25, 46, 1924

3) A. Landé, ZS. f. 24, 88, 1924.

quantagetal R aan de atoomrest toegeschreven, waardoor er nog verschillende moeilijkheden waren, n.l.:

1°. Volgens Pauli ¹⁾ zou dan het Zeeman-effect afhankelijk worden van het atoomnummer. Hierdoor en om andere redenen (verg. het vorig overzicht p. 286) kwam hij er al toe om R formeel aan het electron toe te schrijven.

2°. Men moest aannemen, dat voor de atoomrest het magnetisch moment $e/\mu c$ maal het mechanisch moment was, in strijd met de stelling van Larmor. Volgens deze stelling is voor in banen loopende electronen deze factor slechts $\frac{1}{2} \cdot e/\mu c$, wanneer alleen de baanbeweging het magnetisme veroorzaakt.

Bij de hypothese van het roterend electron neemt het moment der eigenrotatie geheel de plaats in van de atoomrest bij Landé. Hierdoor verdwijnt de eerste der bovengenoemde moeilijkheden direct. Verder kan men zeggen, dat de analyse van het Zeeman-effect door Landé ons leert, dat voor de rotatie van het electron het magnetisch moment $e/\mu c$ maal het mechanische is, zooals we in § 1 ook aannamen. *Dit is nu echter niet meer in strijd met het theorema van Larmor*, en men mag hopen dat de toekomstige theorie over de structuur van het electron dit later ook verklaart. ²⁾ Overigens is de theorie van het anomale Zeemaneffect geheel als bij Landé.

In het kort is deze in dit geval als volgt:

Berekenen we eerst voor het heele atoom de verhouding tusschen magnetisch en mechanisch moment. Men stelt deze $g \cdot \frac{1}{2} e/\mu c$, waardoor de splitsingsfactor g van Landé gedefinieerd is.

Het totale mechanisch moment is $Jh/2\pi$.

Het magnetisch moment is volgens het bovenstaande:

$$K \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \frac{e}{\mu c} \cos(KJ) + R \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{e}{\mu c} \cos(RJ)$$

baanmoment + rotatiemoment

Na deelen en uitwerken der cosinussen vindt men:

$$g = \frac{-R^2 + K^2 + J^2}{2J^2} + 2 \cdot \frac{-K^2 + R^2 + J^2}{2J^2}$$

Trekken we weer van alle quadraten $\frac{1}{4}$ af waarvoor de nieuwe quantamechanica opheldering kan verschaffen, dan volgt:

$$g = 1 + \frac{J^2 + R^2 - K^2 - \frac{1}{4}}{2(J^2 - \frac{1}{4})}$$

¹⁾ W. Pauli, ZS. f. Phys. 31, 373 en 765, 1925.

²⁾ Verg. de betreffende noot bij G. E. Uhlenbeck en S. Goudsmit, Naturw. 13, 953, 1925.

d.i. de gewone g -formule van Landé ¹⁾, die overigens in ons geval (alkalispectra, $R = 1$, $J = K \pm \frac{1}{2}$) wordt:

$$g = \frac{2K \pm 1}{2K}.$$

In een zwak uitwendig magnetisch veld $\mathbf{H}$ zal het totale moment een precessie om de veldrichting maken met de hoeksnelheid (verg. formule (5)):

$$\mathbf{w} = g \cdot \frac{1}{2} \frac{e}{\mu c} \mathbf{H}.$$

Is de projectie van J op de veldrichting m_J , dan is de magnetische energie (verg. formule (10)):

$$E_{\text{magn.}} = \frac{h}{2\pi} \cdot w m_J.$$

Hierbij kan m_J slechts die waarden doorlopen bepaald door:

$$J - \frac{1}{2} \leq m_J \leq J + \frac{1}{2}$$

waarmee de formules uit het vorige overzicht weer verkregen zijn.

Is het uitwendig veld zoo sterk, dat de onderlinge wisselwerkings-energie tusschen baanbeweging en eigen rotatie van het electron (een maat hiervoor is de doubletgrootte) klein is vergeleken bij de wisselwerkingsenergie tusschen deze en het uitwendig veld, dan ontstaat het Paschen-Back-effect. Baanmoment en rotatiemoment maken elk onafhankelijk van elkaar een precessie om de veldrichting, het eerste met de gewone Larmor-frequentie $\frac{1}{2} \cdot e/\mu c \cdot \mathbf{H}$, het tweede met de dubbele frequentie $e/\mu c \cdot \mathbf{H}$. De magnetische energie wordt nu:

$$\begin{aligned} E_{\text{magn.}} &= \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{1}{2} \frac{e}{\mu c} H \cdot m_K + \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{e}{\mu c} H \cdot m_R = \\ &= \frac{1}{2} \frac{e}{\mu c} \cdot \frac{h}{2\pi} H (m_K + 2 m_R) \end{aligned}$$

waarin m_K en m_R de projecties van K en R op de veldrichting zijn. Verg. verder het vorig overzicht p. 283.

Men kan ook voor tusschenliggende veldsterkten de Zeeman-splitsing berekenen. Dit is al vroeger door Heisenberg gedaan door de oude formules van Voigt aan de quantatheorie aan te passen. Zoo heeft hij dan ook de intensiteiten weten te berekenen. ²⁾ In het in de inleiding genoemde artikel van Heisenberg en

¹⁾ In de nieuwe notatie;

$$g = 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$

²⁾ W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 8, 273, 1922.

Jordan worden *al* deze resultaten ook weer verkregen, zonder verdere onderstellingen, door de toepassing van de nieuwe quantamechanica op het model van het roterend electron.

§ 10. *Opmerkingen over systemen met meer dan een valentie-electron.*

In het bovenstaande was alleen sprake van de gevallen waarbij men slechts één enkel electron te beschouwen heeft. Hierbij kan men alle resultaten — op eenige correcties in de eindformules na — afleiden uit de oudere theorie der quanta en het correspondentieprincipe. De nieuwe quantamechanica maakte alles consequenter, maar gaf geen nieuwe resultaten. Bij systemen met meer dan één valentie-electron leverde, zooals bekend is, de quantatheorie van Bohr groote moeilijkheden op, die door de hypothese van het roterend electron ook geenszins overwonnen worden. De nieuwe quantamechanica schijnt hier dieper te moeten ingrijpen. Volgens een (nog niet gepubliceerd) onderzoek van Heisenberg verdwijnen dan alle moeilijkheden. Hierop hopen we een volgende maal terug te komen, en zullen hier nog slechts eenige opmerkingen over die moeilijkheden maken.

Het schijnt allereerst, dat bij meerdere electronen er bijna steeds een sterke koppeling bestaat tusschen de momenten van de eigen rotaties der electronen onderling, en tusschen de baanmomenten onderling. Hierdoor stellen de R 's der electronen zich samen tot een resultante $\bar{R}$, en de K 's der banen tot een resultante L . Het totale moment J is dan weer de resultante van $\bar{R}$ en L . Dit model (het schema van Russel-Saunders²⁾, dat we aanduiden door het symbool $\{(R_1, R_2 \dots R_n)(K_1 K_2 \dots K_n)\}$, neemt nu geheel de plaats in van het oude vektormodel van Landé. Speciaal komt in de plaats van het impulsmoment van de atoomrest nu de resultante van de momenten der eigenrotaties. Men kan gemakkelijk aantoonen dat voor dit model de gewone g -formule van Landé geldt.

We hebben hiertoe slechts te bewijzen, dat voor de resultanten $\bar{R}$ en L de verhouding van magnetisch en mechanisch moment hetzelfde is als voor R en K , dus resp. $e/\mu c$ (d.w.z. $g = 2$) en $\frac{1}{2} \cdot e/\mu c$ (d.w.z. $g = 1$). Het bewijs gaat dan n.l. verder als in § 9. als men daar R en K slechts door $\bar{R}$ en L vervangt.

Men vindt nu makkelijk (verg. § 9), dat voor de resultante $\bar{R}$ van twee eigenrotaties R_1 en R_2 :

²⁾ H. N. Russel and F. A. Saunders. *Astrophys. Journ.* 61, 38, 1925. S. Goudsmit. *ZS. f. Phys.* 32, 794, 1925. W. Heisenberg. *ZS. Phys.* 32, 841, 1925.

$$g = 2 \cdot \frac{R_1 \cos(\bar{R} R_1) + R_2 \cos(\bar{R} R_2)}{\bar{R}} = 2.$$

Evenzoo voor de resultante L van twee baanmomenten K_1 en K_2 :

$$g = 1 \cdot \frac{R_1 \cos(L K_1) + K_2 \cos(L K_2)}{L} = 1.$$

Voor meer dan twee electronen kan men dan hetzelfde bewijzen door herhaalde toepassing van het bovenstaande.

Behalve dit model zijn er nog tal van andere denkbare, waarbij dan de momenten der eigenrotaties en de baanmomenten op andere wijze met elkaar gekoppeld zijn.¹⁾ Toch leert de ervaring dat bij de meeste spectra dit niet het geval is. Waarom dit zoo is, zal weer de nieuwe quantamechanica eerst leeren.

Beschouwen we nu als voorbeeld het geval van twee valentie-electronen nader. De electronen hebben de baanmomenten K_1 en K_2 , en de rotatiemomenten R_1 en R_2 , waarbij volgens de grondhypothese: $R_1 = R_2 = 1$ quantaeneheid $= 1 \cdot h/2\pi$ in de hier gebruikte normering der quantagetallen. Volgens de structuurregels²⁾ kan de bovengenoemde resultante $\bar{R}$ de waarden $\frac{1}{2}$ en $\frac{3}{2}$ hebben, terwijl L tusschen $|K_1 - K_2| + \frac{1}{2}$ en $K_1 + K_2 - \frac{1}{2}$ loopt.³⁾ Het geval $\bar{R} = \frac{1}{2}$ geeft het singuletspectrum, $\bar{R} = \frac{3}{2}$ het tripletspectrum. Deze verschillen dus slechts in den relativen stand van de electronenassen. Uit de spectra blijkt dat dit een groot energieverval veroorzaakt; de afstand tusschen overeenkomstige toestanden van van singulet en tripletsysteem is bijna steeds groot t.o.v. de tripletgrootte. Dit feit schijnt in verband te staan met het voorkomen van het bovengenoemd schema van Russell-Saunders; de nieuwe quantamechanica geeft er ook de verklaring voor.

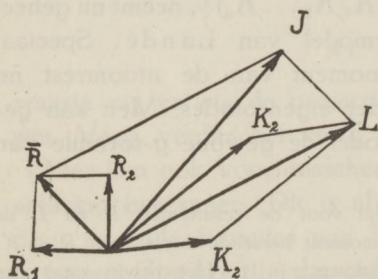


Fig. 3.

Over de tripletgrootte zelf kunnen we nog wel iets berekenen. Deze wordt bepaald door het energieverval bij de verschillende standen van de resulterende R tegenover de resultante L . De wisselwerkingsenergie tusschen de rotatie van het eerste electron en zijn baanbeweging is volgens § 4:

$$\varepsilon_1 = -\frac{e^2 h^3}{8 \pi^2 \mu^2 c^2 r_1^3} \cdot \frac{Z_{\text{eff}}}{r_1^3} \cdot R_1 K_1 \cos(R_1 K_1) \quad (19)$$

en evenzoo voor het tweede electron. Nu blijkt uit fig. 3:

1) Verg. S. Goudsmit en G. E. Uhlenbeck, ZS. f. Phys. 35, 618, 1925.

2) Verg. het vorig overzicht p. 282.

3) In de nieuwe notatie $|l_1 - l_2| \leq l \leq l_1 + l_2$.

$$R_1 K_1 \overline{\cos(R_1 K_1)} = \\ = R_1 K_1 \cos(R R_1) \cos(R L) \cos(L K_1).$$

Invullen van de cosinussen met inachtneming van de bekende $-\frac{1}{4}$, geeft dan voor de totale wisselwerkingsenergie:

$$E_w = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \frac{J^2 - R^2 - L^2 + \frac{1}{4}}{2(R^2 - \frac{1}{4})(L^2 - \frac{1}{4})} \left[c_1 (R^2 + R_1^2 - R_2^2 - \frac{1}{4})(L^2 + K_1^2 - K_2^2 - \frac{1}{4}) + \right. \\ \left. + c_2 (R^2 + R_2^2 - R_1^2 - \frac{1}{4})(L^2 + K_2^2 - K_1^2 - \frac{1}{4}) \right] \quad (20)$$

waarbij

$$c_1 = \frac{e^2 h^2}{8 \pi^2 \mu^2 c^2} \left(\frac{Z_{\text{eff}}}{r_1^3} \right) ; \quad c_2 = \frac{e^2 h^2}{8 \pi^2 \mu^2 c^2} \left(\frac{Z_{\text{eff}}}{r_2^3} \right).$$

Door gebruikmaking van (16) en vergelijking met (18) blijkt dat $K_1 c_1$ resp. $K_2 c_2$ de doublet-grootte zou zijn van het eerste resp. het tweede valentieelectron, als dit alleen aanwezig zou zijn. In deze formule is de wederzijdsche wisselwerking tusschen het baanmagnetisme van het eene en het eigenmagnetisme van het andere electron verwaarloosd. In het algemeen mag dit wel, daar volgens § 8 deze laatste energie met Z_{eff}^3 , terwijl de hier beschouwde energie met Z_{eff}^4 evenredig is. Formule (20) sluit aan bij een door Heisenberg¹⁾ gegeven formule.

Beschouwen we het geval van de gewone triplets (dus $R = \frac{3}{2}$) der aardalkalien, waar $K_1 = \frac{1}{2}$ en dus $L = K_2$ is, dan reduceert (20) zich tot:

$$E_w = c_2 \frac{J^2 - R^2 - K_2^2 + \frac{1}{4}}{4}. \quad (21)$$

Hierin is bevat de bekende intervalregel van Landé. Verder volgt voor de totale tripletgrootte, d.i. het verschil tusschen de componenten met $J = K_2 + 1$ en met $J = K_2 - 1$:

$$\Delta E_w = K_2 c_2.$$

Dit is juist de doubletsplitsing, die het tweede valentie-electron zou vertoonen als het alleen aanwezig was. Dit is volkomen in overeenstemming met het empirische feit, dat de totale tripletafstanden in de spectra evenals de doublets aan een „quasi-relativistische“ formule voldoen.

§ 11. Slotopmerkingen.

Behalve op de in § 10 genoemde moeilijkheden is men nog gestooten op eenige andere, die waarschijnlijk *nog* meer te wijten zijn aan de te speciale modelvoorstelling. Ze zijn voornamelijk de volgende:

1°. Berekent men, b.v. voor een electron met slechts oppervlaktelading, hoe snel het moet draaien, opdat het impulsmoment

1) W. Heisenberg, ZS. f. Phys. 32, 841, 1925. In de nieuwe notatie:

$$E_w = \frac{j(j+1) - s(s+1) - l(l+1)}{8s(s+1)l(l+1)} \left[c_1 \left\{ s(s+1) + s_1(s_1+1) - s_2(s_2+1) \right\} \left\{ l(l+1) + \right. \right. \\ \left. \left. + l_1(l_1+1) - l_2(l_2+1) \right\} + c_2 \left\{ s(s+1) + s_2(s_2+1) - s_1(s_1+1) \right\} \left\{ l(l+1) + l_2(l_2+1) - l_1(l_1+1) \right\} \right].$$

$h/2\pi$ wordt, dan vindt men, dat de snelheid aan de omtrek vele malen grooter is dan de lichtsnelheid.

2°. Berekent men met welke schijnbare massa de magnetische energie van het electron overeenkomt, dan vindt men dat dit van de orde 10^4 keer de gewone massa is. Om dus in overeenstemming met de experimenteele bepaling der massa te blijven moet men de straal van het electron in dezelfde verhouding grooter nemen. Het wordt dus van de orde 10^{-8} cM., d.i. ongeveer zoo groot als de straal van de eerste waterstofbaan!

Door Kronig ¹⁾ is nog als moeilijkheid genoemd de mogelijkheid, dat in de kern de magnetische momenten der electronen een resulteerend moment zouden geven, dat dan bij het Zeeman-effect waarneembaar zou zijn. Echter, evenals in het atoom de magnetische momenten der verschillende electronenbanen elkaar bij een volle groep geheel opheffen, zoo lijkt ons ook heel goed mogelijk, dat door een symmetrie in den bouw der kern de magnetische momenten de electronen elkander bijna steeds geheel opheffen.

Leiden, Aug. 1926.

INSTITUUT VOOR
THEORETISCHE NATUURKUNDE.

¹⁾ R. de L. Kronig, Nature 107, 550, 1926.

OVER DE KANS OP IONISATIE BIJ BOTSINGEN TUSSCHEN ELECTRONEN EN ATOMEN. *)

door F. M. PENNING.

§ 1. Over het bovenstaande onderwerp zijn in den laatsten tijd verschillende nieuwe metingen verricht ¹⁾. De beide uitvoerigste onderzoeken (van Hughes en Klein eenerzijds en Compton en Van Voorhis anderzijds) leverden resultaten, die eerst aanmerkelijk van elkander verschilden. De laatstgenoemde schrijvers konden echter, door het aanbrengen van enkele correcties aan de metingen van Hughes en Klein, deze tot op een 10 % na met die van henzelf in overeenstemming brengen. ²⁾ We maken voor 't vervolg gebruik van de uitkomsten van Compton en Van Voorhis. Deze zijn door de schrijvers neergelegd in de kromme's,

*) Voordracht gehouden voor de Nederl. Nat. Vereen., 25 Sept. 1926.

¹⁾ A. L. Hughes and E. Klein, Phys. Rev. 23, 450, 1924. W. P. Jesse, Phys. Rev. 26, 208, 1925. K. T. Compton and C. C. van Voorhis, Phys. Rev. 26, 436, 1925. Cf.: G. A. Anslow, Phys. Rev. 25, 484, 1925.

²⁾ K. T. Compton and C. C. van Voorhis, Phys. Rev. 27, 724, 1926.

die het aantal atomen (N), door een electron per cm weglengte geïoniseerd bij een gasdruk van 0,01 mm, aangegeven als functie van de electronensnelheid. Deze lijnen vertoonen voor alle gasen ongeveer hetzelfde verloop; voor $V < V_i$ (V = snelheid van het electron in Volts, V_i = ionisatiespanning van het gas) is $N = 0$, van $V = V_i$ af neemt N eerst snel, daarna langzamer toe, bereikt een maximum tusschen 100 en 350 Volt en wordt daarna weer kleiner.

Men kan zich nu afvragen of het niet mogelijk is, de coördinaten zoo te kiezen, dat de kromme's voor de verschillende gasen nog meer op elkaar gaan gelijken. Het ligt voor de hand als abscis te nemen V/V_i ; alle kromme's beginnen dan bij $V/V_i = 1$ en loopen van daar af naar boven. Als ordinaat kan men gebruiken het aantal ionisaties per vrije weglengte of m.a.w. de kans op ionisatie bij botsing (K). Compton en Van Voorhis geven dan ook bovendien voor de verschillende gasen kromme's waarin deze grootte K als functie van V wordt weergegeven. Deze kromme's loopen voor de verschillende gasen lang niet zooveel uiteen als de vroeger genoemde. De moeilijkheid schuilt bij deze manier van uitzetten echter in de vraag welke waarde men voor de vrije weglengte der electronen moet invoeren. De genoemde schrijvers nemen er voor $4\frac{1}{2}$ maal de molecuul-vrije-weglengte, maar dit geeft slechts de orde van grootte juist weer ¹⁾. Het ligt meer voor de hand gebruik te maken van directe metingen hierover. Bij de door Compton en Van Voorhis onderzochte gasen zijn er vier, waarvoor de vrije weglengte's over een eenigszins groot gebied zijn gemeten, n.l. helium, argon, waterstof en stikstof. Gebruik werd gemaakt van de gegevens der volgende schrijvers ²⁾: Helium: Ramsauer ³⁾, Brode ⁷⁾; Argon: Lenard ⁴⁾, Ramsauer ³⁾, Brode ⁷⁾, Rusch ⁸⁾; Waterstof: Lenard ⁴⁾ Robinson ⁵⁾, Mayer ⁶⁾, Ramsauer ³⁾; Brode ⁷⁾; Stikstof: Robinson ⁵⁾, Mayer ⁶⁾, Ramsauer ³⁾, Brode; ⁷⁾.

¹⁾ Vgl. het samenvattend overzicht van G. Hertz: Over de geleiding van electriciteit door gasen. Physica 2, 15, 1922.

²⁾ De langs indirecten weg gevonden waarden van Townsend c.s. (voor snelheden van enkele volts) komen in orde van grootte met die der boven geciteerde onderzoekingen overeen. Samenvatting der resultaten in: J. S. Townsend, Journ. of the Franklin Inst. 200, 563, 1925.

³⁾ Jahrb. d. Radioakt. u. Electron. 19, 345, 1922.

⁴⁾ Ann. der Phys. 12, 715, 1903.

⁵⁾ Ann. der Phys. 31, 769, 1910.

⁶⁾ Ann. der Phys. 45, 1, 1914.

⁷⁾ Phys. Rev. 25, 636, 1925.

⁸⁾ Ann. der Phys. 80, 707, 1926.

Deze uitkomsten werden uitgezet als functie van de electronen-snelheid en door de aldus verkregen punten zoo goed mogelijk kromme's gelegd ¹⁾. Vervolgens werden op de kromme's van Compton en Van Voorhis om de 50 Volt de waarden van N voor deze gasen afgelezen; uit de eerste kromme's volgde de grootte der vrije weglengte, en het product van beide geeft dan K , de kans op ionisatie bij botsing. In figuur 1 zijn de aldus gevonden waarden van K uitgezet als functie van V/V_i ²⁾.

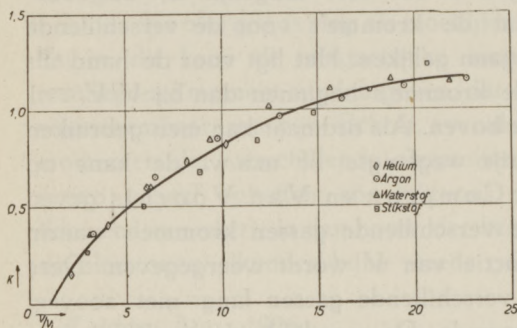


Fig. 1.

De uitgezette punten sluiten goed bij de getrokken kromme aan; de maximale afwijking is ongeveer 10%, en betere overeenstemming kan men met het oog op de nauwkeurigheid der waarnemingen niet verwachten ³⁾. Het ziet er dus naar uit alsof op deze manier voor verschillende gasen ongeveer dezelfde kromme verkregen wordt. ⁴⁾

Bij de bovengenoemde bepalingen der vrije weglengte moet echter in het oog gehouden worden, dat de definitie van deze grootheid niet geheel vast ligt. ⁵⁾ In plaats van de vrije weglengte is het iets overzichtelijker, te spreken van de „werkzame doorsnede” der moleculen (het omgekeerde der vrije weglengte) waarbij men zich

1) Deze kromme's vertoonen voor de zwaardere edelgasen een minimum; niet alleen voor $V = \infty$, maar ook $V = 0$, schijnt de vrije weglengte ∞ te worden (Ramsauer-effect). Mee in verband met de beschouwingen van Hund (Zs. f. Phys. 13, 241, 1923) zou men dit gedrag als volgt kunnen beschrijven: Voor electronen met snelheid nul zijn de atomen volkomen doorlaatbaar, bij grootere electronensnelheid komt er langzamerhand een buitenste schil, die ondoorlaatbaar wordt. Deze schil groeit naar binnen toe aan, tenslotte is het geheele atoom ondoorlaatbaar. Daarna begint er aan den buitenkant een doorlaatbare schil te komen (in tegenstelling met zoeven!), tengevolge van het feit dat electronen die, met groote snelheid, ver van de kern af het atoom doorkruisen slechts weinig worden afgebogen. Met toenemende snelheid wordt dan het doorlaatbare gedeelte in het midden weer kleiner en kleiner. De ondoorlaatbaarheid zou dus aan den buitenkant beginnen, tenslotte het geheele atoom beslaan, en daarna weer aan den buitenkant beginnen af te nemen. (Voor een andere beschouwing zie F. Zwicky, Phys. Zs. 24, 171, 1923.)

2) Voor V_i zijn de volgende waarden aangenomen: Argon 15,4 V, Helium 24,5 V, (G. Hertz, Physica 4, 367, 1924), Waterstof 16,0 V, Stikstof 16,95 V, (Hogness en Lunn, Phys. Rev. 26, 44 en 786, 1925).

3) Alleen de uitkomsten voor de metingen der vrije weglengtes verschillen bij de diverse auteurs reeds zooveel, dat de nauwkeurigheid van de in de fig. uitgezette waarden van K op niet grooter dan 10 à 20% mag worden gesteld.

4) Voor kleine snelheden (tot 50 Volt toe) zijn van de door C. en V. V. onderzochte gasen nog vrije weglengte's bepaald van Ne (Ramsauer, l.c.) en Hg (R. B. Brode, Proc. Roy. Soc. A 109, 397, 1925). Berekent men nu omgekeerd uit de kromme der figuur in die van C. en V. V. de vrije weglengte voor deze gasen, dan blijkt hierbij de overeenstemming veel minder goed (op de punten van max. verschil is de berekende vrije weglengte respect. $2 \times$ en $1/2 \times$ de gemeten).

5) Vgl. hierover: J. Franck und P. Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße; Berlin, 1926, p. 14 e.v.

deze kan voorstellen als het totale oppervlak van de projecties der moleculen binnen een kubus van 1 cm^3 op een der zijvlakken. De metingen van Ramsauer geven nu wat men kan noemen de „totale werkzame doorsnede” — zijn methode was n.l. zoo gevoelig, dat ook zeer kleine richtings- en snelheids-veranderingen in de electronenbanen konden worden geconstateerd; ook deze kleine richtingsveranderingen golden hier als „botsingen”. De methode van Lenard daarentegen was niet zoo gevoelig en opzettelijk zóó ingericht dat zeer kleine richtingsveranderingen niet als botsingen meetelden. Hij bepaalde wat door hemzelf wordt genoemd de „absorbeerende doorsnede”¹⁾. Bij groote snelheden van b.v. duizenden Volts zullen deze beide doorsneden zeker niet meer aan elkaar gelijk zijn. Uit de metingen van Lenard²⁾ blijkt n.l. duidelijk dat daarbij de electronen voor een groot deel slechts over kleine hoeken uit hun banen worden worden afgeweken. Een extreem voorbeeld hiervan geven de β -straal-fotografieën van C. T. R. Wilson³⁾ te zien, waaruit blijkt hoe een zeer snel electron zelfs vele malen kan ioniseeren zonder merkbare veranderingen in zijn baan. Voor kleine electronensnelheden (tot enkele honderden Volts toe) gaven echter de bepalingen volgens de methode van Lenard (Lenard, Robinson, Mayer) resultaten die ongeveer met die volgens de methode van Ramsauer (Ramsauer, Brode) en die van Rusch overeenkwamen. Voor dit gebied van electronensnelheden blijkt dus de „totale werkzame doorsnede” ongeveer gelijk te zijn aan de „absorbeerende doorsnede”⁴⁾, en heeft het dan ook zin te spreken van een kans op ionisatie bij botsing, waarvoor dan fig. 1 het bedrag aangeeft. Men verwacht hiervoor in de limiet de waarde 1, in werkelijkheid gaat de kromme echter tot hogere waarden. Dit kan liggen of aan de onnauwkeurigheid der gebruikte experimenteele gegevens, of aan het feit, dat daar ter plaatse het begrip vrije weglengte voor dit doel zijn beteekenis begint te verliezen. Bij grootere

1) Zie b.v. P. Lenard, *Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten* (Heidelberg 1925), het hoofdstuk over „Absorption”. Hierbij geeft Lenard als definitie van absorptie: de plotselinge overgang van de groote, gerichte snelheid van een electron uit den bundel tot de ongeordende, kleine snelheid die met de temperatuurbeweging overeenkomt; waarbij dan in het midden gelaten wordt of het electron werkelijk door een atoom wordt geabsorbeerd dan wel vrij blijft. In een kort geleden verschenen artikel (*Ann. der Phys.* 80, 17, 1926) laat Lenard echter, op grond van metingen van J. B. Johnson over de totale ionisatie door electronen (*Phys. Rev.* 10, 609, 1917) deze vaststelling van de kleine eindsnelheid waren. Daardoor komt dan de boven in den tekst genoemde definitie van absorptie, n.l. de verwijdering van een electron uit den bundel, beter met Lenards opvatting in overeenstemming Vgl. nog: A. Becker, *Ann. der Phys.* 81, 91, 1926.

2) I.c., het hoofdstuk over „Diffusion”.

3) *Proc. Roy. Soc. A* 104, 1 en 192, 1923.

4) Voor zeer kleine snelheden (< 2 Volt) is dit bij niet edele gaseen nog onzeker; de metingen van Ramsauer pleiten ervoor, die van Brode er tegen. Zie Franck en Jordan i.c.

snelheden zal men bovendien ook een ander verband tusschen de ionisatie en den aard van het gas verwachten dan het in de fig. gegevene: tegenover electronen van duizenden Volts snelheid speelt de binding der electronen aan de atoomkern nagenoeg geen rol meer, het aantal nieuw gevormde electronen is daarbij ongeveer evenredig met het totale aantal electronen dat in de atomen van het medium buiten de kern aanwezig is (bij gasen onder denzelfden druk dus evenredig met het atoomnummer ¹⁾). Kossel ²⁾ vond dit nog bij een electronensnelheid van 1000 Volt voor een aantal gasen nauwkeurig bevestigd ³⁾.

Bij de kleinere snelheden, tot enkele honderden Volts, schijnt echter de in de figuur geteekende kromme de kans op ionisatie bij botsing juist weer te geven.

§ 2. Het bovenstaande werd toegepast bij berekeningen naar aanleiding van metingen, verricht door Townsend en zijn medewerkers. Deze bestudeerden het volgende vraagstuk: Door ultraviolet licht worden n_0 electronen vrijgemaakt uit een vlakke plaat als kathode. Deze doorloopen in een gas een constant veld X ($\perp$ kathode) en komen terecht op een vlakke anode, op een afstand x van de kathode. Onderweg vormen deze electronen door ionisatie nieuwe electronen hun aantal neemt dus toe, het aantal n dat op de anode terecht komt is grooter dan n_0 . Weet men nu de aantallen n_1 en n_2 voor 2 verschillende elektrodenafstanden resp. x_1 en x_2 , dan blijkt voor een zeker gebied van afstanden te gelden:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{a(x_2 - x_1)} \quad (1)$$

Townsend c.s. toonden aan dat a/p kon worden voorgesteld als een functie van X/p (p de druk van het gas) en hebben hierover bij verschillende gasen bepalingen verricht. De resultaten ⁴⁾ hiervan zijn in fig. 2 uitgezet (X in Volts per cm, p in mm kwikdruk).

1) Zie P. Lenard, Quantitativen enz., p. 148 e.v. Lenard spreekt echter van „Massenproportionalität“ — hij rekent niet met het atoomnummer maar met het atoomgewicht. Tengevolge daarvan wordt waterstof door Lenard tot de grootste snelheden toe als abnormaal beschouwd (zie Tabel 9 op pag. 162 l.c.); het aantal ionisaties zou daarbij dan tweemaal zoo groot zijn als het normale. Dit is hieraan te wijten dat bij waterstof het atoomnummer = het atoomgewicht, terwijl het bij alle andere stoffen uit het begin van het periodiek systeem ongeveer de helft ervan is. Voert men het atoomnummer in, dan verdwijnt de onregelmatigheid bij waterstof.

2) Ann. der Phys. 37, 393, 1912. Kossel rekent hier eveneens met het atoomgewicht. Bij deze betrekkelijk lage snelheid blijft waterstof echter ook nog afwijken wanneer men het atoomnummer invoert.

3) Door C. G. Found en S. Dushman (Phys. Rev. 23, 734, 1924) werd met behulp van den ionisatiemanometer gevonden, dat dit zelfs nog bij 125 Volt voor verschillende gasen zou gelden. De in den aanvang geciteerde onderzoeken leiden echter alle tot een andere conclusie.

4) Voor de figuren 2 en 3 zijn de volgende gegevens gebruikt: He (1): E. W. B. Gill and F. B. Pidduck, Phil. Mag. 23, 837, 1912. He (2): J. S. Townsend and T. L. R. Ayres, Phil. Mag. 45, 401, 1924. Ar, H₂, N₂: T. L. R. Ayres, Phil. Mag. 45, 353, 1923. HCl: J. S. Townsend, Electricity in Gases, 1915 pag. 281.

De vraag ligt voor de hand of wij deze resultaten niet op een andere manier kunnen voorstellen zoodat de kromme's voor de verschillende gassen meer op elkaar gaan lijken. Mee in verband met het in § 1 opgemerkte is het dan het beste de a van vgl. (1) niet te betrekken op een willekeurige lengte-eenheid maar op den

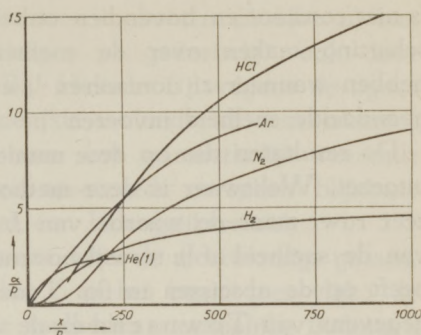


Fig. 2.

afstand waarover de potentiaal met een bedrag = de ionisatiespanning toeneemt. M.a.w. wij vragen ons af met welken factor f_i wordt de stroom vermenigvuldigd wanneer wij de spanning met de ionisatiespanning laten toenemen (de veldsterkte blijft constant = X). Volgens (1) is dan :

$$f_i = \frac{n_2}{n_1} = e^{a \frac{V_i}{X}}$$

$$\log f_i = a \frac{V_i}{X} = \left(\frac{a}{p} : \frac{X}{p} \right) V_i.$$

Ten opzichte waarvan moet deze grootheid nu worden uitgezet? In § 1 werd aangetoond dat de kans op ionisatie afhangt van V/V_i dus wij hebben overeenstemmende gevallen wanneer bij twee verschillende gassen de electronenenergieën zich verhouden als de ionisatiespanningen der gassen en het aantal botsingen even groot is. Dit zal men het best bereiken door ervoor te zorgen dat V_λ/V_i bij beide gassen hetzelfde is (V_λ = het potentiaalverval per vrije weglengte λ). Deze grootheid wordt dus als abscis gebruikt en wel is:

$$\frac{V_\lambda}{V_i} = \frac{\lambda X}{V_i} = \frac{L}{V_i} \frac{X}{p},$$

wanneer wij onder L de vrije weglengte bij de eenheid van druk verstaan.

Townsend geeft a/p als functie van X/p , men kan dus de bovengenoemde grootheden direct berekenen wanneer men L kent. Nu is L echter een functie van de electronensnelheid, en deze laatste

is niet constant en bovendien onbekend. Wij kunnen evenwel een schatting maken over de snelheid die de electronen gemiddeld hebben wanneer zij ioniseeren ¹⁾ en de waarde van L voor die gemiddelde snelheid invoeren ²⁾.

De resultaten die op deze manier worden gevonden zijn in fig. 3 uitgezet. Weliswaar is deze methode voor het aannemen van L zeer ruw, maar de waarde van L hangt ook weer niet zóó sterk van de snelheid af ³⁾, terwijl bovendien dit alles alleen maar invloed heeft op de abscissen in fig. 3, de ordinaten volgen direct uit de gegevens van Townsend en de waarde van de ionisatiespanning.

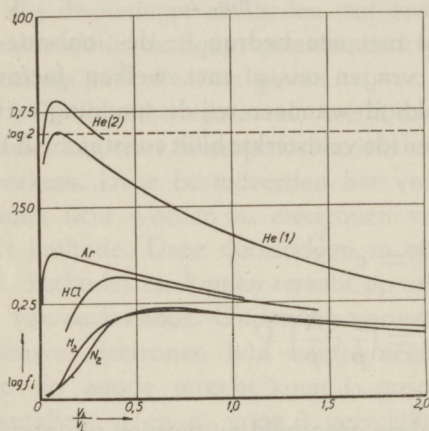


Fig. 3.

De grootste waarde die men voor $\log f_i$ kan verwachten is $\log 2 = 0,693$; in de figuur is deze door een streep aangegeven. Deze waarde zal $\log f_i$ n.l. aannemen wanneer alle electronen onmiddellijk ioniseeren zoodra hun snelheid = de ionisatiesnelheid wordt, wat dus voor het toenemen van den stroom het gunstigst is.

He schijnt dit geval tamelijk nabij te kunnen komen. In de figuur zijn de resultaten van 2 reeksen metingen weergegeven, de eene gaat zelfs boven de genoemde max. grens uit. Men zal dit waarschijnlijk moeten toeschrijven aan de aanwezigheid van sporen andere gassen in het gebruikte Helium ⁴⁾.

Uit de figuur blijkt verder hoe bij kleine veldsterkten ook voor edelgassen de waarde van f_i klein wordt, in dat geval zullen er

- 1) Onder zekere vereenvoudigende veronderstellingen (o.a. onder verwaarloozing der elastische en onelastische energieverliezen) kan men deze n.l. berekenen met behulp van de formules die G. Hertz (Zs. f. Phys. 32, 297, 1925) en A. D. Fokker (Physica 5, 334, 1925) op verschillende manieren voor de diffusie van langzame electronen in een electricch veld hebben afgeleid. Deze berekeningen zullen binnenkort elders worden gepubliceerd. Bij Neon wordt voor de bedoelde snelheid b.v. bij een druk van 7 mm en een veldsterkte van 200 V/cm gevonden ca. 30 Volt (ionisatiespanning Neon: 21,5 Volt).
- 2) Voor HCl werd bij gebrek aan experimentele gegevens de vrije weglengte afgeleid uit de bepalingen van de ionisatiekans van Compton en Van Voorhis, aannemend dat de kromme van fig. 1 ook voor HCl geldt. Als ionisatiespanning werd 14 Volt aangenomen (E. F. Barker en O. S. Duffendack, Phys. Rev. 26, 339, 1925).
- 3) Het sterkst is deze afhankelijkheid bij Argon: de uiterste waarden van L , in fig. 3 gebruikt, verhouden zich als 1:3.
- 4) Bij He dat de grootste, tot nu toe bekende, ionisatiespanning heeft zullen kleine verontreinigingen met andere edelgassen b.v. Neon het aantal ionisaties doen toenemen.

nl. veel electronen niet aan ioniseeren toekomen doordat zij hun energie bij het aanslaan van atomen of gedeeltelijk ook door elastische botsingen verliezen. Bij Helium is volgens de figuur onder de gunstigste omstandigheden de invloed van deze energieverliezen gering. Bij Argon ziet men een aanmerkelijk verschil: hier bereikt f_i lang niet zijn maximum-waarde en speelt blijkbaar het aantal electronen dat aanslaat een belangrijker rol.

Een geheel ander beeld vertoonen weer de meeratomige gassen. Daarbij loopt de kromme voor $\log f_i$ in het begin zeer vlak; de electronen geven reeds bij kleine snelheden aanzienlijke bedragen van hun energie af aan de moleculen en kunnen meestal niet voldoende snelheid krijgen om te ioniseeren. Eerst wanneer de spanning per vrije weglengte van de orde van de ionisatiespanning wordt gaat het aantal ionisaties belangrijk toenemen.

Voor grootere snelheden gaan alle gassen meer op elkaar gelijken omdat dan de energieverliezen beneden de ionisatieenergie steeds meer op den achtergrond treden. Dat dan toch het aantal ionisaties afneemt is te wijten aan de omstandigheid dat de electronen te weinig atomen meer op hun weg ontmoeten.

Tenslotte zij nog opgemerkt, dat fig. 3 sterk herinnert aan de kromme's die de doorslagspanning van gassen als functie van pd (druk $\times$ elektrodenafstand) weergeven. Deze vertoonen een min. bij een bepaalde waarde van pd , dat te vergelijken is met het max. voor $\log f_i$ in fig. 3. Het verloop van de doorslagspanning wordt nl. mee door de hierbovengenoemde factoren bepaald, bovendien komt er dan nog de invloed van het elektrodenmateriaal bij, die in het boven beschouwde geval geen rol speelt.

Summary.

The results of K. T. Compton and Van Voorhis for the ionisation by electron impacts are discussed. The probability of ionisation is computed from the experimentally obtained value for the mean free path of the electrons. If than this probability is plotted as a function of V/V_i (V = electron velocity in Volts, V_i = ionising potential) we find one curve representing within the experimental error the values for Ar, He, H_2 and N_2 .

Townsend's measurements on „the ionisation by collisions of negative ions” are plotted in a manner as suggested by the result obtained above. These plots are discussed.

Eindhoven, 29 Sept. 1926

NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER
N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

NOG EENS DE SPIEGELFORMULE

door J. E. VERSCHAFFELT.

Naar aanleiding van de opmerkingen van den heer A. J. Staring in dit tijdschrift, betreffende de formules voor terugkaatsing en breking van het licht aan bolvormige grensvlakken ¹⁾, is het misschien niet zonder belang het volgende eenvoudige bewijs voor de spiegel-formule mede te deelen, dat voor zoover ik weet in geen boek te vinden is.

Een bolvormige spiegel met geringe opening kan men steeds bij benadering beschouwen als een kap van een omwentelingsellipsoïde met halve assen a en b , zoodanig dat $R = b^2/a$, d.i. de kromtestraal in den top. Natuurlijk zijn oneindig vele van zulke ellipsoïden denkbaar, maar deze is geheel bepaald, zoodra één der brandpunten, n.l. het lichtgevende punt, door zijn afstand p gegeven is; dan is ook het tweede brandpunt, het beeld, door zijn afstand q gegeven, en wel is:

$$p + q = 2a \text{ terwijl } p - q = \pm 2\sqrt{a^2 - b^2}.$$

Daaruit volgt

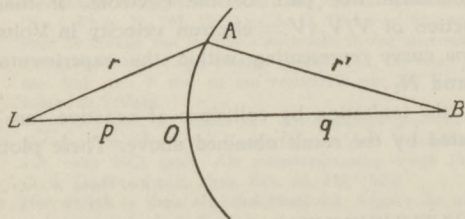
$$pq = b^2 = Ra = \frac{R}{2}(p + q)$$

of

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{2}{R}.$$

Dit onderstelt natuurlijk dat het lichtgevend punt en het beeld beide reëel (of beide virtueel) zijn; is een der punten reëel, het andere virtueel, dan moet men den spiegel beschouwen als een stuk van een omwentelingshyperboloïde.

De formule voor een enkelvoudig bolvormig brekend vlak (dioptrum) kan op een soortgelijke wijze gevonden worden. Dan is het bolvormige oppervlak bij benadering een kap bij den top



van een anastigmatisch brekend oppervlak, waarvan het lichtgevend punt L en het beeld B de „brandpunten” zijn, en waarvan de vergelijking ten opzichte van die brandpunten is

¹⁾ Physica 6, 144, 1926.

$r + nr' = \text{const.} = p + nq$, n de brekingsindex zijnde van de 2e middenstof ten opzichte van de 1e.

In eerste benadering kan in de onmiddellijke nabijheid van den top O de vergelijking der meridiaandoorsnede geschreven worden:

$$y^2 \left(\frac{1}{p} + \frac{n}{q} \right) = 2(n-1)x;$$

dit is de vergelijking van een parabool, waarvan de kromtestraal in O is

$$R = \frac{n-1}{\frac{1}{p} + \frac{n}{q}},$$

zoodat

$$\frac{1}{p} + \frac{n}{q} = \frac{n-1}{R},$$

zooals dan ook de bekende formule voor een brekend bolvormig oppervlak luidt.

Hierbij is nogmaals ondersteld dat L en B beide reëel zijn, maar ook in de andere gevallen kan men op dezelfde wijze te werk gaan.

PROEVEN MET LICHTSTRALEN EN PHOTOGRAPHIEËN DAARVAN, AANVULLING

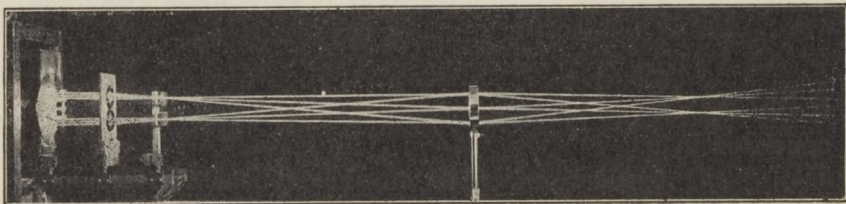
door H. J. OOSTING.

Ter gelegenheid van het Natuur- en Geneeskundig Congres te Utrecht, April 1921, heb ik een reeks van 31 lantaarnplaatjes vertoond van proeven met lichtstralen ¹⁾. Later heb ik ter aanvulling van eenige der proeven, die door de lichtbeelden worden weergegeven, een methode bedacht om tegelijk twee lichtende punten te krijgen. Tegen den condensor, waarvan evenals vroeger een der lenzen verwijderd is, is een geel koperen plaat geplaatst met 2 stelsels van 3 spleten, waarbij de afstand der stelsels veranderd kan worden door middel van een schroef met twee tegen-gestelde gangen ²⁾. Het projectieobjectief is vervangen door twee lensjes, waarvoor ik genomen heb de twee objectieven van een

¹⁾ Zie „Physica” 1, 87, 1921. Door de firma J. B. Wolters, Groningen en den Haag, is uitgegeven een collectie „Photographiën van proeven met lichtstralen” met verklaring, welke photo's overkomen met de lantaarnplaatjes.

²⁾ Deze inrichting is gemaakt in de fabriek van Gebr. Caminada en Tamson te Rotterdam en kan geleverd worden door de firma P. M. Tamson, Nieuwstraat den Haag.

tooneelkijker. Deze twee lensjes zijn geplaatst in een verticaal vlak loodrecht op de as van de lantaarn, het eene boven het andere, zoo dicht mogelijk bij elkaar. De assen der lensjes loopen dus evenwijdig aan de as van de lantaarn. Het licht, dat doorgelaten is door het eene stel spleten, valt door het eene lensje, en het licht van het andere stel spleten door het tweede lensje, zoodat op een afstand van eenige cm voor elk lensje een lichtend punt ontstaat, waarvan 3 stralenbundels uitgaan. Op de plaats der twee lichtende punten, die beelden van de lichtboog zijn, kunnen twee metalen plaatjes, elk met een kleine opening, aangebracht worden. Bij de proef, die door de hierbij gevoegde photo wordt weergegeven ¹⁾



heb ik de lichtbundels laten vallen op een convergeerende lens en de proef maakt duidelijk de vorming van een omgekeerd reëel beeld, waarvoor bij de hierboven genoemde lichtbeelden twee plaatjes noodig zijn. De afstand van de twee stelsels van spleten kan door middel van de schroef bij de proef zoo ingesteld worden, dat op de lens de overeenkomstige stralen, die van elk der lichtende punten uitgaan, elkaar bedekken.

Mijne methode om lichtstralen te krijgen, die van één punt uitgaan, leent zich ook goed voor de demonstratie van den loop der stralen bij prisma's en stelsels van spiegels, b.v. bij een stelsel van twee loodrecht op elkaar staande spiegels, dat in werking overeenkomt met een der prisma's van een prismakijker en bij een stelsel van twee spiegels, die een hoek van 45° met elkaar maken, zooals voorkomt bij een pentaprisma, dat bij afstandmeters aangebracht is en ook in de geodesie toegepast wordt. Bij het verslag eener voordracht gehouden in de Maatschappij Diligentia, 15 Januari 1926, zijn twee daarop betrekking hebbende photo's gevoegd ²⁾.

¹⁾ Door de welwillendheid van Dr. T. van Lohuizen en met de uitstekende hulp van den amanuensis H. W. Wolff heb ik deze en andere proeven kunnen nemen in het natuurkundig laboratorium der H. B. School aan de Stadhouderslaan, den Haag.

²⁾ Natuurkundige voordrachten, Nieuwe Reeks no. 4, N.V. Boekhandel v/h W. P. van Stockum & Zn., 's-Gravenhage 1926.

BOEKBESPREKING.

C. A. Crommelin, *Beschrijvende catalogus der Historische verzameling van Natuurkundige Instrumenten* in het Natuurkundig Laboratorium der Rijks-Universiteit te Leiden (met 4 portretten en 11 afbeeldingen van instrumenten), 70 blz., IJdo, Leiden 1926.

Door de uitbreiding van het Natuurkundig Laboratorium te Leiden was het mogelijk geworden de verzameling van oude instrumenten die tot nu toe op de zolderverdieping waren opgeborgen op een meer waardige wijze ten toon te stellen. De verzameling, welk een groot aantal instrumenten van 's Gravesande, van Musschenbroek, van Leeuwenhoek en anderen bevat, is van groote geschiedkundige waarde, daar 's Gravesande († 1742) de eerste was, die demonstratie-instrumenten voor het onderwijs vervaardigde. De heer Crommelin heeft een verdienstelijk werk gedaan door deze verzameling te rangschikken en nauwkeurig te beschrijven. Door portretten van de bovengenoemde geleerden, en afbeeldingen van eenige bijzonder belangrijke instrumenten wordt het werk opgeluisterd.

S.

H. Mosler und G. Leithäuser. *Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung.*

Bovengenoemd werk is kort geleden bij Friedr. Vieweg & Sohn te Braunschweig verschenen en kost M. 22. De schrijvers zijn welbekend aan allen die de ontwikkeling der radiotechniek gevolgd hebben.

Mosler is bekend van de TAFUNK uit den oorlogstijd en door een studie over „fading” en andere verschijnselen betreffende intensiteitsschommelingen bij radio.

En Leithäuser heeft den weerstandsversterker met capacatieve terugkoppeling uitgevonden alsmede de.... Reinartz-schakeling! Voorts heeft hij een push-pull-schakeling aangegeven voor de compensatie van een raamrichtingzoeker.

Deze beide heeren hebben met het thans verschenen boek de geheele radio-wetenschap in ± 350 pagina's saamgeperst. Het spreekt vanzelf dat men in 350 pagina's niet uitvoerig kan zijn (vader Zenneck, Ed. 1925, telt 900 pagina's); de schrijvers hebben met hun boek dan ook alleen een *inleiding* tot de studie gegeven m.i. zijn zij daarin uitstekend geslaagd. Het werk is zeer geschikt voor al diegenen, die, hoewel geen radiotechnici zijnde, wenschen een behoorlijk werk te bezitten over de radiowetenschap, zonder te vervallen in een Fleming-doolhof, in een langdradigen Nesper of in het oude en nieuwe testament van Zenneck-Rukop.

Het werk is ook zeer geschikt voor den belangstellenden leek, voor jonge studenten en voor radio-monteurs, die wat meer van de ontwikkelingsgang der radiotechniek wenschen te weten. Er worden in het werk niet veel wiskundige formules gebruikt, waartegenover het rijk voorzien is van mooie teekeningen en foto-afdrucken (bij elkaar 298 figuren).

Om meer nog dan thans te kunnen dienen tot voorbereiding voor verdere studie behoort een volgende uitgave te worden voorzien van een bronnen-register.

H. N.

F. F. Martens, Hochfrequenztechnik. Sonderabdruck der Abschnitte 7 und 8 aus Martens Electricitätslehre, 176 blz., 153 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn. Braunschweig 1925. Prijs M. 6.

Bovenstaand boekje maakt deel uit van de „Physikalischen Grundlagen der Electrotechnik”.

Het onderscheidt zich daardoor gunstig van de meeste dezelfde stof behandelende werkjes, dat een belangrijk deel gewijd is aan de electromagnetische straling.

De bekende voorstelling van de „zich afsnoerende krachtlijnen” treft men hier nu eens niet aan, wat de duidelijkheid ten goede komt.

Van verschillende vormen van antennes — de schrijver verdeelt ze in „hooglang- en oppervlakte-antennes — wordt het stralingsveld, met betrekking tot ontvangst, zowel als uitstraling bekeken, terwijl door getallenvoorbeelden het contact met de praktijk behouden blijft.

In de eerste hoofdstukken, die de eigenschappen van trillingskringen behandelen, wordt veel gebruik gemaakt van de vectorvoorstelling der sinusvorming veranderlijke grootheden; wat de berekeningen zeer overzichtelijk maakt.

Jammer is, dat de notaties weinig overeenkomen met de bij ons gebruikelijke; voor $\alpha \left(\frac{R}{2L} \right)$ wordt b.v. δ gebruikt, terwijl inplaats van het logarithmisch decrement een getal gebruikt wordt dat 2π maal kleiner is.

Een eigenaardige nomenclatuur is verder het vervangen van „ongedempte” trillingen door „gleichklingende”, terwijl deze dan wel „gedempt” zijn, door de verlies- en stralingsweerstand. O i. bestaat voor deze afwijking van de gebruikelijke benamingen geen enkele reden, omdat de energie die aan de trillingen onttrokken wordt, ook wordt toegevoerd, totdat de totale „damping” 0 is.

Bij de verdere behandeling van dioden en trioden treft het verder, dat de $v^{3/2}$ wet zelfs niet wordt genoemd, maar eenvoudig vervangen door een lineaire met grensovergangen.

Zooals men ziet, heeft de schrijver hier en daar een teveel aan oorspronkelijkheid, maar veel onderwerpen zijn zoo voortreffelijk behandeld, dat ze het werkje zeer lezenswaardig maken.

K. P.

R. Swierstra, Grondbeginselen der Radio. Deel II, 140 blz., 72 fig. — Uitgave Jacob van Campen, Amsterdam 1925. Prijs f 1.50.

In de eerste 4 hoofdstukken worden de werking en de eigenschappen der ontvanglampen behandeld. Beginnend bij de 2-electroden-lamp onthult de schrijver stap voor stap de geheimen van de triode en tetrode. De weg gaat langs grafische voorstellingen, en doordat telkens weer karakteristieken en golflijnen zijn opgenomen en worden besproken, leert men deze figuren wel heel goed lezen. Steilheid, versterkingsfactor, „Durchgriff”, inwendige weerstand komen ter sprake. De invloed van wissel- en gelijkspanning in de roosterkring, de invloed van uitwendigen weerstand in den anodekring (spanningsversterking) worden met de grafieken duidelijk en overzichtelijk verklaard.

Daarna komen in de laatste twee hoofdstukken aan de beurt de problemen bij ontvangst en versterking der signalen. Anodekringdetectie met negatieve rooster-spanning; roosterkringdetectie met roostercondensator en lekweerstand; het gebruik

van een terugkoppelspoel voor versterking en voor genereeren; transformator-smoorspoel-weerstandskoppeling voor hoog- en laagfrequentversterking met de voor- en nadeelen; enkele schema's; alles is degelijk en klaar opgezet. De elementaire vorm is steeds gehandhaafd; hier en daar zijn, klein gedrukt, eenige wiskundige bewerkingen ingelascht, doch die kan de amateur zonder bezwaar overslaan, als hij „niet al te diep" op de zaken wil ingaan.

Het zij nog opgemerkt, dat de schrijver al zijn beschouwingen toepast alleen op Philipslampen. Dat is een heele rust. En nu wordt men tenminste een beetje wegwijst te midden van de vele lamptypen, zelfs van één fabrikaat. Een reeks lampen is in beeld, met de gegevens, als aanhangsel opgenomen. H.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

J. Franck und P. Jordan, Struktur der Materie III: Anregung von Quantensprüngen durch Stösse, 312 blz., 51 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 19.50, geb. R. M. 21.

H. Rose, Das Hafnium, 60 blz., 17 fig. — Sammlung Vieweg, Heft 86. Friedr. Vieweg und Sohn, Akt.-Ges. Braunschweig 1926. Prijs R. M. 3.75.

René Couffon, Transport de l'Electricité, 219 blz., 45 fig. — Armand Colin, 103 Boulevard Saint Michel, Paris Ve. Prijs 8 frs 40, geb. 10 frs. 20.

H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik, Band IX, Theorien der Wärme, redigiert von F. Henning, 616 blz., 16 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 46.50, geb. R. M. 49.20.

Colin J. Smithells, Tungsten, a Treatise on its Metallurgy, Properties and Applications, 167 bl., 156 fig. — Messrs. Chapman and Hall, 11 Henrietta Street, Covent Garden, London W. C. 2, 1926. Prijs 21 sh. net.

P. M. de Wolf, De Electronentheorie, 2e druk, 87 blz. — Æ. E. Kluwer, Deventer, 1926. Prijs f 1.25.

Max. Möller, Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte. Erster Teil, Lieferung 1: Die fortschreitende Wasserwelle, 131 blz., 40 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn Akt. Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 5.

H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik, Band II, Elementare Einheiten und ihre Messung, redigiert von Karl Scheel, 522 blz., 297 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 39.60., geb. R. M. 42.

H. Geiger und K. Scheel, Handbuch der Physik, Band I, Geschichte der Physik, Vorlesungstechnik, redigiert von Karl Scheel, 404 blz., 162 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 31.50, geb. R. M. 33.60.

MEDEDEELING.

HOLLANDSCHE MAATSCHAPPIJ DER WETENSCHAPPEN.

Bate uit het Pieter Langerhuizen Lambertuszoon-Fonds.

Het Dagelijksch Bestuur van de Hollandsche Maatschappij der Wetenschappen heeft besloten, de bate van vermoedelijk f 4500.— die in 1927 door de Maatschappij uit het Pieter Langerhuizen Lambertuszoon-Fonds zal worden verleend, te besteden tot bevordering van de studie der *natuurkunde* (inclusief *sterrekunde*).

Tot het ontvangen der baten komen in aanmerking leden der Hollandsche Maatschappij der Wetenschappen, zoo voor zichzelf als ten behoeve van derden, zoo personen als instellingen (al of niet rechtspersoon).

Aanvragen tot het verkrijgen der baten moeten vóór 1 Januari 1927 aan het lid der Maatschappij, Prof. Dr. P. Zeeman, te Amsterdam, Stadhouderskade 158, worden gezonden, met inachtneming van het volgende:

De aanvraag geschiedt schriftelijk en moet behelzen:

- a. den naam, voornamen, woonplaats en werkkring van den aanvrager, en zoo de aanvraag niet ten behoeve van den aanvrager zelf is, wanneer deze geschiedt ten behoeve van een fysiek persoon, dezelfde opgaven omtrent deze; wanneer het betreft eene instelling, eene duidelijke aanduiding dier instelling;
- b. het doel, waartoe de bate zal worden besteed;
- c. een zoo nauwkeurig mogelijke begrooting of berekening der kosten;
- d. al datgene, wat de reden van de aanvraag, zoowel als de omstandigheden waaronder de aanvraag geschiedt, nader kan in het licht stellen of aannemelijk maken;
- e. eene verklaring door den aanvrager, respectievelijk van dengene, te wiens behoeve de aanvraag geschiedt, dat bij toekenning der bate de resultaten van het onderzoek, waartoe de bate strekt, aan de Maatschappij ter opname in hare werken zullen worden aangeboden en in geen geval binnen zes maanden na de aanbieding zonder toestemming der Maatschappij zullen worden in het licht gegeven; een en ander ten ware de bate zij verstrekt in samenwerking met eenig ander lichaam of genootschap en omtrent die uitgave met zulk lichaam of genootschap eenige andere regeling is getroffen.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 9

ONDERZOEK VAN VETZUURKRISTALLEN MET RÖNTGEN-STRALEN

door J. A. PRINS.

Het volgende is een meer uitgewerkte mededeeling omtrent het onderwerp, waarover onder bovenstaande titel een voordracht is gehouden voor de Nederlandsche Natuurkundige Vereeniging in de vergadering van 26 Juni.

De eerste twee paragrafen behelzen voornamelijk het werk van vroegere onderzoekers en de daaruit te trekken conclusies; in de volgende paragrafen wordt een overzicht gegeven over het werk, dat over dit onderwerp in het Groninger Laboratorium verricht is; voornamelijk blijkt hierbij, hoe zich in de intensiteiten van de verschillende ordes de vorm van het molecuul afspiegelt.

§ 1. De door ons onderzochte verzadigde vetzuren ¹⁾, voornamelijk Palmitinezuur (C_{16}) en Laurinezuur (C_{12}), worden afgeleid van een lange rechte koolwaterstofketen door een eind- CH_3 -groep te vervangen door een $COOH$ -groep.

Deze en andere aliphatische verbindingen zijn reeds vroeger met Röntgenstralen onderzocht, voornamelijk in het Laboratorium van Bragg ²⁾. Alle deze stoffen vertoonden (naast betrekkelijk vage en breede lijnen, die wijzen op eenige korte tralieconstantes, welke waarschijnlijk door de dwarsafmetingen van het molecuul bepaald worden) met bijzondere sterkte vrij scherpe lijnen, toe te schrijven

1) De praeparaten waren ons bereidwillig afgestaan door Dr. J. P. Treub, wien wij hier gaarne onzen dank uitspreken.

2) Müller, The X-ray investigation of fatty acids. Trans. Chem. Soc. vol. 123 pag. 2043, 1923. Müller en Shearer, Further X-ray measurements of long-chain organic compounds and a note on their interpretation Trans. Chem. Soc. vol. 123 pag. 3156, 1923. Shearer, An X-ray investigation of certain organic esters and other long-chain compounds. Trans. Chem. Soc. vol. 123 pag. 3152, 1923. Gibbs, An X-ray investigation of the lower members of the fatty acid series. Journ. Chem. Soc. vol. 125 pag. 2622, 1924. Saville en Shearer, An X-ray investigation of saturated aliphatic ketones. Journ. Chem. Soc. vol. 127 pag. 591, 1925. Müller en Saville, Further X-ray measurements on long-chain organic compounds (n -hydrocarbons). Journ. Chem. Soc. vol. 127 pag. 599, 1925.

aan een lange tralieconstante, die met de lengte van het molecuul verband houdt. Tot deze opvatting is men gekomen door de waarden van deze constanten in een homologe reeks te vergelijken. Als voorbeeld zijn de metingen voor de koolwaterstoffen van Müller en Saville weergegeven in fig. 1.

Hier ziet men dat de korte tralieconstanten (d_2, d_3) constant blijven, wanneer CH_2 -groepen worden toegevoegd aan de keten,

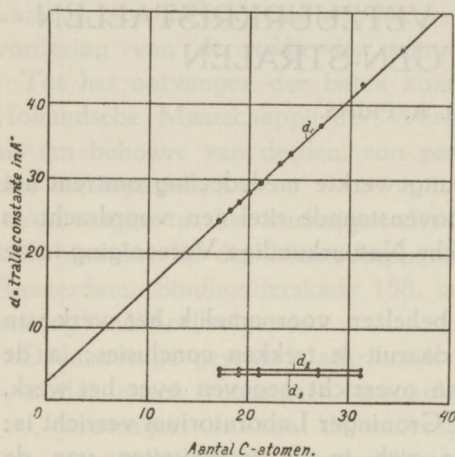


Fig. 1.

„Lange tralieconstante” (d_1) en „dwarsafmetingen” (d_2 en d_3) der verzadigde koolwaterstoffen als functie van het aantal C-atomen in de keten.

maar dat de lange tralieconstante (d_1) een toeneming vertoont, evenredig met het aantal toegevoegde CH_2 -groepen.

Deze toeneming van d_1 bedraagt per CH_2 -groep voor de koolwaterstoffen 1.3 Å ; dezelfde waarde is gevonden bij de ketonen ¹⁾ en bij de loodzepen der vetzuren ²⁾. Daarentegen worden bij de even vetzuren, de dicarbonzuren en de esters kleinere waarden gevonden voor deze toeneming van de lange tralieconstante per CH_2 -groep.

Een en ander maakt het vrij

waarschijnlijk, dat in de eerste gevallen de molecuulas loodrecht staat op de identiteitsvlakken en in de laatste gevallen er een bepaalde hoek mee maakt.

Overigens zitten in de keten de C-atomen waarschijnlijk niet recht op elkaar gestapeld, maar in zooiets als een zigzag, waarvan men de hoeken kan berekenen, als men voor de diameter van het C-atoom de waarde 1.5 Å aanneemt, die men er in diamant aan moet toekennen.

§ 2. De methode tot het verkrijgen van de Röntgen-spectra was in het laboratorium van Bragg als volgt:

Een geringe hoeveelheid van de te onderzoeken stof werd gesmolten op glas en dit, na stolling, als draaikristal gemonteerd; vervolgens werd daarvan met homogene straling een fotografische

¹⁾ Zie noot 2 blz. 305.

²⁾ Trillat, Compt. rend. pag. 1329 en pag. 1838, 1925. Trillat, Annales de Physique, X, 6, pag. 1; 1926.

opname gemaakt (reproducties in het bekende boek van Bragg 5de druk pag. 172). Hierop vertoonden zich dan aan weerskanten van de recht doorgaande straal een reeks vrij scherpe lijnen, die de verschillende ordes van de lange tralieconstante zijn, en bovendien enkele bredere lijnen, toe te schrijven aan de dwarsafmetingen.

Dit laat zich ongedwongen verklaren als volgt: De stof vormt kleine platte kristalplaatjes (§ 4). Deze zullen in verschillende orientaties in het laagje voorkomen. Nu is het gemakkelijk in te zien, dat, wanneer alle orientaties even vaak voorkomen, de draaikristalmethode ongeveer een Debye-Scherrer-diagram oplevert. Een verschil met de gebruikelijke Debye-Scherrer methode is, dat de draaikristalmethode, naast een grootere intensiteit, een verbredening van de lijnen geeft, (vergelijk het artikel over de vloeistofring in dit nummer). Dit verklaart de breedte van de „dwarsafmetingen”; de scherpste van de andere lijnen moet dan hieraan toegeschreven worden, dat toch de meeste der kristallen min of meer evenwijdig aan het glasoppervlak liggen. Immers, waar in genoemde kristalplaatjes de lange tralieconstante blijkt te staan loodrecht op het groote kristalvlak (§ 4), zouden de lijnen hiervan volmaakt scherp zijn, als alle plaatjes plat op het glas lagen.

Men kan deze oriëntatie evenwijdig aan het glas nog volmakter krijgen, door zeer dunne laagjes te maken door uitgieten van een (tamelijk geconcentreerde) alcoholische of andere oplossing op een (niet zeer schoon gemaakt) stuk glas¹⁾. Dan verdwijnen de dwarsafmetingen absoluut en worden de andere lijnen fijner (Plaat 2).

§ 3. We hebben ook voor dergelijke „alcoholische” laagjes de mate van desorientatie bepaald, door een opname ervan te maken volgens de mesmethode van Seemann. Hierbij stonden kristal, mes en plaat stil, terwijl de hoek der invallende stralen werd gevarieerd door draaiing van de Röntgenbuis. Daarbij spiegelt zich n.l. iedere kristaldesorientatie direct op de plaat af, gelijk gemakkelijk in te zien is. Zoo'n opname (één van de beste!) is gereproduceerd in Plaat 1 (Palmitinezuur met ijzerstraling; afstand mes-plaat ongeveer 9 c.M.) Een opname (Plaat 2) van een dergelijk laagje volgens de draaikristalmethode (straal = 17 cm.) doet het onderscheid der twee methodes duidelijk uitkomen: terwijl de mesmethode alle orientatiefouten onmiddellijk verraadt, is het kenmerkende van de draaikristalmethode, dat deze goeddeels geëlimineerd worden.

¹⁾ Trillat l.c.

Uit de breedte der lijnen op plaat 1 laat zich afleiden, dat de meerderheid der kristallen met het glas een hoek maakt van minder dan ongeveer een $\frac{1}{2}^{\circ}$.

Overigens is het niet noodig voor dit richteffect van het glas een physische kracht te zoeken: de geometrische vorm der kristallen lijkt mij een voldoende verklaring.

Vervolgens hebben we getracht aan dergelijke „alcoholische” laagjes de waarde van de lange tralieconstante te bepalen volgens de methode van Siegbahn, waarbij eenzelfde orde links en rechts worden vereenigd op eenzelfde plaat, terwijl de hoek waarover deze daartoe gedraaid wordt, op een preciesiecirkel wordt afgelezen. Evenwel bleken de aldus aan verschillende laagjes bepaalde waarden van $2d$ niet constant,¹⁾ maar varieerende van 71,1 tot 71,3 Å voor Palmitinezuur. Hoogstwaarschijnlijk is daarvan de reden, dat de stoffen niet absoluut zuiver waren, wat ook zeer moeilijk te bereiken schijnt te zijn.

§ 4. Ten slotte zijn we er toe overgegaan om door herhaaldelijk kristalliseeren uit aceton²⁾ grootere goedgevormde kristallen te maken. Dit gelukte voor Laurine- en Palmitinezuur (resp. C_{12} en C_{16}). Het zijn platte dubbelbrekende plaatjes; de lange tralieconstante staat loodrecht op het groote kristalvlak; de spectra zijn nog intenser en scherper dan bij de „laagjes op glas” (vergel. plaat 3).

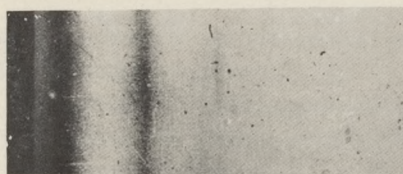
Er werd zoo'n plaatje van eenige mm² oppervlak uitgezocht, dat tusschen nicols homogeen bleek en ook met de mesmethode vrij scherpe lijnen gaf. Dit werd vervolgens tegen de voorkant van een kalkspaat-kristal geplakt en dit als draaikristal gemoniteerd op een spectrograafje met ongeveer $6\frac{1}{2}$ cm. straal. Koper- en ijzerstraling werd gebruikt. De Röntgenbuis was er één met wolfram-gloeidraadkathode volgens Siegbahn en werkte met 15 mA. en 20—25 kV. Plaat 4 geeft een voorbeeld van een opname: het kalkspaat geeft de *lange* fijne lijnen, die als referentie-lijnen te gebruiken zijn: verder zijn hier sterk waarneembaar (*korte*, minder scherpe lijntjes) de 16e en 18e orde van de lange tralieconstante van het Palmitinezuurkristal (lijnen van de korte tralieconstante

1) Hierbij dient nog opgemerkt te worden, dat volgens de theorie van Darwin-Ewald de tralieconstante bepaald uit verschillende lagere ordes onderling reeds in het eerste cijfer achter de komma verschillen moeten vertoonen. Dit kan echter niet verklaren, dat we bij dezelfde (3e) orde voor verschillende laagjes verschillen vonden.

De aan het eind van dit artikel opgegeven waarden voor de tralieconstantes zijn berekend uit verschillende hoogere ordes van enkelvoudige kristallen.

2) Wyckoff en anderen. Science 1925, pag. 613.

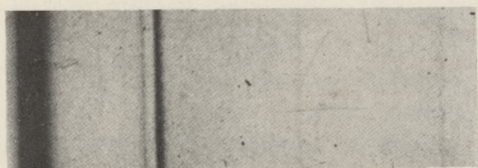
De reproducties zijn op $2\frac{1}{2} \times$ ware grootte.



1^e orde —
3^e orde —
5^e orde —

Plaat 1.

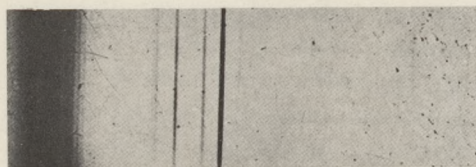
Palmitinezuur met ijzerstraling.
Laagje op glas uit alcohol, opge-
nomen met mesmethode. Afstand
mes plaat ongeveer 9 cm.



1^e orde —
2^e orde —
3^e orde —

Plaat 2.

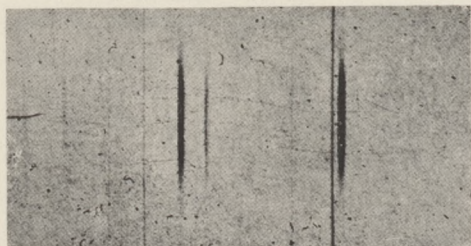
Palmitinezuur met zinkstraling.
Laagje op glas uit aceton, opge-
nomen met draaikristalmethode.
Straal spectrograaf 17 cm; een half
uur belicht.



W Lβ
W La
Fe Kβ
Fe Ka
(1^e orde)

Plaat 3.

Palmitinezuur met ijzer- en wolfram-
straling. Enkelvoudig kristalletje uit
aceton, opgenomen met draaikristal-
methode. Straal spectrograaf 17 cm;
een half uur belicht.



(2^e) W Lβ₁
(16^e) Fe Ka
(18^e) Fe Kβ
(2^e) W La
(18^e) Fe Ka

Plaat 4.

Palmitinezuur met ijzerstraling.
Enkelvoudig kristal uit aceton, ge-
plakt op kalkspaat en opgenomen
met draaikristalmethode. Straal spec-
trograaf 6 $\frac{1}{2}$ cm; 2 $\frac{1}{2}$ uur belicht.
De lange lijnen zijn kalkspaat 2e orde.
De korte sterke lijnen zijn Palmitine-
zuur 16e en 18e orde. De zwakke
oneven ordes zijn in de reproductie
juist te zien.

komen natuurlijk nu niet voor); men kan zien, dat het $K\alpha$ -doublet (ijzerstraling) gesplitst is.

Zoo werden alle waarneembare ordes van de lange tralieconstante opgenomen. De belichtingstijd voor iedere plaat variëerde van $\frac{1}{2}$ uur voor de sterkste tot 4 uur voor de zwakste ordes. De intensiteiten vertoonnen het eigenaardige verloop weergegeven in fig. 2 en 3. De hierin afgezette relatieve intensiteiten werden verkregen door schatting met het oog van de photographische plaat. Hierbij is men althans voor grove fouten behoed, doordat op éézelfde plaat $K\alpha$ - en $K\beta$ -lijnen van verschillende ordes voorkomen, zoodat men van hun bekende intensiteitsverhoudingen gebruik kan maken. Verder zijn, om ook verder uiteenliggende ordes te vergelijken, enkele ervan, b.v. de 4e en de 16e orde, op éézelfde plaat vereenigd.

Op een principieel punt bij deze experimenteele intensiteitswaarden dient nog gewezen te worden. Weliswaar bleken de relatieve waarden onafhankelijk van de gebruikte straling (koper of ijzer) maar niet van het kristal, in zooverre, dat de alcoholische laagjes relatief meer intensiteit geven aan de lagere ordes dan de goedgevormde grootere kristallen. In de figuren 2 en 3 zijn alleen deze laatste als maatstaf genomen, omdat ze ook over het geheel veel sterkere beelden geven. Maar de formules, die aan de berekende kromme van fig. 4 ten grondslag gelegd zijn, gelden slechts voor een „ideaal slecht” kristal d.w.z. een kristal, waarvan de cohaerente deeltjes zoo klein zijn, dat men de terugwerking der strooiende

Braggsche vlakken op elkaar kan verwaarloozen ¹⁾, Aan deze eisch zullen ongetwijfeld de alcoholische laagjes beter beantwoorden dan de grootere kristallen. We hadden dus eigenlijk aan de experimenteele inten-

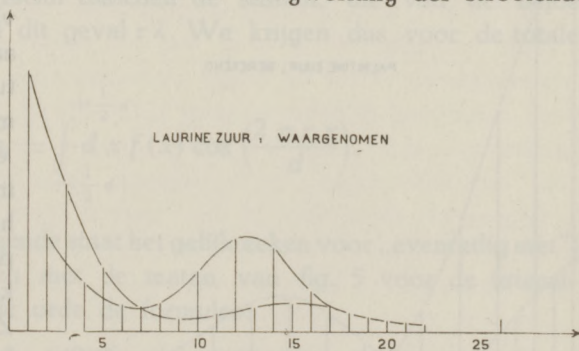


Fig. 2.

De relatieve intensiteiten van de verschillende ordes van de lange tralieconstante bij Laurinezuur.

siteiten der lagere ordes meer intensiteit moeten toekennen, waardoor de overeenstemming met de berekende kromme zoo goed zou

¹⁾ Zie Bragg, Darwin en James, The intensity of reflection of X-rays by crystals. Phil. Mag. 1. pag. 897, 1926.

geworden zijn, als men recht heeft van zoo'n eenvoudig model (zie § 5) te verwachten.

§ 5. Met verwaarloozing van alle andere factoren en correcties, die hier van ondergeschikt belang zijn, zullen we nu trachten de relatieve intensiteiten te berekenen uit de verdeeling van elec-

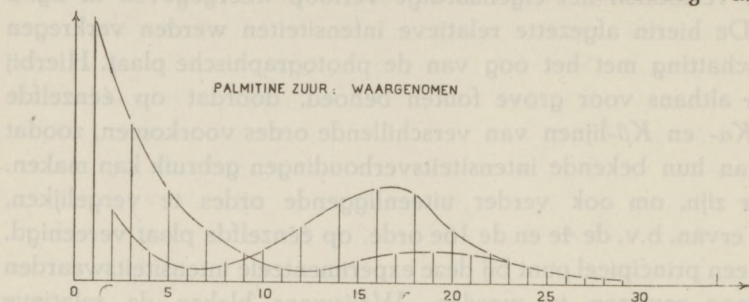


Fig. 3.

De relatieve intensiteiten van de verschillende ordes van de lange tralleconstante bij Palmitinezuur.

trisch strooi Vermogen tusschen de identiteitsvlakken. Deze methode danken we aan Shearer, die ze met succes op dergelijke organische structuren heeft toegepast.¹⁾

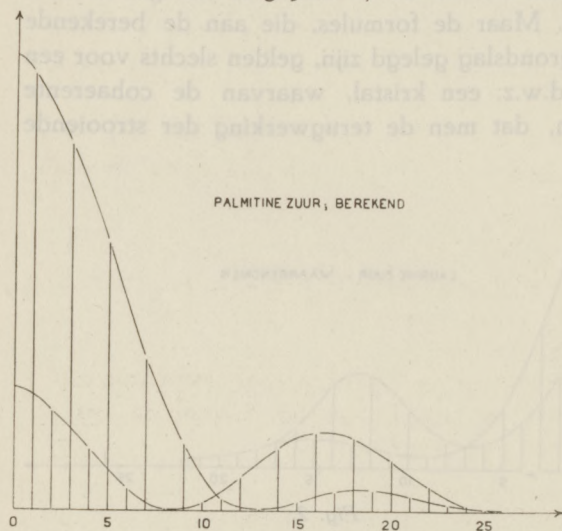


Fig. 4.

Theoretisch verloop der relatieve intensiteiten bij Palmitinezuur berekend uit de „molecuulvorm” voorgesteld in fig. 5.

Laten in fig. 6 W en W' voorstellen twee opeenvolgende identiteitsvlakken. We zullen aannemen, dat hier tusschen liggen twee moleculen met de eind- CH_3 -groepen in W en W' , terwijl hun COOH -groepen aan elkaar gekoppeld zijn (bij A). Ze zullen met hun lengterichting niet loodrecht staan op W en W' , maar toch zal de verdeeling

¹⁾ Shearer, Distribution of Intensity in the X-ray spectra of certain long-chain organic compounds. Proc. Roy. Soc. vol. A 108 pag. 655, 1925.

van het strooivermogen voor Röntgenstralen tusschen deze vlakken vrij nauwkeurig gegeven zijn door de verdeling ervan langs de keten van het dubbelmolecuul d.w.z. door het aantal electronen, dat ieder atoom in de keten draagt ($C=6$; $H=1$; $O=8$). Zoo komt men, in aansluiting met de chemische structuurformule tot een voorstelling van het strooivermogen, als functie $f(x)dx$ van de afstand x tot één der indentiteitsvlakken, ongeveer zooals dat in fig 5 is vastgelegd; de preciese maten van deze figuur zijn natuurlijk zoo gekozen, dat een goede aansluiting met de waarneming bereikt wordt ¹⁾.

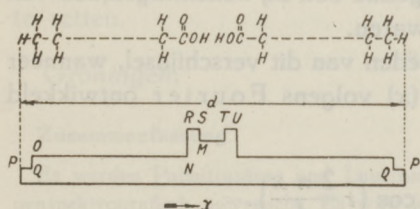


Fig. 5.

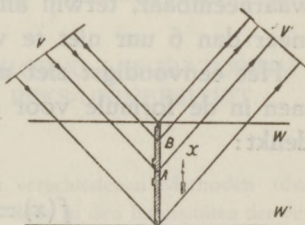
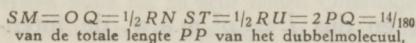


Fig. 6.

Om nu de amplitude a_r in het gereflecteerde golffront V' van de r -de orde te verkrijgen, moeten de bijdragen van de vlakken door A , B enz. opgeteld worden met de juiste phase.

Nu is het wegverschil tusschen de stralen, die van de beide uiteinden komen, in dit geval $r\lambda$. We krijgen dus voor de totale amplitude:

$$a_r = \int_{-\frac{1}{2}d}^{+\frac{1}{2}d} dx f(x) \cos \left(\frac{2\pi r x}{d} \right).$$

(Hierin en in het volgende staat het gelijktteken voor „evenredig met”)

Hieruit krijgt men met de maten van fig. 5 voor de intensiteiten I_r van de r -de orde de formules:

$$I_r = \left[\frac{\sin(r \cdot 14^\circ)}{r} \right]^2 \text{ als } r \text{ oneven is, en:}$$

$$I_r = \left| \frac{\sin(r \cdot 14^\circ) - \sin(r \cdot 7^\circ)}{r} \right|^2 \text{ als } r \text{ even is.}$$

¹⁾ In een vroeger verschenen brief in *Nature* is (zie de formule voor I_T) in plaats van 14° de waarde genomen, 15° . Deze twee waarden zijn ongeveer de grenzen, waar men niet buiten moet gaan.

Deze waarden in aangepaste schaal zijn de in fig. 4 afgezette. Verder dan de 25e orde is hierbij de berekening niet voortgezet, aangezien men hier afwijkingen van het te ruwe model kan verwachten, omdat nu tusschen beide einden van éénzelfde atoom al een merkbaar wegverschil bestaat. Wat men dan alleen met zekerheid zal kunnen beweren is, dat van nu af aan de intensiteiten snel zullen afnemen.

Maar nog een zeer opmerkelijk feit houdt met het laatstgenoemde verband, nl. de abnormale sterkte van de 34e orde bij Palmitinezuur en van de 26e orde bij Laurinezuur. Deze ordes zijn duidelijk waarneembaar, terwijl alle omliggende ook bij belichtingstijden van meer dan 6 uur niet te vinden waren.

Het eenvoudigst ziet men de reden van dit verschijnsel, wanneer men in de formule voor a_r de $f(x)$ volgens Fourier ontwikkeld denkt:

$$f(x) = \sum_{r=0}^{r=\infty} p_r \cos \left(r \frac{2\pi x}{d} \right).$$

Dan blijkt onmiddellijk: $a_r = p_r$ en dus $I_r = p_r^2$ m.a.w. de intensiteiten der verschillende ordes geven onmiddellijk de Fourieranalyse van de „molecuulvorm”. ¹⁾ Dus wijst het 34e-orde-spectrum op een periodiciteit in het molecuul, waarvan de periode $1/34$ van de dubbelmolecuullengte bedraagt. Het ligt voor de hand hiervoor de successieve CH_2 -groepen aansprakelijk te stellen.

Deze veronderstelling vindt nog een sterke steun in de volgende omstandigheid: Voor de lange tralieconstante van Palmitinezuur werd door ons gevonden: $d = 35.60 \pm 0.03 \text{ \AA}$ en voor die van Laurinezuur $d = 27.23 \pm 0.03 \text{ \AA}$. In het eerste geval bevinden zich tusschen twee opeenvolgende identiteitsvlakken $2 \times 4 \text{ CH}_2$ -groepen meer dan in het tweede geval. Per CH_2 -groep geeft dit $1.045 \text{ \AA}$, hetgeen met groote benadering $1/34$ van de tralieconstante van Palmitinezuur en $1/26$ van die van Laurinezuur is.

Op deze wijze manifesteert zich dus de geheele structuur van het molecuul in de Röntgenspectra. Hierbij zij er echter nogmaals op gewezen, dat de naam „molecuulvorm”, die we aan fig. 4

¹⁾ Men zou er nu aan kunnen denken omgekeerd de molecuulvorm uit zijn Fouriertermen ($p_r = \sqrt{I_r}$) op te bouwen, maar dit mislukt principieel door de tweeduidigheid der teekens. Bij een niet-even functie voor de molecuulvorm is algemeener $I_r = p_r^2 + q_r^2$, waar q_r de corresponderende sinus-coëfficiënt is. Men zou deze principieele onbepaaldheid kunnen opheffen, door behalve de relatieve intensiteiten ook de relatieve fases der verschillende ordes te vergelijken, wat echter voorloopig praktisch niet uitvoerbaar lijkt.

gegeven hebben, niet al te letterlijk opgevat moet worden. De werkelijke moleculen zitten in het kristal gepakt op een wijze, die alleen door vollediger analyse zou zijn uit te maken. ¹⁾ We hebben in onze „molecuulvorm” slechts een soort projectie hiervan, waarvan men alleen kan zeggen, dat hij ongeveer een even juist beeld geeft voor het molecuul als de schaduw voor een mensch. Bovendien is zelfs deze „schaduw” nog door de intensiteitsmetingen alleen niet geheel bepaald (vergel. noot 1 pag. 312); zoo mag men b.v. in fig. 4 de basislijn hooger of lager zetten, zonder dat dit de berekende intensiteiten beïnvloedt.

Het is onze bedoeling dit onderzoek bij verwante stoffen voort te zetten.

Groningen.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM
DER RIJKS-UNIVERSITEIT.

Zusammenfassung.

Es werden Palmitinsäure und Laurinsäure nach verschiedenen Methoden röntgenspektrografisch untersucht. Es wird konstatiert dass in den Intensitäten der verschiedenen Ordnungen der sogenannten langen Gitterkonstante (welche hier zum ersten Male bis zu sehr hohen Ordnungen wahrgenommen wurden) der ganze Bau des Moleküls sich abspiegelt in einer Weise, die gänzlich dem üblichen chemischen Strukturformel entspricht.

Von besonderer Wichtigkeit scheint es uns dabei zu sein, dass auch das Vorhandensein der diskreten CH_2 -Gruppen in der Molekelkette sich im Röntgenspektrum in direkter Weise abspiegelt.

¹⁾ Een poging hiertoe is gedaan door Müller: Nature, 116, pag. 45; 1926.

EENIGE PROEVEN OVER HET AEQUIVALENTIEBEGINSEL VAN EEN VERSNELLINGSVELD EN EEN ZWAARTEKRACHTSVELD (EINSTEIN).

door U. PH. LELY.

Rijdt men in een tram met flinke versnellingen bij het aanzetten, en sterke vertragingen bij het stoppen en is de lucht in de tram voldoende opgesloten om rustig te zijn, dan kan men de volgende waarnemingen doen.

Een kind houdt aan een touwtje een ballon, die in de lucht zweeft en het touwtje verticaal trekt.

De tram zet aan, de ballon krijgt een stoot naar den bestuurder toe, en zoekt met eenige slingeren een nieuwen evenwichtsstand, waarbij het touwtje naar den bestuurder toe helt. De menschen nemen een druk waar, die hen tracht te drijven naar het achterbalcon.

De tram stopt, de ballon krijgt een stoot naar het achterbalcon toe, enz.

Een heer steekt een cigaret aan; de tram zet aan; de vlam en rook krijgen een helling naar den bestuurder toe; de tram stopt, de helling is naar het achterbalcon.

Gaat de tram door een bocht, dan wordt de ballon gedreven naar het krommingsmiddelpunt toe, de menschen echter van het middelpunt af. Ook rook en vlam gaan naar het middelpunt toe.

De beweging van de ballon is op het eerste gezicht paradoxaal. Want trage massa's verzetten zich tegen verandering der bewegingstoestand; de ballon schijnt echter de bewegingsverandering te accentueeren, daar zij in de richting van de versnelling vooruitloopt. Zij moet dus een massadefect hebben, hetwelk we moeten zoeken en het deficit van trage massa van den ballon ten opzichte van die der lucht, door den ballon verplaatst.

De meest eenvoudige beschrijving is wel deze. We vervangen het versnellingsveld van de tramruimte door een zwaartekrachtsveld, bij het aanzetten der tram gericht naar het achterbalcon. In dit zwaartekrachtsveld tracht de ballon volgens het beginsel van Archimedes boven te drijven, en drijft dus naar den bestuurder toe. Bij het stoppen geschiedt het tegenovergestelde.

Minder eenvoudig is deze beschrijving, doch ook overzichtelijk: In een zwaartekrachtsveld, dat naar beneden is gericht, drijft de ballon naar boven. Dus in een versnellingsveld, waarbij de ruimte naar boven wordt versneld, met het voorgaande veld equivalent, gaat de ballon staan in de richting van de versnelling.

Zet nu de tram aan, dan heeft de resulterende versnelling van de horizontaal naar den bestuurder toe gerichte en van de verticaal naar boven gerichte, welke men bij wegdenking van het zwaartekrachtsveld invoert, een richting, welke helt naar den bestuurder toe; volgens deze helling stelt het touwtje van den ballon zich in.

Beide wijzen van beschrijven maken den toestand bij de gekromde beweging, welke naar het krommingsmiddelpunt versneld is onmiddellijk duidelijk. De werking van centrifuges berust op dit principe.

Den Haag, Juni 1926.

DIFFRACTIE VAN RÖNTGENSTRALEN DOOR KWIK

door J. A. PRINS.

§ 1. Reeds in 1916 onderzochten Debije en Scherrer ¹⁾ met dezelfde methode, waarmede zij kristalpoeders bestudeerden (de z.g. Debije-Scherrer methode) de diffractieverschijnselen ontstaan bij het bestralen van niet-kristallijne stoffen, zooals glasachtige lichamen en vloeistoffen, met homogene Röntgenstralen. Zij verkregen daarbij één of meer diffuse banden, waarvan elke erop wijst, dat de onder een bepaald azimuth verstrooide straling een maximum van intensiteit heeft. Analoge verschijnselen werden gevonden door andere onderzoekers ^{2) 3) 4) 5)} bij verschillende vloeistoffen.

Voor kwik kwam men evenwel niet tot een eenstemmig resultaat. Terwijl Debiérne ²⁾ voor deze stof een vloeistofdiffractiebeeld meent gevonden te hebben, werd dit in een nader onderzoek door Wyckoff ⁵⁾ niet bevestigd.

Het komt mij voor, dat dit toegeschreven moet worden aan de gevolgde methode, die voor een onderzoek van sterk absorbeerende stoffen als kwik niet zeer geschikt is. Bij de Debije-Scherrer methode bestraalt men n.l. door het praeparaat heen. Bij kwik komt daarbij wegens de absorptie slechts die straling tot zijn recht, die door een uiterst dunne strook aan de rand van het praeparaat heen gaat. Men krijgt zodoende slechts geringe intensiteiten. Daarbij komt, dat men op de koop toe krijgt de straling verstrooid door het cilindrische hulsje, waarin zich bij de Debije-Scherrer methode de vloeistof bevindt.

§ 2. Volgens een eenigszins gewijzigde methode, waarmede men veel groter intensiteiten krijgt en waarbij het laatstgenoemde bezwaar geheel wegvalt, is het mij gelukt de vloeistofbanden van kwik met zekerheid aan te toonen.

De voor dit onderzoek door prof. Coster en de schrijver geconstrueerde spectrograaf werkt volgens de draaikristalmethode. Het als „draaikristal” fungerende vloeistofoppervlak staat hierbij stil, terwijl inplaats daarvan de camera met plaat, spleet en Röntgenbuis als één geheel gedraaid wordt. Hiertoe is de Röntgenbuis G (gewoon type volgens Siegbahn met gloeidraadkathode en verwisselbare antikathode F) draaibaar opgesteld om een horizontale as A

(in de fig. 1 loodrecht op het papier). Voor op de buis zit de cilindervormige camera *B* bevestigd met 3 stelschroeven, waarmee de as van de camera tot samenvallen gebracht kan worden met de genoemde draaiingsas. Eveneens wordt in deze draaiingsas

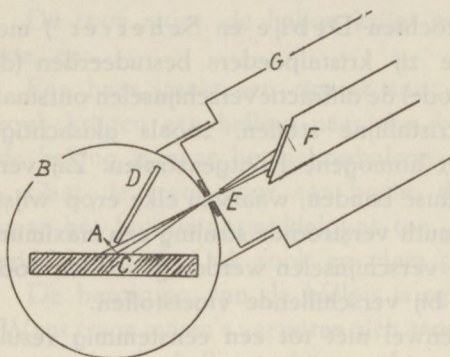


Fig. 1.

Schematische teekening van Röntgenbuis (*G*) met camera (*B*) tot het onderzoeken van vloeistofoppervlakken (*C*) volgens de draaikristalmethode; de film bevindt zich tegen de wand van de camera. De buis met camera is draaibaar om de as door *A*.

gebracht het horizontale vloeistofoppervlak *C*; de vloeistof bevindt zich hiertoe in een ondiep bakje, dat aan een fijn verstelbaar statief bevestigd is. Een scherm *D*, dat meer of minder dicht bij het vloeistofoppervlak gebracht kan worden, dient voor het afschermen van de directe straling. De straal van de camera is ongeveer 5 cm. De film („duplitized X-ray film”) wordt in zwart papier gewikkeld tegen de buitenkant geklemd; hij wordt

belicht door een uitsparing in de cylinderwand heen. Aan weerskanten van deze uitsparing zijn gaatjes geboord, het eerste paar recht tegenover de spleet *E* en de volgende telkens 30° verder. Hierdoor worden deze afbuigingshoeken automatisch door de verstrooide straling op de film vastgelegd. (Zie de platen).

Moet in de omgeving van een bepaalde invalshoek belicht worden, dan wordt de buis onder deze hoek met de horizon gezet en om deze stand over het vereischte aantal graden geschommeld. Als homogene straling werd bij dit onderzoek gebruikt: ongefiltreerde *Fe*- en *Cu*-straling en *Zn*-straling gefiltreerd door een koperfolie van $20\ \mu$ (deze folie kan men het beste met de film in het zwarte papier wikkelen). Een proefopname met kalkspaat bewees, dat in het laatste geval practisch alleen *Zn Ka* (soms ook nog *W La*) op de plaat kwam.

§ 3. Nu is het bekend, dat de draaikristalmethode niet alleen van goede kristallen scherpe lijnen geeft, maar zelfs dan nog, wanneer als draaikristal genomen wordt een volkomen ongericht kristalpoeder. Weliswaar vertoonen dan de lijnen eenige verbreeding evenredig met de bestraalde oppervlakte en met de hoek waarover

CONTENTS
ORIGINAL ARTICLES
The Effect of the War on the Medical Profession
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

DEPARTMENTS
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

THE JOURNAL OF THE AMERICAN MEDICAL ASSOCIATION
PUBLISHED WEEKLY
CHICAGO, ILL., MAY 1, 1919

CONTENTS
ORIGINAL ARTICLES
The Effect of the War on the Medical Profession
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

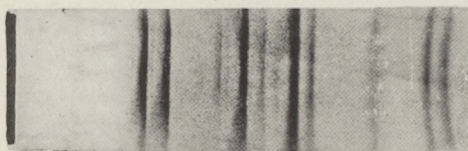
DEPARTMENTS
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

THE JOURNAL OF THE AMERICAN MEDICAL ASSOCIATION
PUBLISHED WEEKLY
CHICAGO, ILL., MAY 1, 1919

CONTENTS
ORIGINAL ARTICLES
The Effect of the War on the Medical Profession
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

DEPARTMENTS
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War
The Medical Profession and the War

0° 30° 60° 90° 120°

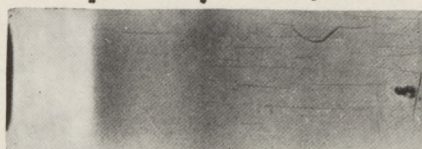


(111) (100)

Plaat 1.

Loodplaatje bestraald met *Fe*-straling. (Kubische dichte pakking) Röntgenbuis gedraaid van 23° tot 43°. Belichtingstijd $\frac{3}{4}$ uur.

1^e band 2^e band 3^e band



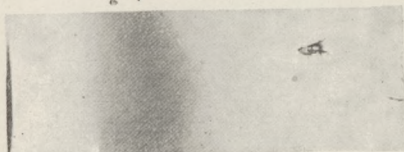
Plaat 2.

Kwikoppervlak bestraald met *Zn*-straling. Röntgenbuis gedraaid van 24° tot 30°. Belichtingstijd $1\frac{1}{2}$ uur.



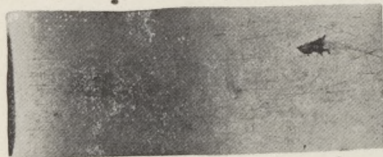
Plaat 3.

Kwikoppervlak bestraald met *Zn*-straling. Röntgenbuis gedraaid van 12° tot 18°. Belichtingstijd $\frac{1}{2}$ uur.



Plaat 4.

Kwikoppervlak bestraald met *Fe*-straling. Röntgenbuis gedraaid van 2° tot 45°. Belichtingstijd $1\frac{1}{4}$ uur.



Plaat 5.

Reproductie van dezelfde opname als plaat 4. Plaat 4 is evenwel opzettelijk onderbelicht, terwijl de door plaat 5 aangegeven reproductie meer overeenkomstig de werkelijkheid is. Men ziet dat in de buurt van de rechtdoorgaande straal de intensiteit minimaal is.

0° 30° 60° 90°

geschommeld wordt, maar daar staat tegenover, dat door het grootere oppervlak veel meer intensiteit verkregen wordt dan met de gewone Debije-Scherrer methode. Dat inderdaad op deze wijze bruikbare opnamen verkregen worden, is te zien aan plaat 1, die met bovenstaande apparatuur is opgenomen. Hierbij was de vloeistof C vervangen door een gewoon plaatje lood, dat voor Röntgenreflectie werkt als ongericht kristalpoeder; belicht werd met *Fe*-straling gedurende drie kwartier bij 10 mA. en 25 kV.; de buis werd van 23° tot 43° geschommeld.

Neemt men tenslotte als „kristal” een vloeistofoppervlak, dan ontstaan op de film maxima van zwarting („vloeistofbanden”) bij die afbuigingshoeken, waarbij de verstrooiing door de vloeistof voor de gebruikte golflengte maximaal is. De plaats van deze banden is dezelfde als wanneer men de vloeistof met de gebruikelijke Debije-Scherrer methode zou onderzoeken.

§ 4. Het bleek, dat, wanneer aldus een kwikoppervlak bestraald werd, binnen een half uur een intensieve band op de plaat kwam (zie plaat 3). Bij langere belichting werden nog twee zwakkere meer afgebogen banden zichtbaar (zie plaat 2). De plaats van deze drie banden is opgegeven inbijgaande tabel I.

TABEL I.

Anti-kathode-materiaal	Golf-lengte λ in Å	Afbuigingshoek φ in graden			$2d$ in Å uit: $\lambda = 2d \sin \frac{\varphi}{2}$		
		1e band φ_1	2e band φ_2	3e band φ_3	$2d_1$	$2d_2$	$2d_3$
<i>Zn</i>	1,433	30	61	91	5,53	2,82	2,01
<i>Cu</i>	1,539	$31\frac{1}{2}$	64	91	5,67	2,85	2,15
<i>Fe</i>	1,935	$38\frac{1}{2}$	88		5,86	2,78	
Gemiddeld					5,69	2,82	2,08

Totaal werden 20 opnamen gemaakt, die alle overeenstemmende resultaten gaven. De belichtingstijd was steeds $1\frac{1}{2}$ uur of minder bij ongeveer 10 mA. en 25 kV. Hierbij werd verschillend anti-kathodemateriaal gebruikt (*Fe*, *Cu*, *Zn*) en telkens op een bepaald hoekgebied ingesteld. In fig. 2 zijn de met elke stralingssoort afzonderlijk onderzochte gebieden aangegeven door strepen onder

de grafiek. Als abscissen zijn afgezet de afbuigingshoeken bij gebruik van *Zn*-straling. De verticaal afgezette intensiteiten zijn met het oog geschat en hebben dus geen quantitative waarde. Op de intensiteitsverdeling vlak bij de rechtdoorgaande straal zij hier nog speciaal de aandacht gevestigd. Om deze te onderzoeken is *Fe*-straling met zijn lange golflengte en groote afbuiging het geschiktste. Door het scherm *D* vlak bij het oppervlak *C* te brengen, gelukte het om te exposeeren tot 2 à 3 graden van de recht

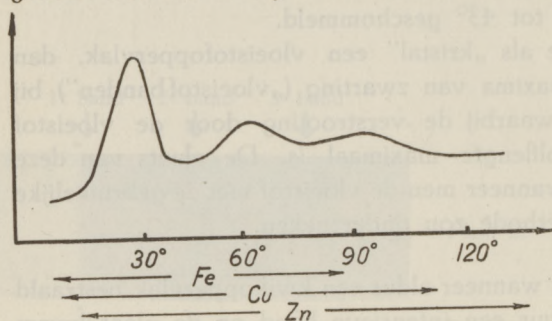


Fig. 2.

Waargenomen azimuthale intensiteitsverdeling van door kwik verstrooide Röntgenstraling.

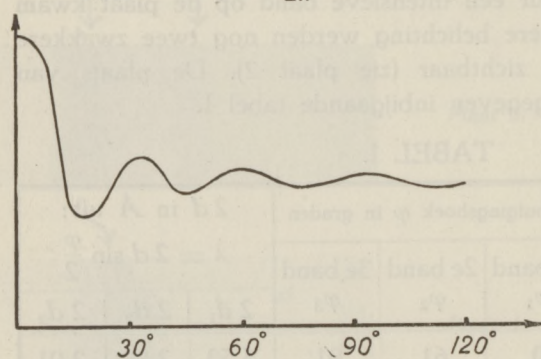


Fig. 3.

Theoretische azimuthale intensiteitsverdeling van Röntgenstraling verstrooid door een gas, waarvan de moleculen op te vatten zijn als „punthalers“.

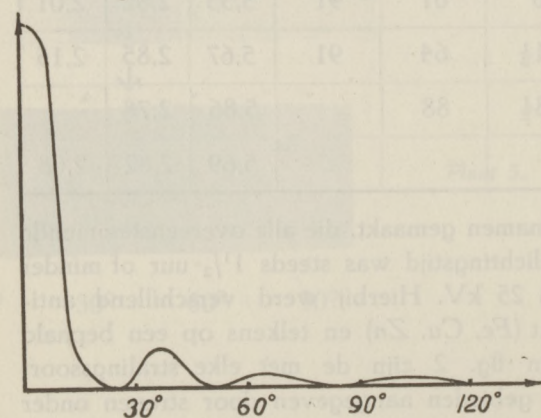


Fig. 4.

Theoretische azimuthale intensiteitsverdeling van Röntgenstraling verstrooid door een gas, waarvan de moleculen beschouwd worden als bolschalen.

doorgaande straal, zonder dat deze zelf op de plaat kwam. Het is noodig de sterke *directe* straal uitsluiten, omdat deze anders door irradiatie de te onderzoeken *verstrooide* intensiteiten in zijn omgeving overschaduwet. *)

Tenslotte zij hier nog uiteengezet, waarom het gevonden bandensysteem als buigingsverschijnsel van het kwik zelve opgevat moet worden. Dat het een buigingsverschijnsel is volgt uit de afhankelijkheid van de gebruikte golflengte (zie tabel I). Dat het kwik zelve de oorzaak van het verschijnsel was, werd gecontroleerd door de andere factoren te variëren. Zoo werd voor het bakje C beurtelings porcelein, glas en (om een rustig oppervlak te krijgen) een geamalgameerde koperplaat gebruikt. Voor het mes *D* werd lood en ijzer genomen. Voor het kwik werden praeparaten van verschillende zuiverheid (waaronder gedestilleerd) gebruikt. Mits het kwikoppervlak min of meer schoon was, hadden deze veranderingen geen merkbare invloed.

§ 5. In deze en de volgende paragrafen zal nu ingegaan worden op de theorie van de vloeistofbanden in het algemeen en speciaal nagegaan worden, in hoeverre de medegedeelde metingen aan kwik bestaande theorieën bevestigen of verandering hiervan schijnen te eischen.

Dat men ook bij bestraling van niet-kristallijne stoffen uit theoretische gronden bepaalde diffractie-verschijnselen verwachten moet, is voor het eerst door Ehrenfest ⁶⁾ in een bepaald geval aangetoond. Hij beschouwt n.l. de diffractie van homogene Röntgenstralen (golflengte λ) door een tweeatomig gas b.v. Br_2 -damp. Hij neemt hiertoe aan, dat het broommolecuul in eerste benadering opgevat mag worden als een „haltermolecuul” d.w.z. als twee puntvormige verstrooiingscentra op een constante afstand a onbeweeglijk aan elkaar verbonden. De halteras kan alle mogelijke orientaties in de ruimte aannemen. Wanneer verder aangenomen wordt, dat alleen de door twee atomen van eenzelfde molecuul verstrooide straling coherënt is (zoodat voor *verschillende* moleculen de *energieën* opgeteld moeten worden) vindt men, dat de door

*) Gewoonlijk werd de buis dan toch nog even verder gedraaid, zoodat gedurende korte tijd de directe straal zich als fijne, niet overbelichte, lijn afteekende. Hierbij kwam nog een merkwaardig effect aan den dag. Het lijntje der directe straling was steeds daar, waar het fijn genoeg was, dubbel. Waarschijnlijk is het zwakste (meest rechtsche) van deze twee lijntjes het beeld van de aan het kwikoppervlak totaal gereflecteerde directe straal. De afstand van de twee lijntjes is van de volgens deze opvatting te verwachten grootte.

broomdamp onder een azimuth φ verstrooide straling evenredig is met:

$$(1) \quad \left[1 + \frac{\sin 2 \pi \varrho}{2 \pi \varrho} \right], \text{ waarin } \varrho \text{ staat voor: } \frac{2 a}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Het verloop van deze functie is te zien in fig. 3. Het eerste maximum ligt bij een azimuth φ bepaal door:

$$\lambda = 2 (0,814 a) \sin \frac{\varphi}{2},$$

m.a.w. de constante afstand a manifesteert zich (tengevolge van het middelen over alle standen) alsof er bij een iets kortere tralieconstante Bragg-reflectie optrad.

§ 6. Debije en Scherrer ¹⁾ hebben getracht de diffractiebanden, die ze bij bestraling van benzol verkregen, op soortgelijke wijze te verklaren door samenwerking van de verschillende in éénzelfde molecuul op regelmatige wijze gerangschikte atomen. In een andere studie kwam Debije ⁷⁾ tot de conclusie, dat men ook al diffractieverschijnselen te verwachten heeft door de samenwerking van de verschillende electronen van éénzelfde atoom. Deze laatste soort van diffractieverschijnselen, die men „intra-atomaire” diffractie zou kunnen noemen, heeft men tot nu toe niet op directe wijze experimenteel kunnen constateeren. De eerste of „intramoleculaire” diffractie meenden Debije en Scherrer bij benzol gevonden te hebben.

Om eenig idee te geven van het diffractiebeeld, dat in deze beide gevallen theoretisch te verwachten valt, heb ik in fig. 4 weergegeven de theoretische intensiteitsverdeling, wanneer de verstrooiende vloeistof opgebouwd gedacht wordt uit onderling onafhankelijke moleculen, die elk wat het verstrooiingsvermogen betreft, zijn op te vatten als bolschalen met diameter a . De intensiteit van de verstrooide straling bij het azimuth φ wordt in dit geval evenredig met:

$$(2) \quad \left[\frac{\sin 2 \pi \sigma}{2 \pi \sigma} \right]^2, \text{ waarin } \sigma \text{ staat voor: } \frac{a}{\lambda} \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Het eerste maximum ligt hier bij een azimuth φ bepaald door:

$$\lambda = 2 (0,696 a) \sin \frac{\varphi}{2}.$$

§ 7. Het is de verdienste van Keesom en de Smedt ³⁾ geweest te hebben aangetoond, dat een eenigszins andere verklaring meer in overeenstemming met de feiten schijnt te zijn. Volgens hen zijn het niet de constante afstanden *in* het molecuul of atoom, die het diffractieverschijnsel veroorzaken, maar integendeel de (tamelijk constante) gemiddelde afstand *tusschen* naburige moleculen.

Om in te zien, wat voor effect deze zal hebben, beschouwen zij als eerste benadering de vloeistof als te zijn opgebouwd uit moleculen volgens een (althans vrijwel) „dichte pakking”. De als bollen gedachte moleculen hebben dan tot hun onmiddellijke naburen een afstand a (gelijk aan hun diameter), die zich met behulp van het getal van Avogadro laat berekenen:

$$(3) \quad \dots \dots a = 1,326 \sqrt{\frac{M}{D}} \text{ (in } \text{\AA} \text{)}$$

hierin is M het molecuulair-, D het soortelijk gewicht van de betrokken vloeistof.

Wanneer men nu twee naburige moleculen in het oog vat, zullen deze een halter vormen met lengte a , maar overigens willekeurige orientatie. Wanneer men verder (waarin een sterke vereenvoudiging ligt) de positie der andere moleculen als onafhankelijk van deze twee behandelt, heeft men het eerste geval uitgerekend door Ehrenfest (zie § 5; dat de beide einden van de halter* nu niet als punten maar als bollen te beschouwen zijn, heeft slechts een geringe, niet principieele, verandering van formule (1) tengevolge). Dan is dus het eerste maximum te verwachten bij een azimuth φ bepaald door:

$$(4) \quad \dots \dots \lambda = 2 (0,814 a) \sin \frac{\varphi}{2}.$$

Het is nu merkwaardig, dat deze betrekking inderdaad vrij juist de plaats van het eerste maximum geeft bij de meest uiteenlopende vloeistoffen. Ter vergelijking heb ik in Tabel II alle mij bekende metingen *) weergegeven. De laatste kolom zou als formule (4) juist

*) De getallen zijn ontleend aan de het slot van dit artikel geciteerde litteratuur. Later zijn mij nog bekend geworden:

de Smedt: Bulletin de la classe des sciences de l'académie de Bruxelles (1924).

Stewart, Morrow en Skinner: Physical review (1926).

In het eerste stuk worden eenige organische stoffen onderzocht; de plaats van hun eerste maximum komt overeen met een d/a wisselend van 0,5 tot 0,8. In het tweede stuk worden bij verschillende vertegenwoordigers van homologe organische verbindingen meerdere maxima gevonden, waarvan het eerste met het aantal koolstofatomen in de keten verschuift, terwijl de andere op hun plaats blijven. De schrijvers wijten daarom, m.i. terecht, het eerste maximum aan de lengte en de andere aan de diversafmetingen der moleculen. Tevens constateeren de schrijvers, dat verschillende stoffen bij smelting een vloeistofbeeld geven, dat veel lijkt op een vervaagd Debije-Scherrer diagram van dezelfde stof beneden zijn smeltpunt. Ze spreken dienovereenkomstig ook van de vloeistof als bestaande uit kristalachtige deeltjes van gering oplossend vermogen.

was, steeds 0,814 moeten geven, terwijl de werkelijke waarden vrij goed om deze waarde heen liggen.

TABEL II.

Stof	Mole- cuul formule	λ	φ	$2d = \frac{\lambda}{\sin \frac{\varphi}{2}}$	$a = 1,33 \sqrt{\frac{M}{D}}$	d/a
Zuurstof	O ₂	0,712	12,50	6,54	6,58	4,0
"	"	1,54	27	6,60		
Argon	A	0,712	13,0	6,30	6,50	4,1
"	"	1,54	27	6,60		
Water	H ₂ O	0,712	13,44	6,10	6,14	3,6
"	"	1,54	29	6,16		
Stikstof	N ₂	0,712	11,34	7,22	9,80	4,4
Benzol	C ₆ H ₆	0,712	8,5	9,60		
"	"	1,54	18	9,84		
Zwavelkoolstof	C S ₂	0,712	13,23	9,20	5,2	0,60
Ethylalcohol	C ₂ H ₆ O	1,54	8,08	8,08	5,2	0,78
Ethylether	C ₄ H ₁₀ O	1,54	9,32	9,32	6,2	0,75
Mierenzuur	CH ₂ O ₂	1,54		7,40	4,5	0,82
Octaan	C ₈ H ₁₈	0,712	8,1	10,0	7,20	0,70
Mesityleen	C ₉ H ₁₂	0,712	6,5	12,6	6,85	0,92
Koolstoftetrachloride	CCl ₄	$\varphi = \text{benzol}$		9,80	6,04	0,81
Methyleenjodide	CH ₂ J ₂	$\varphi = 0,85 \text{ benzol}$		8,24	5,72	0,72
Glycerine	C ₃ H ₈ O ₃	$\varphi = 1,47 \text{ water}$		9,02	5,33	0,85
Kwik	Hg	1,43	30	5,53	3,25	0,85
"	"	gemiddeld Tab. I		5,69	3,25	0,87

Belangrijk is hierbij dat, om de overeenstemming zoo goed mogelijk te krijgen, bij de berekening van a uit formule (3), voor M genomen moet worden het *moleculair*-gewicht; b.v. bij vloeibare zuurstof dat van O₂, bij aethylalcohol dat van C₂H₆O enz. Dit pleit er sterk voor, dat de verklaring van Keesom, als *intermoleculaire* diffractie juist is. Ook al het bloote feit, dat één-atomige stoffen als vloeibaar argon en kwik even goed een diffractiebeeld geven als de andere vloeistoffen, pleit hiervoor. Een ander argument dat sterk ten gunste van deze opvatting spreekt, wordt nog behandeld in § 8. Men zou nu kunnen vragen of *daarnaast* misschien nog de „*intramoleculaire*” en „*intra-atomaire*” diffractie zich openbaart; deze zou dan b.v. de zwakkere, meer afgebogen, banden kunnen verklaren. Een daarop gericht onderzoek (Keesom en de Smedt loc. cit. II) maakt dit niet waarschijnlijk

en aan de hand van het huidige waarnemingsmateriaal zou men eerder geneigd zijn deze zwakkere banden op te vatten als „hoogere ordes” *); in de intensiteitsverhoudingen dezer verschillende ordes zou zich overigens nog wel de inwendige structuur der moleculen kunnen doen gelden.

§ 8. Het is, dus, met het oog op de meetresultaten, waarschijnlijk, dat de intermoleculaire afstanden het diffractieverschijnsel bepalen. Daarmee is echter niet gezegd, dat het bovenstaande ruwe beeld van de vloeistof ook in bijzonderheden geheel juist is. Immers dan zou de intensiteitsverdeling als functie van het azimuth voorgesteld moeten worden door de formule (1). Keesom en de Smedt (loc. cit. I pag. 91) vestigen er reeds de aandacht op, dat in werkelijkheid de maxima scherper (minder breed) zijn dan uit deze formule zou volgen (vergl. bijv. fig. 2 en 3). Deze scherpte wijst op een „groter oplossend vermogen” van het diffractieapparaat en dus samenwerking van meer moleculen.

Een nog scherper en ondubbelzinnig criterium voor dit „groot oplossend vermogen” meen ik te mogen zien in de intensiteitsverdeling dicht in de nabijheid van de rechtdoorgaande straal **). Immers hier is volgens formule (1) sterke strooistraling te verwachten (zie fig. 3) terwijl deze niet gevonden wordt (zie fig. 2). Hiermee is niet alleen de formule (1) veroordeeld maar tevens iedere andere voorstelling, die slechts weinig verstrooide centra doet samenwerken; ook voor verklaringen als die van Debye (zie fig. 4) geldt hetzelfde bezwaar.

§ 9. De eenige opvatting die met dit „grote oplossend vermogen” niet in strijd hoeft te komen is m.i. de intermoleculaire, mits men het interferentiebeeld niet verklaart uit de samenwerking van telkens slechts twee naburige moleculen, maar van meerdere. Aldus wordt men ertoe geleid de vloeistof op te vatten als een slecht tralie ***). Precieser wordt hiermee het volgende bedoeld: wanneer men een bepaald molecuul in het oog vat, dan is de positie van zijn onmiddellijke naburen hiermee vrij sterk gecorreleerd volgens de een of andere traliestructuur. De correlatie is minder goed met de daaropvolgende schaal „naburen in de tweede graad” enz.

*) Voor nog een andere opvatting zie § 8.

**) Op de geringe mate van strooistraling dicht bij de rechtdoorgaande straal is ook reeds gewezen door Hewlett l.c.

***) Deze mogelijkheid van traliestructuur in de vloeistof is reeds vaak uitgesproken o.a. door Keesom en de Smedt loc. cit. pag. 75.

Het is nu niet zoo eenvoudig nauwkeurig uit te rekenen, hoe onder de invloed der moleculaire krachten en de hiertegen in werkende warmtebeweging de posities der verschillende moleculen gecorreleerd zullen zijn. Het ligt echter voor de hand aan te nemen, dat de traliestructuur, waarnaar de moleculen streven (hierin tegen- gewerkt door de warmtebeweging) is: òf die welke de vloeistof bij afkoeling aanneemt òf, wat misschien nog waarschijnlijker is, die van dichte pakking. In dit laatste geval dient nog onderscheid gemaakt te worden tusschen de kubische en de hexagonale dichte pakking. In overeenstemming nu met het feit, dat deze traliestructuur tengevolge van de warmtebeweging niet gerealiseerd maar slechts benaderd wordt, zal geen Debye-Scherrer-beeld met scherpe lijnen ontstaan, maar zullen deze lijnen samenvloeien tot banden. Deze methode om tot het vloeistofdiffractiebeeld te komen is natuurlijk zeer gebrekkig, maar er staat geloof ik geen betere eenvoudige weg open. *)

Nu zijn bij het Debye-Scherrer-beeld van de kubische dichte pakking het meest in het oog springend (zie b.v. plaat 1) de lijnen van (111) en (100). Hiermee corresponderen resp. de traliecon- stantes $0,816 a$ en $0,707 a$, als a de afstand van naburige tralie- punten voorstelt. Wanneer men deze twee lijnen doet samenvloeien tot één band zal deze dus overeenkomen met een „effectieve tralieconstante” van $0,76 a$.

Evenzoo bij de hexagonale dichte pakking te werk gaande, vindt men voor de eerste band een „effectieve tralieconstante” van $0,83 a$.

Zooals men ziet liggen deze waarden vrij dicht bij die welke de formule (3) geeft (n.l. $0,814 a$) en ze zijn dus tegelijk met deze in overeenstemming met de waarnemingen.

De bestaande afwijkingen zijn misschien in verband te brengen met de eerstgenoemde „eigen kristalstructuur” van de stof, maar hierbij begeeft men zich misschien toch wat al te ver op het gebied der speculatie. Evenzeer kan een nu voor de hand liggend iden- tificeeren van de zwakkere banden met bepaalde meer afgebogen Debye-Scherrer lijnen niet zonder willekeur geschieden.

*) (Noot toegevoegd bij de correctie). Prof. Zernike is er thans in geslaagd een werkelijke berekening van het verschijnsel door te voeren. De in den text gevolgde behandelingswijze verliest m.i. daardoor aan waarde.

Over eenigen tijd hopen wij betreffende deze quaestie een nadere mededeeling te doen.

Toch zou een nauwkeuriger theoretische uitwerking van deze gedachte en het vermeederen van daarop gericht waarnemingsmateriaal misschien eenig inzicht kunnen geven in de „structuur van de vloeistoftoestand”.

Groningen.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM
DER RIJSUNIVERSITEIT.

GECEITEERDE LITTERATUUR:

- 1) Debije en Scherrer: Göttinger Nachrichten pag. 16; 1916.
- 2) Debierne: Comt. rend. **173**, 140; 1921.
- 3) Keesom en de Smedt: Versl. Kon. Ak. Amsterdam. I. **31**, 87; 1922, II. **32**, 72; 1923. Keesom: Physica **3**, 118; 1922.
- 4) Hewlett: Phys. Rev. **20**, 688; 1922.
- 5) Wyckoff: Am. Journ. of Science, **5**, 455; 1923, en in zijn boek: Structure of Crystals 1e druk pag. 388; 1924.
- 6) P. Ehrenfest: Versl. Kon. Ak. Amsterdam **23**, 1132, 1915.
- 7) P. Debije: Ann. d. Physik **46**, 809, 1915.

Summary.

A special X-ray spectrograph is described. This spectrograph allows to investigate liquid surfaces with the „method of the turning crystal”.

With this spectrograph the X-ray diffraction pattern of liquid mercury was photographed. Three distinct maxima appeared on the film; Using $Zn\ K\alpha$ -radiation the first maximum (strong) appeared at a deflection angle of 30° , the second (mean) at 61° and the third (faint) at 91° .

At small deflection angles (4° — 15°) the amount of scattered radiation is rather small. It is pointed out that this phenomenon indicates that the diffraction of X-rays by liquids is caused by the cooperation of several molecules.

*) Van het Debye-Scherrer beeld van vast kwik geven Aminoff, en Mc. Keehan en Cioffi geheel verschillende waarnemingen.

BEPALING VAN DE ABSOLUTE ASLENGTEN VAN MARKASIET EN DAARMEE ISOMORFE MINERALEN.

door W. F. DE JONG.

De mineralen markasiet FeS_2 , arsenopyriet $FeAsS$, glaukodoot $(Fe, Co)As\ S$, löllingiet $FeAs_2$, saffloriet $(Co, Fe)As_2$, rammelsbergiet $(Ni, Co, Fe)As_2$ en lautiet $CuAsS$, vat men algemeen op als een isomorfe groep met holoëdrische rhombische symmetrie ¹⁾.

1) Verg. bv. Groth-Mieleitner, Mineralogische Tabellen, 1921, p. 18.

Markasiet en arsenopyriet zijn goed gedefiniëerde verbindingen, bij de overige kunnen eenerzijds de metalen *Fe*, *Co* en *Ni* en anderzijds de elementen *S*, *As*, *Sb* en *Bi* elkander in belangrijke mate isomorf vervangen. Bovendien treden in de natuur de mineralen dikwijls innig gemengd met andere op, zoodat chemische analyses, bepalingen van aslengten en soortelijke gewichten, nogal uiteenloopen ¹⁾.

Structuuronderzoekingen zijn alleen verricht omtrent de reguliere reeks van de analoge verbindingen pyriet, ullmanniet, enz. Voor de rhombische heeft Huggins ²⁾ getracht om met behulp van de uit bekende structuren berekende werkingsstralen van de atomen en kristallographische gegevens, den bouw van deze verbindingen af te leiden. Hij komt tot aslengten resp. van

$$\begin{aligned} \text{markasiet } a &= 5,38 \text{ \AA}, \\ b &= 3,52 \text{ \AA}, \\ c &= 4,28 \text{ \AA}, \\ \text{arsenopyriet } a &= 5,14 \text{ \AA}, \\ b &= 3,79 \text{ \AA}, \\ c &= 4,51 \text{ \AA}, \\ \text{löllingiet } a &= 5,10 \text{ \AA}, \\ b &= 3,82 \text{ \AA}, \\ c &= 4,71 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

In zijn elementaire cel zouden twee moleculen aanwezig zijn.

Uit een aantal opnamen volgens de belichtingsmethoden van Debije en Scherrer ³⁾ en Schiebold ⁴⁾ met *Fe* $K\alpha$ en β -stralen, bleek ons echter, dat Huggins' veronderstellingen niet met de waarnemingen in overeenstemming zijn.

Voor *arsenopyriet*, waarvan goed ontwikkelde kristallen ter beschikking stonden, kan uit de poederopnamen, in combinatie met opnamen met draaiend kristal, afgeleid worden, dat de absolute aslengten ongeveer zijn:

$$\begin{aligned} a &= 6,44 \text{ \AA}, \\ b &= 4,76 \text{ \AA}, \\ c &= 5,63 \text{ \AA}, \end{aligned}$$

¹⁾ Doelter, Handbuch der Mineralchemie, Bd IV.

²⁾ Phys. Rev. 19, 369, 1922.

³⁾ Phys. Zt. 18, 291, 1917.

⁴⁾ Zt. f. Phys. 9, 180, 1922.

en de liggingen der lijnen beschreven worden door de kwadratische formule:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0218 h^2 + 0,0412 k^2 + 0,0294 l^2,$$

waarin ϑ de hoek is tusschen invallende en afgebogen straal en h , k en l de vlakkenindices volgens Miller (tabel I; de vlakken zijn niet gerangschikt volgens opklimmende waarden van $\sin^2 \vartheta/2$, maar zoodanig geplaatst, dat overeenkomende vlakken van markasiet en de overige mineralen op één horizontale lijn vallen).

De verhoudingen van de aslengten zijn 6,44 : 4,76 : 5,63 of 1,352 : 1 : 1,182, in goede overeenstemming met de macroscopische bepaling:

$$(2 \times) 0,6773 : 1 : 1,1882 \text{ of} \\ 1,3546 : 1 : 1,1882.$$

Het aantal moleculen per cel gelijk vier nemende, is het berekende S.G. 6,28 (Dana, A System of Mineralogy, 1914, geeft op als gemeten waarden 5,9 — 6,2; en 6,269).

De gebruikelijke opstelling van het kristal blijkt niet overeen te komen met den algemeen aangenomen regel, dat de langste horizontale as frontaal geplaatst wordt; om het kristal een juiste opstelling te doen innemen moet het 90° om de verticale as worden gedraaid. Verder rekening houdende met de verdubbeling van de a -as, behoort men dus de gebruikelijke vlakken-symbolen zoodanig te wijzigen, dat de eerste index verdubbeld en met de tweede verwisseld wordt.

Glaukodoot, (Fe,Co)AsS, (Zweden), geeft geheel analoge opnamen als arsenopyriet, de aslengten bedragen:

$$\begin{aligned} a &= 6,67 \text{ \AA}, \\ b &= 4,81 \text{ \AA}, \\ c &= 5,73 \text{ \AA}, \end{aligned}$$

terwijl de kwadratische betrekking luidt:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0210 h^2 + 0,0403 k^2 + 0,0285 l^2.$$

De assenverhouding hieruit afgeleid, 1,386 : 1 : 1,191, komt bevredigend overeen met de door Dana opgegevene: ($1/2 \times$) 1,3884 : 1 : 1,1925. Het berekende S.G. is 6,0 (Dana 5,90 — 6,01).

TABEL I.

Vlak	Markasiet			Arsenopyriet			Glaukodoot		
	$\sin^2 \frac{\theta}{2}$			$\sin^2 \frac{\theta}{2}$			$\sin^2 \frac{\theta}{2}$		
	ber.	waarg.	int.	ber.	waarg.	int.	ber.	waarg.	int.
011	0,079	79	3	0,071	68	1	0,068		
200	81			90			84		
111	99			93			89		
201	113	(106)	2	120	(107)	1	112		
002	127			118	115	1	114		
210	128	129	10	131	130	7	124	125	9
102	147	145	2	140	144	1	135		
211	160	160	5	161			152		
012	174	175	4	159	160	10	154	155	10
300	182			202			189		
020	188			164			161		
112	194	194	2	181	179	1	175		
120	208			186			182		
202	208			208	212	2	198	202	1
301	214	(211)	1	232	(235)	1	217	(224)	1
021	220	219	2	194	194	2	189	189	1
310	229			243			229		
121	240			216			210		
212	255	256	5	249			238		
311	261			273	253	2	257		
220	269	267	1	254			245	243	1
003	286	(290)	1	265			256		
221	301			285			273		
103	306	304	9	287			277		
302	309			320	286	9	303	279	8
022	315	319	2	283			275		
400	323	325	3	359			332		
013	333			306			296		
122	335	332	2	305	307	4	296	293	3
113	353			328	(330)	1	317	324	1
401	355	354	4	389			360		
312	356			361			343		
203	367			355	355	5	340	336	5
400	323			359			332		

De tusschen haakjes geplaatste waarden zijn waarschijnlijk geheel veroorzaakt door de β -straling. De sterkste lijn is int. 10 geschat.

In de achtste en negende kolom van tabel I zijn de berekende en waargenomen afstanden van de lijnen opgenomen.

Alloklaas, $(\text{Co,Fe})(\text{As,Bi})\text{S}$, (Banaat), een mengsel van twee mineralen, waarvan het eene minerografisch veel op glaukodoot gelijkt, ¹⁾ geeft een röntgenogram dat nagenoeg gelijk is aan dat van glaukodoot. De lijnen vallen echter niet geheel samen, zoodat het niet onwaarschijnlijk is, dat in het molecule eenig *Bi* aanwezig is. Van de tweede component zijn geen lijnen waargenomen.

Van *markasiet*, FeS_2 , (Bohemen), zijn alleen poederopnamen gemaakt. De lijnen voldoen aan de formule:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0202 h^2 + 0,0470 k^2 + 0,0328 l^2$$

(tabel I), zoodat de aslengten zijn:

$$\begin{aligned} a &= 6,79 \text{ \AA} \\ b &= 4,45 \text{ \AA} \\ c &= 5,42 \text{ \AA} \end{aligned}$$

De verhoudingen komen goed overeen met de opgaven van Groth, minder met die van Sadebeck (opgenomen in Dana, l.c.):

$$\begin{aligned} \text{Groth: } (1/2 \times) & 1,5246 : 1 : 1,2167, \\ \text{Sadebeck: } (1/2 \times) & 1,5324 : 1 : 1,2342, \\ \text{röntgenografisch:} & 1,527 : 1 : 1,218. \end{aligned}$$

Het berekende S.G. bedraagt 4,86 (Dana 4,85 — 4,90).

Een juiste opstelling is ook hier te verkrijgen door draaiing van het kristal, zóó dat de as, welke gewoonlijk als *a*-as wordt genomen, in de richting van de *b*-as valt.

De verbindingen *löllingiet* FeAs_2 (Saksen), *saffloriet* $(\text{Co,Fe})\text{As}_2$ (Saksen) en *rammelsbergiet* $(\text{Ni,Co,Fe})\text{As}_2$ (Schlaggenwald), bezitten een nagenoeg geheel gelijk kristaltralie.

Er waren geen voldoende ontwikkelde kristallen beschikbaar voor het maken van opnamen volgens Schiebold, zoodat

1) Murdoch, Microscopical determination of the opaque minerals, 1916, p. 37.

volstaan moest worden met poederopnamen. Bij de interpretatie is gebruik gemaakt van de vrij groote gelijkenis van deze röntgenogrammen met die van de bovenbeschreven mineralen. De zekerheid van deze interpretatie is dus niet volkomen, maar de onderstelling, dat bv. een vlak als (210), hetwelk bij alle voorgaande mineralen een zeer sterke reflex veroorzaakt, ook bij löllingiet een intensieve lijn zal geven, lijkt waarschijnlijk.

Tabel II geeft een overzicht van de berekende en waargenomen waarden van $\sin^2 \frac{\vartheta}{2}$; bij alle verbindingen kon eenzelfde kwadratische formule ten grondslag gelegd worden:

$$\sin^2 \frac{\vartheta}{2} = 0,0221 h^2 + 0,0395 k^2 + 0,0278 l^2.$$

TABEL II.

Vlak	Löllingiet			Saffloriet		Rammelsbergiet	
	ber.	waarg.	int.	waarg.	int.	waarg.	int.
201	0,121						
210	133	131	10	132	10	131	15
102	134	138	6	140	7	136	
012	151	153	5	154	4	154	4
020	158						
211	161	164	8	165	8	162	7
112	174						
120	181						
021	186			190	2		
202	204						
300	208						
121	209	(216)	2	(215)	1	(216)	1
301	236	232	1	235	1	231	1
212	244						
310	248						
003	250						
220	251	255	1	248	1	252	1
022	268	263	9	263	9	262	8
103	273						
311	276						

De aslengten uit deze factoren afgeleid, bedragen:

$$a = 6,35 \text{ \AA},$$

$$b = 4,86 \text{ \AA},$$

$$c = 5,80 \text{ \AA},$$

de berekende S.G. resp.: $Fe As_2$ (löllingiet) 7,64 (Dana 7,0 — 7,4), $(Co,Fe)As_2$ (saffloriet) 7,76 (6,9 — 7,3), $(Ni,Co,Fe) As_2$ (rammelsbergiet) 7,75 (6,9 — 7,2).

De waarden wijken nogal belangrijk af, maar wanneer men in aanmerking neemt, dat de mineralen zelden geheel vrij van bijmengselen voorkomen ¹⁾ en dus de bepaling van het S.G. bezwaarlijk of misschien onmogelijk is, dan lijken de afwijkingen niet ontoelaatbaar.

De berekende assenverhouding 1,31 : 1 : 1,19 komt tamelijk wel overeen met die, welke opgegeven wordt door Brögger ²⁾ voor löllingiet, t.w. $(2 \times) 0,6689 : 1 : 1,2331$. De opgegeven waarden voor saffloriet en rammelsbergiet, resp. 0,5685 : 1 : 1,1180 en 0,537 : 1 : ? zijn wellicht minder betrouwbaar.

Voor een juiste opstelling van de kristallen geldt hetzelfde als onder arsenopyriet en markasiet vermeld.

Het mineraal *lautiet*, $CuAsS$ (Saksen), geeft een röntgenogram dat geheel verschilt van dat van de andere leden van de groep, zoodat het zeer onwaarschijnlijk lijkt dat lautiet isomorf is.

De ruimtgroep kan alleen met zekerheid voor markasiet afgeleid worden, van de andere mineralen zijn de gegevens zooals ze in de tabellen opgenomen zijn, niet geheel voldoende.

Uit het voorkomen van de vlakken (210), (102), (012), (021) en (220), en de aanname, dat gelijksoortige atomen onderling geheel gelijkwaardig zijn, volgt, dat de ruimtgroep van markasiet is V_h^{11} ³⁾ [er wordt verondersteld, dat het ontbreken van vele reflexen niet uitsluitend het gevolg is van onvoldoende belichting en dus de mogelijkheid van V_h^1 vervalt].

De mineralen löllingiet enz. kristalliseeren waarschijnlijk eveneens in deze groep, voor arsenopyriet enz. is dit met minder stelligheid te concluderen.

¹⁾ Verg. Doelter, Handbuch der Mineralchemie, Bd. IV p. 594 enz.

²⁾ Overgenomen in Groth-Mieleitner, Mineralogische Tabellen 1921, p. 19.

³⁾ Verg. bv. Wyckoff, Zt. f. Krist. 61, 431, 1925.

De coördinaten van de atomen zijn (voor een rechtsdraaiend assenstelsel en de frontale X -as = 6,79 Å genomen):

$$\begin{array}{llll}
 \text{Fe: a)} & 0 \ 0 \ \frac{1}{4} & 0 \ \frac{1}{2} \ \frac{1}{4} & 0 \ \frac{1}{2} \ \frac{3}{4} & 0 \ 0 \ \frac{3}{4} \\
 b) & \frac{1}{2} \ 0 \ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \ \frac{1}{4} & \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \ \frac{3}{4} & \frac{1}{2} \ 0 \ \frac{3}{4} \\
 c) & u \ 0 \ 0 & \bar{u} \ \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} & \bar{u} \ 0 \ \frac{1}{2} & u \ \frac{1}{2} \ 0 \\
 d) & u \ \frac{1}{4} \ v & u \ \frac{3}{4} \ \bar{v} & \bar{u} \ \frac{3}{4} \ \frac{1}{2} - v & \bar{u} \ \frac{1}{4} \ \frac{1}{2} + v \\
 \text{S: } x y z; & \bar{x} \ \frac{1}{2} + y \ \frac{1}{2} - z; & \bar{x} \ \frac{1}{2} - y \ \frac{1}{2} + z; & x \bar{y} \bar{z}; & \bar{x} \bar{y} \ \frac{1}{2} - z; \\
 & x \ \frac{1}{2} - y z; & x \ \frac{1}{2} + y \bar{z}; & \bar{x} y \ \frac{1}{2} + z.
 \end{array}$$

We hebben niet getracht om aan de hand van intensiteitsberekeningen een vermoeden omtrent de juiste plaatsen van de atomen onderling, uit te kunnen spreken. De volledige bepaling van de vijf parameters is trouwens waarschijnlijk niet geheel mogelijk.

Gaarne spreek ik mijn dank uit aan prof. Ir. J. A. Grutterink voor de bereidwilligheid waarmee hij het onderzoek toestond en ondersteunde en aan de heeren Ir. C. Schouten en H. W. V. Willems voor hunne welwillende medewerking.

Delft.

MINERALOGISCH LABORATORIUM
DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

Zusammenfassung.

Es werden die absoluten Gitterdimensionen der isomorphen rhombischen Verbindungen FeS_2 Markasit, FeAsS Arsenkies, FeAs_2 Löllingit u. a. bestimmt. Markasit gehört sicher, die anderen wahrscheinlich der Symmetrieklasse V_h^1 zu. Bei der üblichen Aufstellung der Kristalle ist $a < b$, das Kristall soll deshalb zur richtigen Aufstellung um 90° horizontal gedreht werden.

BOEKBESPREKING.

Paul Schreiber †. **Wärmemechanik wasserhaltiger Gasgemische mit den Hilfsmitteln der Flächennomographie bearbeitet**, 195 blz. Friedr. Vieweg & Sohn, A. G. Braunschweig 1925, Prijs ing. R. M. 14.

Dit werk geeft de theoretische beginselen, noodig om de getalwaarde van verschillende thermische en calorische grootheden van gasmengsels, zoowel met als zonder waterdamp er in, te berekenen.

In 43 tabellen zijn de uitkomsten van tal van dergelijke berekeningen neergelegd. Beschreven wordt hoe de getallen uit deze tabellen in graphische voorstellingen (nomogrammen) kunnen worden in beeld gebracht. Voor deze nomogrammen wordt veelvuldig van logarithmische coördinaten gebruik gemaakt. Het hiertoe benoedigde speciale coördinatenpapier is op aanwijzing van den schrijver vervaardigd door de firma Carl Schleicher & Schüll in Düren (Rheinland) en aldaar verkrijgbaar.

Als voorbeelden dezer graphische voorstellingen zijn 34 reproducties op verkleinde schaal in het boek gegeven.

De eerste publicaties van den schrijver over dit onderwerp, die reeds van 1892 dateeren, waren bestemd voor toepassing op meteorologisch gebied, om, zooals de schrijver in de voorrede zegt, de meteorologie „aus dem adiabatischen Zustand herauszubringen“. Dit boek heeft een wijdere strekking en behandelt behalve lucht, ook allerlei andere gasmengsels, zooals b.v. die, welke uit vaste en vloeibare brandstoffen worden verkregen.

De thermodynamische grondslagen, die worden toegepast, zijn in hoofdzaak de toestandsvergelijking van Boyle en Gay Lussac, enkele uitdrukkingen voor de inwendige energie en de entropie van een ideaal gas, de toestandsvergelijking van Tumlirz voor waterdamp. De berekeningen zijn zeer eenvoudig.

Voor degenen, die veelvuldig en snel resultaten als hier gegeven zijn, noodig hebben, met geen grootere nauwkeurigheid dan die van de derde decimaal, kan het boek van nut zijn. Zij moeten dan echter beginnen met eerst de noodige nomogrammen zelf te vervaardigen.

Komt het echter niet dikwijls voor, dan zal men vlugger zijn doel bereiken door voor ieder geval de berekening zelf uit te voeren, vooral omdat men niet dadelijk in de eenigszins ongewone notatie en uitdrukkingswijze van den schrijver thuis is.

De bewerking is blijkbaar met groote zorg geschiedt, de uitgave is keurig verzorgd. M. d. H.

Handbuch der Physik, herausgegeben von *H. Geiger und Karl Scheel*, Bd. X. Thermische Eigenschaften der Stoffe redigiert von F. Henning, Berlin 1926: VI en 486 blz., 207 figuren.

Het hoofdstuk „warmte“ is in dit handboek verdeeld over 3 deelen: Bd. IX Grundlegende Theorien der Wärme; Bd. X. Thermische Eigenschaften der Stoffe; Ed. XI. Anwendung der Thermodynamik.

Inhoud van het 10de deel: E. Grüneisen, Zustand des festen Körpers. F. Körber, Smelten, Erstarren und Sublimieren. J. D. van der Waals, Zustand der gasförmigen und flüssigen Körper. Ph. Kohnstamm, Thermodynamik der Gemische. E. Schrödinger, Spezifische Wärme (theoretischer Teil). K. Scheel, Spezifische Wärme (experimenteller Teil). F. Simon, Die Bestimmung der freien Energie. C. Drucker, Thermodynamik der Lösungen.

Waar het bij den snellen voortgang der natuurkunde voor den enkelen onderzoeker in de verste verte niet meer mogelijk is de geheele litteratuur in de oorspronkelijke verhandelingen te volgen is eene samenvatting, zooals in het Handbuch geboden wordt, ten zeerste te waardeeren. In het bijzonder is dit het geval, waar de verschillende artikelen door zoo bij uitstek deskundigen worden bewerkt. Steeds is getracht het op dit oogenblik bereikte in samenhangenden en overzichtelijken vorm weer te geven. Als bijzonder actueel zullen gewaardeerd worden het eerste artikel, waarin Grüneisen de thermodynamische eigenschappen der vaste stoffen in onderlingen samenhang behandelt, dat van van der Waals over de toestandsvergelijking van den fluiden toestand, die van Schrödinger en Scheel over de specifieke warmte, en dat van Simon waarin het warmtetheorema van Nernst en wat daaraan annex is eene grondige behandeling vindt.

W. H. K.

W. J. H. Moll en H. C. Burger. **Leerboek der Natuurkunde voor Middelbaar, Voorbereidend Hooger en Propaedeutisch Onderwijs**, 1e Deel, Mechanica, Eigenschappen der Materie, Warmte, Geluid, 244 blz., 96 fig. Noordhoff, Groningen 1926. Prijs f 3.90, geb. f 4.50.

„Er bestaan” zoo lezen wij in het voorwoord, „vele leerboeken der Natuurkunde en het was zeker niet onze bedoeling dit aantal met een van analoge strekking te vermeerderen. Het is ons streven geweest, ons los te maken van de conventie, en in ons leerboek naar eigen inzicht een blijvenden indruk te geven van de hedendaagsche physica”.

Het is ook werkelijk een geheel nieuw leerboek der Natuurkunde geworden; het lijkt in geen deele op de bestaande typen. De volgorde der behandelde onderwerpen, de verschijnselen die besproken worden, de strengheid vooral waarmee de problemen en haar onderlingen samenhang zijn beschreven, het is alles geheel anders. Het zit voortreffelijk in elkaar en het geeft een zeer goed „overzicht van de denkbeelden, die heden de belangstelling hebben; van de physica zooals die thans in de laboratoria wordt beoefend, en in de praktijk wordt toegepast”. Het is geen „bizondere schoolphysica waarin andere onderwerpen den voorrang hebben, waarin een andere terminologie wordt gebezigd, en die geen reden van bestaan heeft”.

En toch! ik vind het boek voor Middelbaar en Voorbereidend Hooger Onderwijs niet geschikt. De betoogtrant, die gevolgd is en gevolgd moest worden, nu men zulke hoge eischen stelde aan een juist inzicht, is mijns inziens te zwaar voor kinderen van 14 tot 15 jaar.

„Zooals wel vanzelf spreekt” zeggen de schrijvers, „moet de leerstof niet te moeilijk zijn voor het bevattingsvermogen der leerlingen. Schijnbaar in tegenspraak hiermede gaat op enkele plaatsen het behandelde zeker te ver, om door den beginnenden leerling volkomen begrepen te worden. Maar het gold hier zoo uiterst belangrijke onderwerpen, dat wij den lezer eenige voorlichting dienaangaande niet wilden onthouden. Hij zal daardoor een, misschien vaag, maar toch juist begrip kunnen krijgen van een gedachtengang, die hem eerst later volkomen duidelijk kan worden”. Niet zoozeer het behandelde, maar de wijze waarop het behandeld is, gaat, dunkt mij, te ver. Ik meen dat het noodzakelijk is voor leerboeken, als hier bedoeld, dat men af en toe de strengheid in het betoog laat varen, want anders is de taal voor de jeudige leerlingen dermate ingewikkeld, dat zij zelfs geen vaag, doch heelemaal geen begrip van de leerstof krijgen, omdat de belangstelling voor het werk door de niet te vatten bewijsvoering wordt gedood. Men moet wel degelijk „schoolphysica” geven; geen „bizondere, over allerlei andere onderwerpen met andere terminologie” maar een, die pasklaar is gemaakt voor beginners; zoo goed mogelijk maar niet streng; hedendaagsche, doch „middelbare” physica.

Het spijt mij zeer dat ik het boek niet voor de scholen kan aanbevelen, want nogmaals, de inhoud is perfect. Voor de propaedeuse is het werk best. H.

Prof. Dr. Bernhard Walter. **Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik**. Vieweg & Sohn. Geheftet R. M. 14.—. Gebunden R. M. 16.—.

Volgens het voorbericht is dit boek de vierde uitgave van het physisch gedeelte, door den schrijver bewerkt in het bekende boek van Albers-Schönberg: „Röntgentechnik”. Na den dood van Albers-Schönberg wilde de uitgever

diens boek niet meer in een nieuwen druk laten verschijnen. Walter besloot toen, steunende op de vele gunstige beoordelingen van het door hem bewerkte gedeelte, dit als een afzonderlijk boek uit te geven.

Bij vergelijking met de laatste uitgave van de „Röntgentechnik“ treft allereerst de bijna algeheele omwerking. Het voornaamste verschil bestaat daarin dat als uitgangspunt is aangenomen de theorie, volgens welke Röntgenstralen ethergolven zijn, terwijl dit vroeger slechts terloops opgemerkt werd. Hierdoor zal de lezer nu een beter inzicht krijgen in de verschillende toepassingen dezer stralen in geneeskunde, natuurkunde en scheikunde en hoe door deze toepassingen nieuwere opvattingen omtrent atoombouw e.d. zijn ontstaan. Walter met zijn groote experimenteele vaardigheid en zijn scherpe kritiek, behoorde met onze landgenooten Haga en Wind tot de eersten, die de natuur der Röntgenstralen bestudeerden.

Er is geen onderdeel van de techniek der Röntgenstralen, waarin hij niet experimenteel gewerkt heeft, en door het geheele boek heen worden de sporen hiervan bemerkt, zonder dat nochtans de lezer er met nadruk op gewezen wordt.

Achtereenvolgens worden besproken: Kathode- en Röntgenstralen, waarbij de werking van versterkingsschermen, Potter-Bucky-blende, absorbeerende middelen en maatregelen tegen de ongewenschte werking van stralen, behandeld worden. Het hoofdstuk over de gashoudende buizen had gevoelig bekort kunnen worden, daar deze bijna overal plaats gemaakt hebben voor de buizen van het Coolidge-type. Natuurlijk is het van historisch standpunt bezien juist, een groote plaats in te ruimen aan de gasbuis, maar voor een actueel werk, hetgeen juist dit boek beoogt te zijn, is de bespreking van het werken met de Coolidge-buis wel wat in het gedrang gekomen. Ook de Philips-buis, die door haar principe, bescherming en vorm een bespreking overwaard is, zoekt men tevergeefs.

Over de metingen der stralenkwantiteit en -kwaliteit volgen zeer lezenswaardige hoofdstukken. De Fransche Röntgen-eenheid is niet genoemd.

De daarop volgende bladzijden zijn gewijd aan enkele electrische en electrotechnische onderwerpen als b.v. gelijk- en wisselstroom, het laden van accumulatoren, de werking van transformatoren en de verschijnselen, die hierbij optreden. Speciaal bij de bespreking van deze laatste komen weer van die eigenaardige praktische kleinigheden ter sprake, die toonen dat hier iemand aan het woord is met een groote opmerkingsgave en een groote technische vaardigheid.

Hoewel de titel doet vermoeden, dat dit boek alleen voor hen, die de medische toepassingen der Röntgenstralen in praktijk brengen, nuttig kan zijn, worde het ook den physicus aanbevolen. Immers men vindt er bijzonderheden beschreven die, hoewel reeds lang door den Röntgennoloog toegepast, toch den physicus niet of weinig bekend zijn.

v. d. Pl.

G. C. Simpson. *Scott's Polar Journey and the Weather*, Halley Lecture, 31 p. 6 fig. Clarendon Press, Oxford 1926.

Het grootste gedeelte van dit onderhoudend geschreven boekje wordt ingenomen door het reisverhaal van den tocht van Scott en zijn vier metgezellen naar de Zuidpool, tragisch wegens het noodlottig einde voor deze dapperen weggelegd na de groote teleurstelling, dat Amundsen hen was voorgeweest, een einde op zeer korten afstand van de veilige haven na ongelooflijken strijd tegen de onbarmhartige elementen. De zelfs voor het Zuidpoolland abnormaal ongunstige tijden, die

Scott en zijn metgezellen in tegenstelling met Amundsen moesten trotseeren (o.a. een daling van de temperatuur tot -40° C. reeds in het begin van Maart, dus nog in den zuidelijken zomer) geven den schrijver, die zelf een jaar de expeditie meemaakte, de gelegenheid het groote probleem van het Zuidpoolklimaat — de sterke temperatuurstijging bij sneeuwstormen in den winter, waarbij de wind toch uit het hart van het Zuidpoolland waait — van alle kanten te bezien en er een volledige verklaring van te geven: vóór den „blizzard” is de temperatuur door uitstraling bij helderheid en windstilte boven een sneeuwdek uiterst laag geworden, de storm roert de luchtlagen dooreen en herstelt de temperatuur. Dit wijst er tevens op, dat in weerwil van de hooge drukking, die gemiddeld over deze streken wordt aangetroffen, zeer belangrijke schommelingen in de weersgesteldheid voorkomen, die volgens ref. noodig zijn voor de voeding van de landijsmassa's.

v. E.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

Everh. Bouman, Leerboek der Natuurkunde, eerste deel, tiende, geheel herziene druk, 244 blz., 322 fig. — J. B. Wolters, Groningen-den Haag 1926. Prijs f 3.25, geb. f 3.75.

J. W. Boerman, M. Hellingman en R. M. Ruip. Nieuw Leerboek der Physica, voornamelijk ten dienste van Kweekscholen en Cursussen voor de Hoofdakte. Deel I. Mechanica, Vloeistoffen. Gassen, 180 blz., 153 fig. — J. B. Wolters, Groningen-den Haag 1926. Prijs f 1.90, geb. f 2.25.

BERICHTIGUNG

zu meiner Arbeit „Ueber die Symmetrie der Röntgeninterferenzen” (Physica V (1925) 363).

Leider ist der in genannter Arbeit gegebene Beweis des Friedelschen Satzes nicht richtig. Ich danke den Herren N. H. Kolkmeijer, A. Karssen und J. M. Bijvoet aufrichtig dafür, dass sie mich auf das Fehlerhafte darin aufmerksam gemacht haben: zwar gehen die dort aufgestellten dynamischen Gleichungen für das Kristallinnere bei der Strahlenumkehr in sich über, nicht aber die Randgleichungen.

Die Allgemeingültigkeit des Friedelschen Satzes ist also immer noch nicht als erwiesen zu betrachten. Ich denke darauf in der Zeitschrift für Kristallographie zurückzukommen.

P. P. EWALD.

PHYSICA

NEDERLANDSCH TIJDSCHRIFT VOOR NATUURKUNDE

6e JAARGANG

1926

NUMMER 10

G. HERTZ.

WINNAAR VAN DEN NOBELPRIJS VOOR NATUURKUNDE 1925.

Het bericht, dat de Nobelprijs voor Natuurkunde voor 1925 aan J. Franck en G. Hertz werd toegekend zal ongetwijfeld vele lezers van *Physica* genoeg hebben gedaan. Voor ons Nederlanders toch is in het bijzonder Hertz geen onbekende. In *Physica* zijn verschillende artikelen van zijn hand verschenen en velen van ons zullen zich met genoeg de keurige demonstraties herinneren, die hij bij verschillende gelegenheden heeft gegeven met zijn „aanslagbuis”, waarin hij de verschillende lijnen of lijngroepen van kwik, neon en helium successievelijk te voorschijn tooverde. Hier volgt een overzicht over het belangrijkste werk van Hertz, vooral uit den eersten tijd; zijn werk hier in Eindhoven zal den meesten lezers voldoende bekend zijn.

In 1911 promoveerde hij te Berlijn op een proefschrift over de ultrarode absorbtie van koolzuur. Reeds in hetzelfde jaar verscheen een kort artikel van hem in samenwerking met Franck (die toen reeds op het gebied der elektrische ontladingen door gassen werkzaam was) over den samenhang tusschen quantahypothese en ionisatiespanning. In de inleiding vindt men den volgende zin: „Es erscheint uns nicht unwichtig darauf hin zu weisen, dass auch zwischen der Ionisierungsarbeit und der Quantenhypothese ein einfacher Zusammenhang zu bestehen scheint”. Het zoeken naar deze samenhang en in het algemeen de studie van wat er gebeurt, wanneer een electron tegen een gasmolekuul botst, vormt het belangrijkste gedeelte van het werk van Hertz.

Aan den eenen kant wordt dus nagegaan wat er kan gebeuren bij een stoot van een electron tegen een gasmolekuul; aan den anderen kant hoeveel stooten een electron bij het doorloopen van een gas maakt. Hierbij vinden zij dat het electron niet zooals toen algemeen werd aangenomen, bij elken stoot zijn energie geheel

verliest. Integendeel in helium en andere edelgassen is het energieverlies, zolang een bepaalde snelheid niet overschreden wordt, uiterst gering, de stooten zijn elastisch. Overschrijdt de snelheid een bepaalde waarde, dan verliest het electron in eens zijn totale energie. De laagste spanning waarbij dit gebeurt, bepaalden Franck en Hertz voor een reeks van gassen. Eerst meenden zij dat dit de ionisatiespanning was; later en beter inzicht leerde echter dat men met de eerste aanslagspanning te doen had. Dit begrip was toen echter nog onbekend; de theorie von Bohr die dat alles nu eenvoudig doet schijnen, was in dien tijd nog niet verschenen.

Na de gassen komen de metaaldampen aan de beurt. Eerst kwikdamp. Franck en Hertz vinden dat ze zich gedraagt als een elastisch gas met kleine ionisatiespanning en dat die ionisatie-energie (4,9 Volt — wij zouden dus tegenwoordig zeggen de aanslagenergie —) in getallenwaarde niet klopt met de $h\nu$ voor de grensfrequentie, waarbij in kwikdamp het photo-electrisch effect optreedt.

En even daarna komt een mededeeling van de merkwaardige proef, waarbij werd gevonden dat kwikdamp, waardoor zich electronen met 4,9 Volt snelheid bewegen de lijn 2536 uitzendt. Dit was de eerste waargenomen directe samenhang tusschen aanslagspanning en uitgestraalde energie, juist toen Bohr's eerste publicaties verschenen. Wij weten nu welke belangrijke fundamenteele waarheden toen ontdekt werden: de samenhang tusschen het electrisch en optisch gedrag van het atoom.

Later heeft Hertz in Eindhoven nog voor een reeks van gassen langs electrischen weg de aanslag en ionisatiespanningen bepaald en met behulp van een vacuumspectrograaf de daarmee corresponderende spectraallijnen gevonden.

Ook het tweede gedeelte van het probleem, hoeveel stooten maakt een electron bij het doorloopen van een gas, heeft voortdurend Hertz aandacht. Hij voerde er verschillende rekeningen over uit, waarbij tenslotte de belangrijke rol, die de diffusie speelt, aan het licht trad. Zijn beschouwingen over diffusie leidden hem tot proeven over scheiding van gassen door diffusie in een stroomend indifferent gas, een methode, die een nieuwe mogelijkheid tot het scheiden van isotopen opent.

De schitterende reeks van onderzoeken in samenwerking met Franck verricht, wordt plotseling door den wereldoorlog onderbroken. Wanneer Hertz uit het veld terugkomt, begint hij te Berlijn zijn metingen over Röntgenstralen, waarbij hij de drie

L absorptiegrenzen ontdekt. Daarna kwam hij naar Eindhoven waar hij in het Philips Laboratorium zijn onderzoekingen over de electriciteitsbeweging door gassen weer opvatte.

Vijf jaar is hij hier met het grootste succes werkzaam geweest. Eind 1925 werd hem een professoraat in Halle aangeboden en verliet hij ons land weer.

Moge hem in zijn verdere loopbaan evenveel succes ten deel vallen als tot nu toe het geval was.

Eindhoven, 21 December 1926.

G. HOLST.

ONDERHOUDEN TRILLINGEN VAN GESPANNEN DRADEN ¹⁾

I. GEDWONGEN TRILLINGEN

door H. J. OOSTING.

Om verschillende redenen komt het mij wenschelijk voor een overzicht te geven van mijn vroegere onderzoekingen over onderhouden trillingen van gespannen draden — in 't bijzonder omdat in de laatste jaren weer meer over dit onderwerp is geschreven — en daarbij het vroeger gepubliceerde aan te vullen.

Gespannen draden zijn bijzonder geschikt om het onderscheid duidelijk te maken tusschen de verschillende mogelijke trillingen van een lichaam. Men gebruikt den naam *vrije* of *eigentrillingen* voor de trillingen die optreden, wanneer het lichaam uit zijn evenwichtstoestand is gebracht en daarna aan zichzelf overgelaten wordt. Een ander geval krijgen wij wanneer op het lichaam een uitwendige periodieke kracht werkt, waardoor het in beweging gehouden wordt. Alle verschillende trillingen, waarbij dit het geval is, kunnen wij samenvatten onder den naam *onderhouden trillingen*. Een belangrijke soort daarvan zijn de *gedwongen* trillingen, welke naam gebruikt wordt in het geval, dat het lichaam gedwongen wordt te trillen met de periode der kracht. Wanneer de periodieke

¹⁾ Vroegere publicaties van den schrijver over dit onderwerp: Trillingen van draden. Maandblad voor Natuurwetenschappen 1886.

Onderhouden trillingen van gespannen draden, proefschrift 1889.

Phaseverschillen bij gedwongen transversale en longitudinale trillingen van gespannen caoutchouc-draden. Zittingsverslag Kon. Akad. v. Wetenschappen, Amsterdam 23 Febr. 1895.

Stroboskopisch onderzoek en intermitterende photographie bij gedwongen trillingen van gespannen caoutchouc-draden. Kon. Akad. v. Wetensch., Amsterdam 26 Oct. 1895.

Stroboskopisch en photographisch onderzoek van gedwongen trillingen van draden en staven. Maandblad voor Natuurwetenschappen 1896.

Natuur- en Geneesk. Congres 1891 en 1911.

Demonstration erzwungener longitudinaler Schwingungen. ZS. f. d. Physik u. Chem. Unterricht 13, 214. 1900.

Drehung der Rolle bei Schwingungen von Fäden. ZS. f. d. Physik. u. Chem. Unterricht 24, 290. 1911.

kracht uitgeoefend wordt door een trillingsbron, zegt men, dat het in trilling gebrachte lichaam met deze trillingsbron *medetrilt*. De naam *resonantie* wordt gewoonlijk beperkt tot het geval, dat het in trilling gebrachte lichaam sterk medetrilt, wat het geval is als de trillingstijd van de trillingsbron ge'ijk is aan of slechts weinig verschilt van die van een der mogelijke eigentrillingen van het in trilling gebrachte lichaam. Om zuivere gedwongen trillingen te krijgen moeten wij veronderstellen, dat het in trilling gebrachte lichaam niet merkbaar terugwerkt op de trillingsbron. Wanneer b.v. aan het eene eind van een dunnen gespannen draad, welks andere eind vastgezet is, een transversale trilling wordt medegedeeld door een trillingsbron, die van den draad geen merkbare terugwerking ondervindt of waarvan de frequentie constant gehouden kan worden, krijgt de draad een gedwongen transversale staande trilling met dezelfde periode als de geapliceerde trilling, en dit wel *altijd*, d.w.z. bij een bepaalde frequentie van de geapliceerde trilling onverschillig welke lengte of spanning de draad heeft, en bij een draad van een bepaalde lengte en spanning bij elke frequentie van de geapliceerde trilling. Daar bij een draad van zekere dikte van een zekere stof bij een bepaalde spanning de voortplantingssnelheid van een transversale impuls een bepaalde waarde heeft, zal de golflengte veranderen met de frequentie van de geapliceerde trilling *en wel continu*. Daaruit volgt dat bij een draad in 't algemeen één of meer halve golven zullen optreden en nog een deel van een halve golf. Melde sprak in dit geval van gebroken golven. Er kan dus een knoop van de trilling liggen op een willekeurigen afstand van het draadeind, dat in trilling wordt gebracht. Indien het golfdeel, dat bij de trillingsbron gevormd wordt, grooter is dan $\frac{1}{4}$ golf, kan men zich dit verlengd denken tot een voorbij de trillingsbron liggende knoop. Zulk een knoop noemde Melde een *ideale* knoop. Wanneer men de in werkelijkheid altijd bestaande tegenstand en wrijving buiten rekening laat, m.a.w. een ongedempte trilling aanneemt, vindt men dat in het geval, dat een knoop zou moeten liggen *aan* de trillingsbron, de amplitude van de bij den draad gevormde trillingsbuiken oneindig groot zou moeten worden. Melde meende, dat bij zijne proeven met een draad aan een stemvork „am Gabelende niemals ein Knoten angenommen werden darf." Dit is onjuist. In werkelijkheid heeft men altijd te doen met gedempte trillingen en kan er wel een knoop liggen aan het draadeind, dat in trilling wordt gebracht. Mijne

proeven met een trillingsbron, waarvan de frequentie geleidelijk veranderd kan worden, hebben uitgemaakt, dat bij de toename van de frequentie *de overgang van een ideale knoop in een werkelijk gevormde continu plaats heeft*. Men dient echter een knoop niet te beschouwen als een punt waar de amplitude der trilling nul is, maar als een punt waar de amplitude een minimumwaarde heeft. Wanneer een knoop aan het in trilling gebrachte eind ligt, vormt de draad één of meer halve golven, de gedwongen trilling komt dan overeen met een der mogelijke eigentrillingen van den draad en de amplitude van de gedwongen trilling is groot.

In mijn proefschrift heb ik door het gebruik van caoutchoucdraden kunnen aantoonen, dat dit alles evengoed geldt voor longitudinale trillingen als voor transversale en door later gemaakte photographieën van trillende draden is dit nog nader bevestigd. Wij hebben dan hetzelfde als bij de proeven van Kundt, waarbij de gedwongen trilling van een luchtkolom opgewekt wordt door een aangestreeken staaf. Ook daarbij kan een trillingsknoop der luchtkolom liggen op een willekeurigen afstand van het eind der aangestreeken staaf, dat voor de luchtkolom als trillingsbron fungeert en ook wel aan dat eind. Kundt schijnt het juiste inzicht in deze zaak gemist te hebben, maar het is merkwaardig, dat de hoofdzaak van de theorie der gedwongen trillingen tot vele physici zelfs nu nog niet is door doorgedrongen.¹⁾

Bij mijne vroegere onderzoekingen heb ik, behalve een stemvork, in de eerste plaats een nieuwe trillingsbron gebruikt, die een cirkelbeweging geeft aan het eene eind van een draad, waarvan het andere eind vastgezet is. Bij dit instrument (Plaat 1, Fig. 1) zijn drie getande raderen aangebracht, die om evenwijdige assen kunnen draaien. Het middelste rad wordt door een elektrische motor gedraaid en geeft dan aan de andere, onderling gelijke, raderen een draaiing in gelijken zin, tegengesteld aan die van het middelste. In de uiterste raderen zijn met gelijke excentriciteit twee stalen pennen aangebracht, waarop een geelkoperen staaf wordt geschoven. Bij de draaiing van den motor wordt deze staaf evenwijdig aan

1) Vele meenen, dat een draad, waaraan door een stemvork een transversale trilling wordt medegedeeld, slechts een staande trilling kan krijgen in een geheel aantal halve golven. Bij C. Gutton, hoogleeraar te Nancy (Télégraphie et téléphonie sans fil. 1921) vindt men de vreemde opvatting, dat een draad, die een transversale trilling krijgt door een stemvork, alleen in $\frac{1}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{5}{4}$... golf kan trillen, omdat er altijd een trillingsbuik aan de stemvork zou moeten liggen. Gutton gebruikt de transversale gedwongen trillingen van een katoenen draad aan een stemvork ter verduidelijking van de elektrische trillingen in een luchtdraad der Radiotelegraphie. Ik heb sinds jaren voor hetzelfde doel de voorkeur gegeven aan mijne longitudinale trilling van een caoutchoucdraad. De beste analogie met de elektrische trillingen in een luchtdraad hebben wij in de polsgolf. (Zie het leerboek der natuurkunde van Prof. Lorentz.)

Fig. 1.

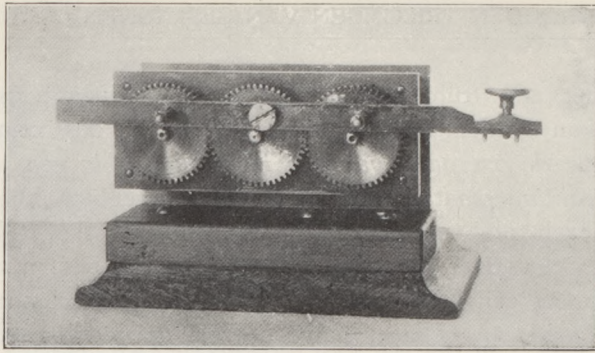


Fig. 2.

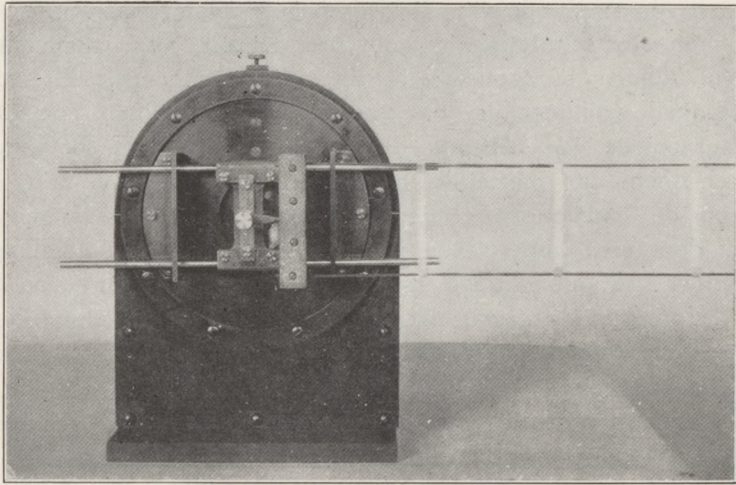
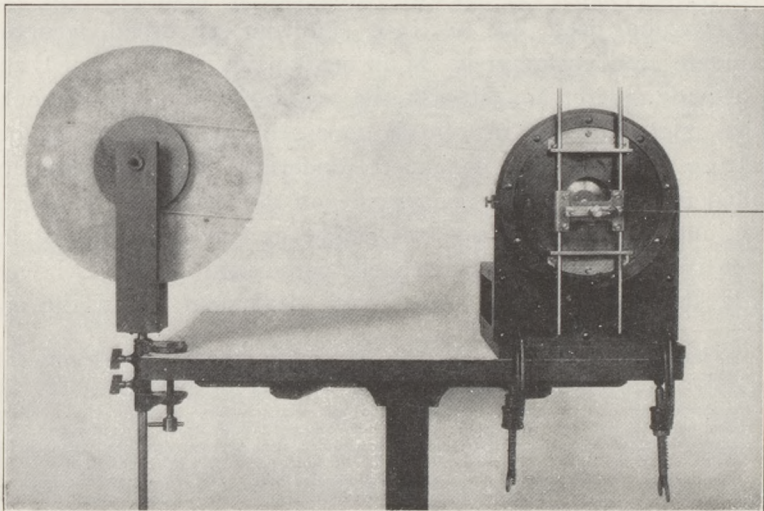


Fig. 3.

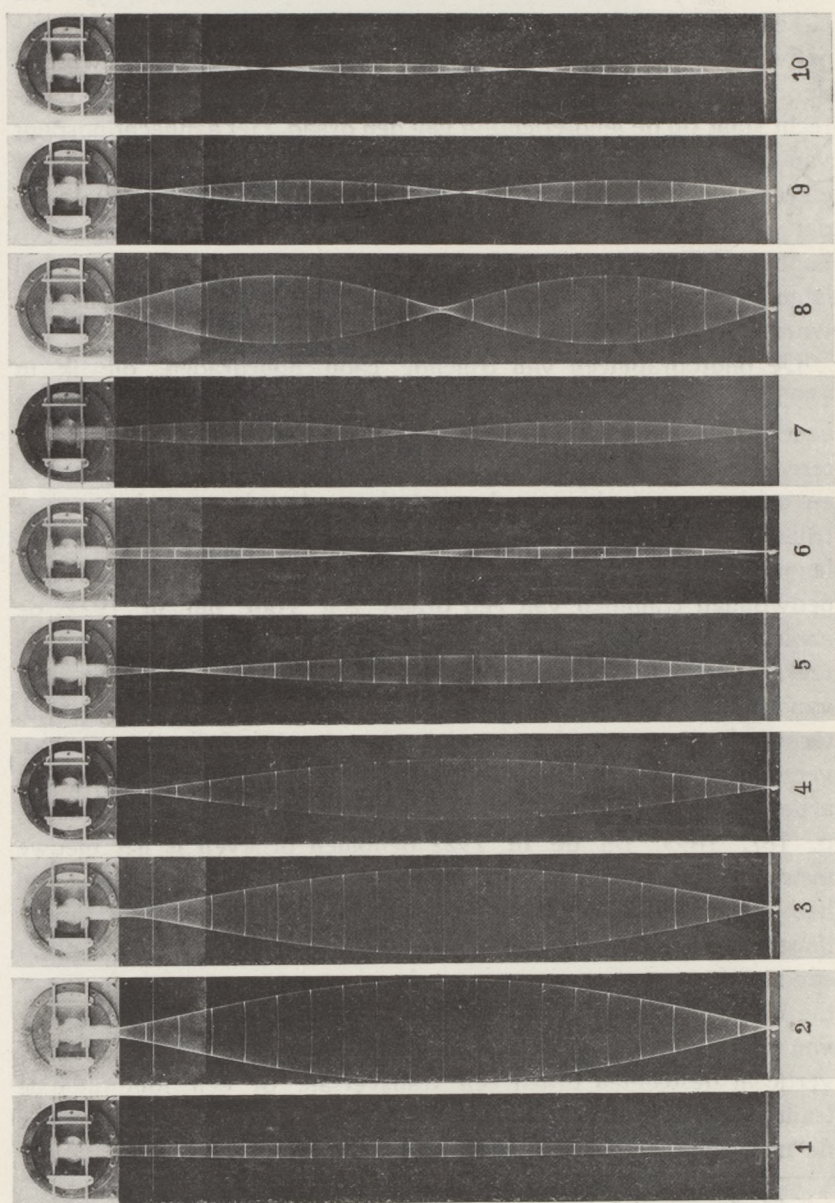


zichzelf verplaatst en een eraan bevestigde draad krijgt een cirkelbeweging zonder dat hij gewrongen wordt. De transversale gedwongen trillingen van een draad kunnen onderzocht worden door het instrument zoo te plaatsen, dat de cirkelbeweging loodrecht staat op de lengterichting van den draad. Het aanhechtingspunt van den draad krijgt dan twee transversale trillingen loodrecht op elkaar met een phaseverschil van $\frac{1}{4}$ trillingstijd. Het gevolg is, dat de draad een omwentelingsvlak beschrijft met buiken en knopen. (Zie diss. p. 80—101). Later heb ik nog een toestel laten maken waarbij de draaiing van de as van een motor omgezet wordt in een rechthoekige enkelvoudige trilling.

De photographieën van trillende caoutchoucdraden, die ik in 1895 heb gepubliceerd, hadden betrekking op het geval, dat aan het eene eind van den draad een cirkelbeweging wordt medegedeeld, terwijl de draad gespannen is volgens een middellijn van den cirkel, en op het geval, dat aan den draad een rechthoekige enkelvoudige trilling medegedeeld wordt onder een hoek van 45° met zijn lengterichting. De bovengenoemde onjuiste beschouwingen over de gedwongen trillingen van een draad zijn voor mij in 1922 de aanleiding geweest om de photographieën aan te vullen met een reeks opnamen van het eenvoudige geval, dat aan het eene eind van een caoutchoucdraad een transversale trilling wordt medegedeeld, terwijl de frequentie dezer trilling bij de verschillende proeven verschillend is. Van het vroeger gebruikte instrument komt een afbeelding voor in Z.S. f. d. Physikal. u. Chem. Unterricht 8, p. 187, 1895. Bij de in 1922 genomen proeven is het nieuwe instrument (Plaat 1, Fig. 2 en 3) gebruikt, dat ik gedemonsteerd heb op het Natuur- en Geneeskundig Congres in 1911 (Handelingen p. 162) en dat daardoor gekenmerkt is, dat het gedeelte dat een rechthoekige trilling krijgt aangebracht is aan een verticale plaat, die draaien kan om een horizontale as, die in het verlengde ligt van de as van den motor. Men kan aldus aan een horizontaal of verticaal gespannen draad een transversale of een longitudinale trilling geven of een trilling onder een willekeurigen hoek terwijl de motor steeds denzelfden stand behoudt. ¹⁾

¹⁾ Bij mijne constructie is de plaat draaibaar tusschen een vaste plaat en een daartegen bevestigden ring. Door de firma P. M. Tamson te 's-Gravenhage is een toestel in den handel gebracht, waarvan de constructie eenigszins anders is.

In het gedenkboek van het Bataafsch Genootschap van Prof. J. P. Kuenen p. 94 komt voor, dat ik met Dr. N. G. van Huffel een universeel trilling'apparaat heb aangegeven. Dit is niet juist. Bij de door mij beschreven trillingsapparaten heb ik geen medewerking van een ander gehad. Dr. van Huffel heeft vroeger een toestel in den handel gebracht berustend op mijn oud apparaat, maar met door hem aangebrachte wijzigingen.

*Plaat 2.*

Voor de op plaat 2 gereproduceerde photo's van 1922 is caoutchoucdraad gebruikt met een vierkante doorsnede, ongespannen $\pm 0,15$ cm dik. Het bovineind van den draad is aan den trillings-toestel bevestigd en hij is belast met 80 gram. Na het aanbrengen der belasting is het ondereind vastgeklemd, zoodat de lengte van den trillenden draad 150 cm is. Op soortgelijke wijze als vroeger is achter den draad een donkere achtergrond van zwart fluweel aangebracht. De lengte van het beeld op de photographische plaat bedraagt 13.2 cm. Evenals vroeger zijn ook nu met witte verf punten op den draad aangebracht. Bij de tien gereproduceerde photo's nam het aantal omwentelingen van den motor, dus de frequentie der trilling, toe van 4,4 per sec. tot 13,5 per sec.

Bij nr. 1 vertoont de draad een deel van een halve golf en kunnen wij ons een ideale knoop denken op het verlengde van den draad. Bij nr. 2 wordt juist een halve golf gevormd en ligt een trillingsknoop aan het eind van den draad, dat in trilling wordt gebracht. Bij nr. 3 en nr. 4 is de halve golflengte iets kleiner dan de lengte van den draad en blijkt duidelijk, dat de gevormde knoop een punt van minimumamplitude is. Wanneer, zooals bij nr. 6, dicht bij het draadeind, waaraan de trilling wordt medegedeeld, een trillingsbuik van den draad ligt, is de amplitude van den draad klein. Bij verdere toename van de frequentie, dus afname van de golflengte, nadert de ideale knoop tot het bovineind van den draad en de amplitude van den draad neemt toe. Bij nr. 8 ligt, evenals bij nr. 2, een knoop aan het bovineind van den draad en is de amplitude van den draad weer groot. De nrs. 9 en 10 zullen geen verdere toelichting noodig hebben. Uit deze opnamen blijkt dus weer, dat bij de verandering der frequentie het trillingsverschijnsel continu verloopt.

Zooals ik gezegd heb, geldt voor longitudinale trillingen hetzelfde. Bij de proeven van Kundt blijft de frequentie van de trillingsbron steeds dezelfde maar krijgt men de verschillende gevallen door de lengte van de luchtkolom, die in trilling gebracht wordt, te veranderen. Bij de meting van de golflengte in de luchtkolom neemt men bij voorkeur de lengte ervan zoo, dat niet juist een geheel aantal halve golven ontstaan, omdat in dat geval de beweging der lucht zeer heftig is en de poederfiguren niet mooi zijn.

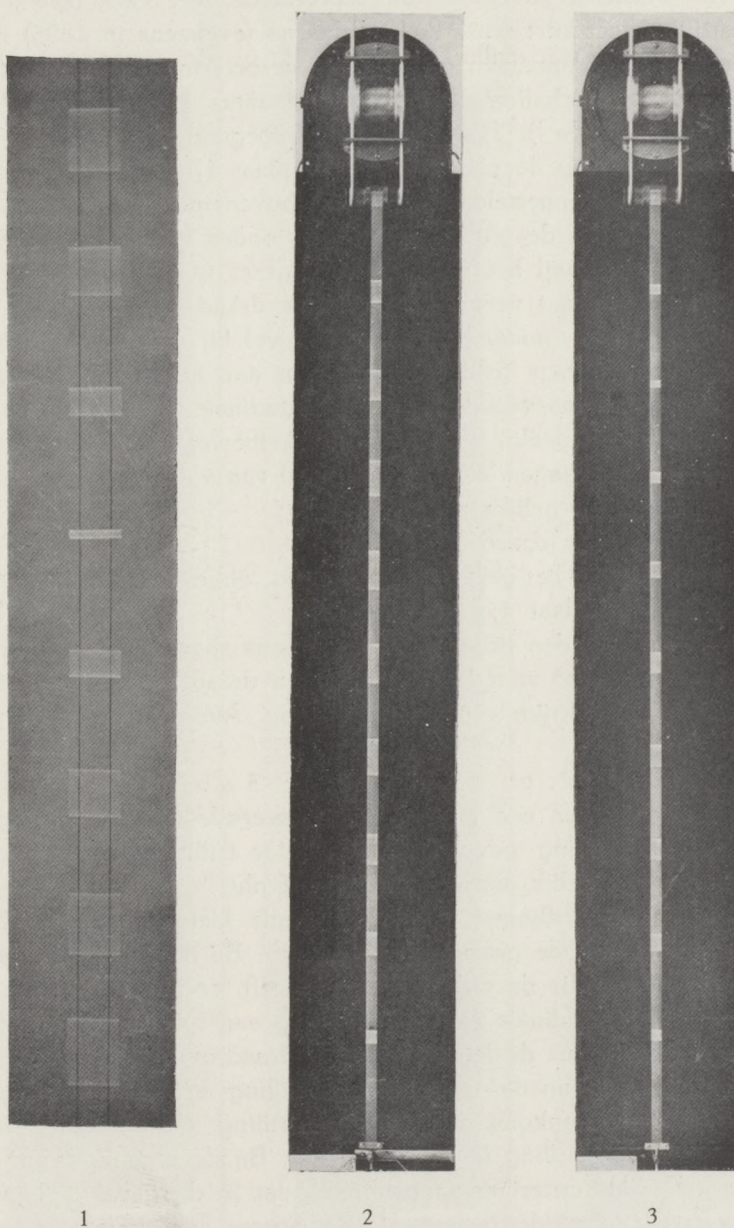
De overeenkomst der longitudinale trillingen van een caoutchoucdraad met die van de luchtkolom bij de proeven van Kundt komt vooral goed uit bij een door mij in 1900 beschreven demonstratieproef

met twee evenwijdige caoutchoucdraden, die onderling door reepjes karton zijn verbonden (Fig. 2 en Plaat 3 nr. 1). In 1922 heb ik ook longitudinale trillingen verkregen bij een caoutchoucband (isoleerband), waarbij de trilling duidelijk wordt, doordat met witte verf strepen loodrecht op de lengterichting aangebracht zijn. (Plaat 3 nr. 2 en 3).

Dat ik vroeger voor de photographie de gevallen genomen heb, waarbij het eene eind van den draad een cirkelbeweging krijgt terwijl de draad gespannen is volgens een middellijn van den cirkel of een rechtlijnige enkelvoudige trilling onder een hoek van 45° met zijn lengterichting, had tot reden, dat in deze gevallen fraai uitkomen de phaseverschillen die volgens de theorie, die rekening houdt met inwendige weerstand en wrijving, moeten optreden tusschen de gedwongen trilling van de verschillende punten van den draad en de geapliceerde trilling. Bovendien zijn de genoemde gevallen belangrijk, omdat de draad tegelijk een transversale en een longitudinale trilling krijgt en de voortplantingssnelheden dezer twee trillingen verschillend zijn. Die der transversale hangt van de spanning af, die der longitudinale van den elasticiteitsmodulus. Ook had ik door in mijn proefschrift beschreven proeven door de meting der golflengten aangetoond, dat de verhouding dezer twee snelheden op bijzondere wijze verandert met de spanning.

Indien de aan den draad gegeven trilling belangrijk verschilt van een der eigentrillingen van den draad en de amplitude van den draad dus klein is, is het phaseverschil tusschen het beginpunt van den draad dat in trilling gebracht wordt en de andere punten van den draad slechts klein. De door mij gevonden verschijnselen in de gevallen, dat of voor de transversale, of voor de longitudinale trilling de gedwongen trilling nagenoeg overeenkomt met een eigentrilling, kunnen in hoofdzaak verklaard worden door, in overeenstemming met de algemeene theorie der gedwongen trillingen, waarbij een weerstand evenredig met de snelheid wordt ingevoerd, aan te nemen, dat in die gevallen het phaseverschil tusschen de geapliceerde trilling en de opgewekte gedwongen trilling $\pi/2$ bedraagt, tenminste voor de trillingsbuik, die een groote amplitude heeft. ¹⁾ Bij mijne 10 photo's van 1895 liet de achtergrond gedeeltelijk

¹⁾ Zie Rayleigh, Theory of sound en mijn proefschrift. Het volgt ook uit de formule van Elsas, die het phaseverschil voor de verschillende punten van den draad aangeeft (Zur Theorie der erzwungenen Schwingungen gespannter Saiten, Wied. Annalen 23, 1884). Hetzelfde is gevonden door R. W. Ghosh (on the forced oscillations of strings under damping proportional to the square of the velocity, Proceed. of the Indian Assoc. for the cultivation of science, 6, Calcutta 1920-1921). Het is mij later gebleken, dat Elsas een voorganger heeft gehad in E. Warburg, Ueber tönende Systeme. Pogg. Ann. 16, 1869.



Plaat 3.

nog te wenschen over en de reproductie zeer veel, terwijl de beschrijving zeer kort was. Ik heb daarna (eveneens in 1895) nog een serie van 9 opnamen gemaakt na verbetering van den achtergrond, die een herhaling vormen der nommers 1—7, 9 en 10 der vroegere opnamen ¹⁾. Evenals bij de vroegere serie is het beeld van den draad op de photographische plaat 17 cm. De draad is weer verticaal opgesteld en aan het bovineind ervan wordt de cirkelbeweging of de rechte lijnige trilling onder een hoek van 45° medegedeeld, terwijl het onder-eind vastgezet is. Het vlak van de cirkelbeweging staat verticaal, zoodat de draad in het verlengde van de verticale middellijn loopt. Zoowel bij de cirkelbeweging als bij de rechte lijnige trilling worden dus aan het bovineind van den draad een transversale en een longitudinale trilling van gelijke amplitude medegedeeld, maar bij de cirkelbeweging hebben deze geapliceerde trillingen een phaseverschil van $\pi/2$ en bij de schuine trilling hebben zij gelijke phase.

Lengte van den draad 150 cm.

Doorsnede van het gebruikte caoutchouc ongespannen $0,76 \text{ mm}^2$.

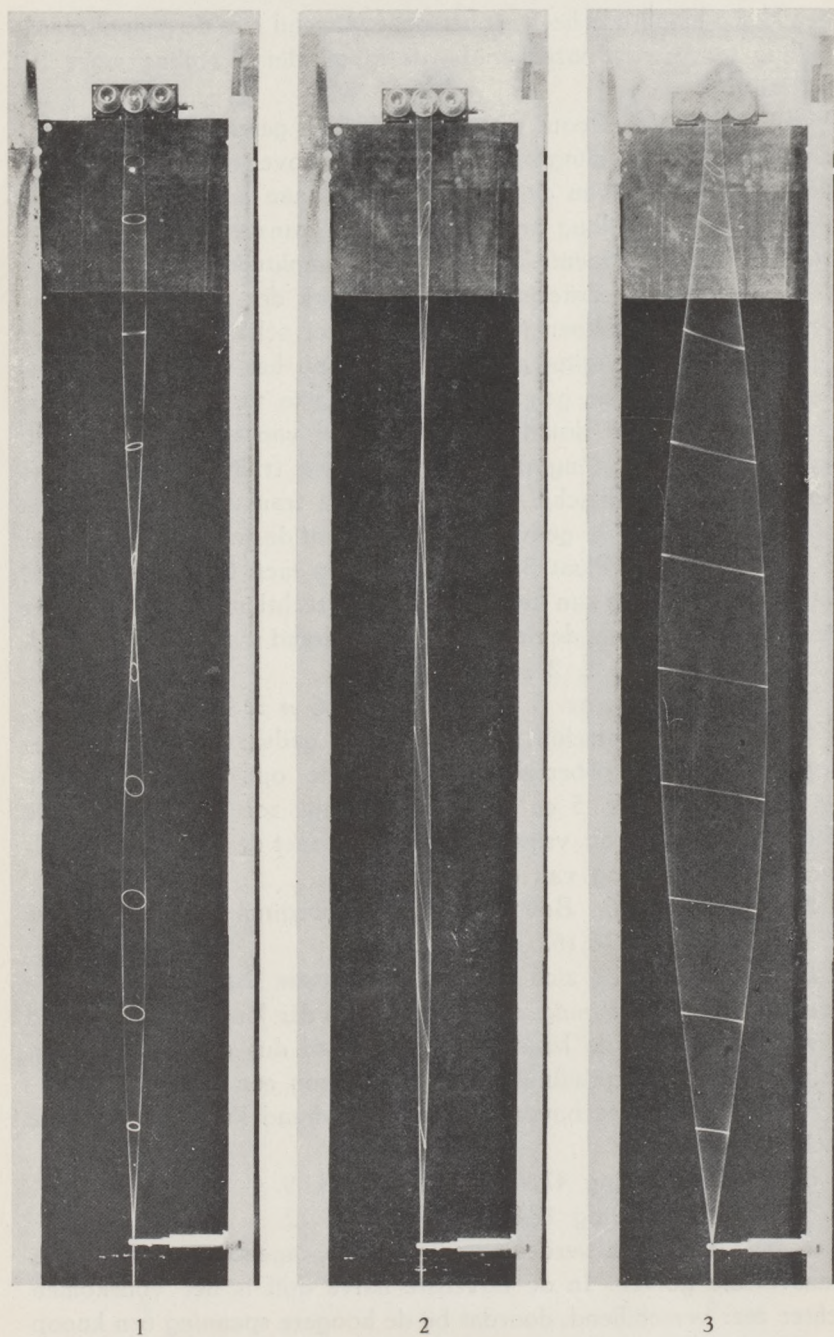
Nr. 1, 2 en 3, Plaat 4

Belasting van den draad 36,4 gram, dus spanning $47,9 \text{ g/mm}^2$ (gerekend per mm^2 van den ongespannen draad). Het bovineind van den draad krijgt een cirkelbeweging. Aantal omwentelingen per sec. n ,

nr. 1 $n = 16,32$, nr. 2 $n = 12,69$, nr. 3 $n = 9,12$.

Bij nr. 1 worden een knoop der transversale en een knoop der longitudinale trilling gevormd. Voor beide trillingen is de lengte van den draad gelijk aan een halve golf plus een deel daarvan en voor beide trillingen is de amplitude klein en dus ook het phaseverschil met de geapliceerde trilling. Bij nr. 2 is de snelheid van den motor, die de cirkelbeweging geeft, zoo geregeld, dat de knoop der longitudinale trilling nagenoeg aan het bovineind van den draad valt, dus de lengte van den draad overeenkomt met de halve golflengte van de longitudinale trilling en de gedwongen trilling dus overeenkomt met een eigentrilling. De amplitude van de longitudinale trilling is nu zeer groot. Bij de regeling van de frequentie is als criterium aangenomen, dat in dit geval de banen der punten in 't midden schuine lijnen moeten zijn. Immers bij de transversale trilling, die nu veel van een eigentrilling verschilt en

¹⁾ Door bijzondere omstandigheden is bij de nieuwe opnamen nr. 8 uitgevallen. Ik heb duidelijkshalve de nummering genomen als vroeger.



Plaat 4.

een kleine amplitude heeft, is het phaseverschil met de geapliceerde trilling te verwaarloozen en bij de longitudinale trilling moet het $\pi/2$ zijn.

Bij nr. 3 is de frequentie zooveel kleiner gemaakt, dat de knoop der transversale trilling nagenoeg aan het bovineind van den draad ligt, dus de lengte van den draad gelijk is aan een halve golf van de transversale trilling en de gedwongen transversale trilling overeenkomt met een eigentrilling. Nu is de amplitude der transversale trilling groot. Als criterium bij de regeling der frequentie is aangenomen, dat de banen in 't midden weer schuine lijnen moeten zijn. Voor de longitudinale trilling is nu het phaseverschil van de gedwongen en de geapliceerde trilling te verwaarloozen, daar de lengte van den draad slechts een deel van een halve longitudinale golf is en de longitudinale gedwongen trilling dus veel van een eigentrilling verschilt, terwijl voor de transversale trilling het phaseverschil van de gedwongen trilling met de geapliceerde $\pi/2$ is.

Nr. 4, 5 en 6, Plaat 5, komen overeen met 1, 2 en 3 met het onderscheid, dat nu aan het bovineind de rechte trilling onder een hoek van 45° met de richting van den draad wordt medegedeeld.

Spanning als bij 1, 2 en 3,

nr. 4 $n = 16,30$, nr. 5 $n = 12,60$, nr. 6 $n = 9,26$.

Wat de phaseverschillen tusschen de gedwongen en de geapliceerde trilling betreft, valt hetzelfde op te merken als bij nr. 1, 2 en 3. Bij nr. 5 en 6 is de frequentie zoo geregeld, dat de banen in het midden vrijwel ellipsen zijn met de assen in en loodrecht op de richting van den draad.

Nr. 7, Plaat 6, Boveneind cirkelbeweging, spanning weer $47,9 \text{ g/mm}^2$. $n = 18,16$.

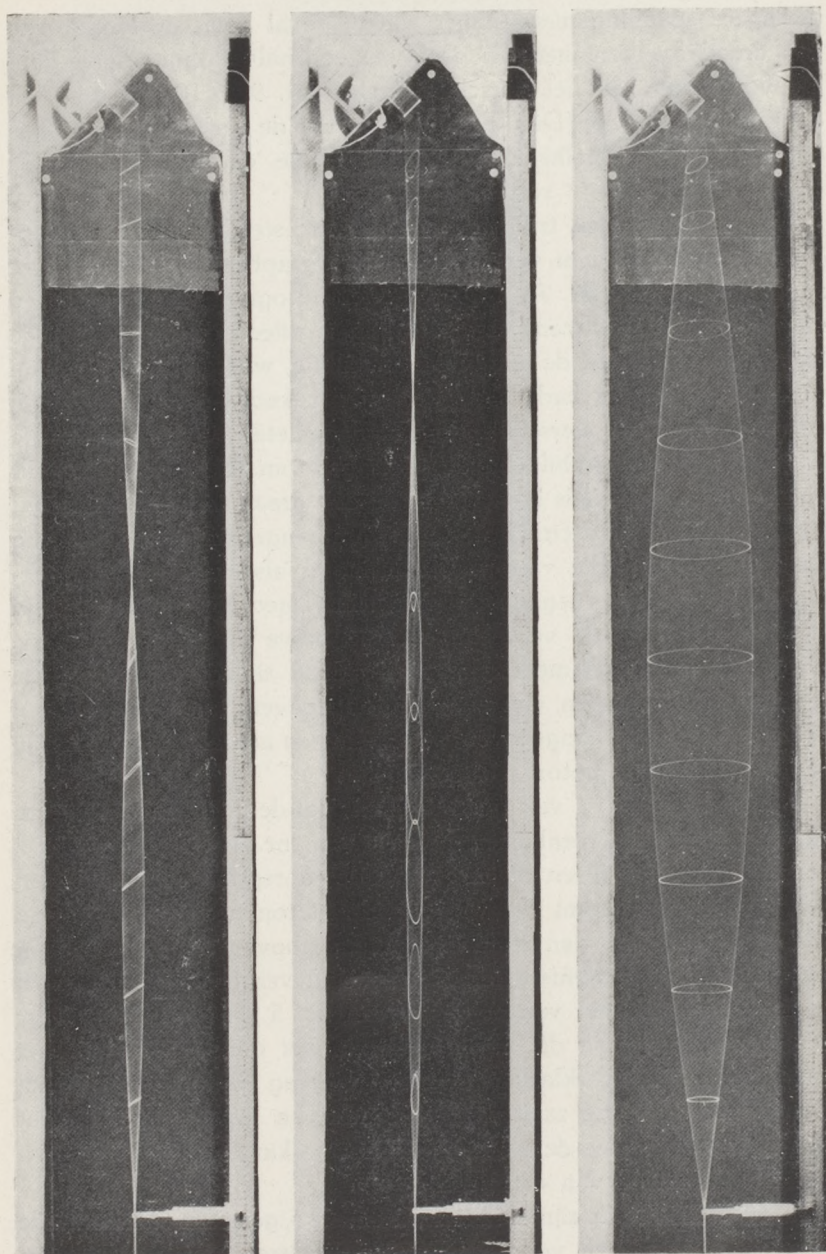
De draad verdeelt zich in nagenoeg twee halve transversale golven. Bij deze spanning wordt een knoop der longitudinale trilling gevormd en komt de lengte van den draad dus overeen met een halve golf der longitudinale trilling plus nog een deel daarvan.

Nr. 9 en 10. Het bovineind van den draad krijgt de schuine rechte trilling.

Bij nr. 9, spanning $47,9 \text{ g/mm}^2$, $n = 18,09$.

Br nr. 10, spanning $12,0 \text{ g/mm}^2$, $n = 9,12$.

In beide gevallen verdeelt de draad zich nagenoeg in twee halve transversale golven. In de bovenste halve golf is het voorkomen echter zeer verschillend, doordat bij de hoogere spanning een knoop der longitudinale trilling wordt gevormd, evenals bij nr. 7, en bij



4

5

6

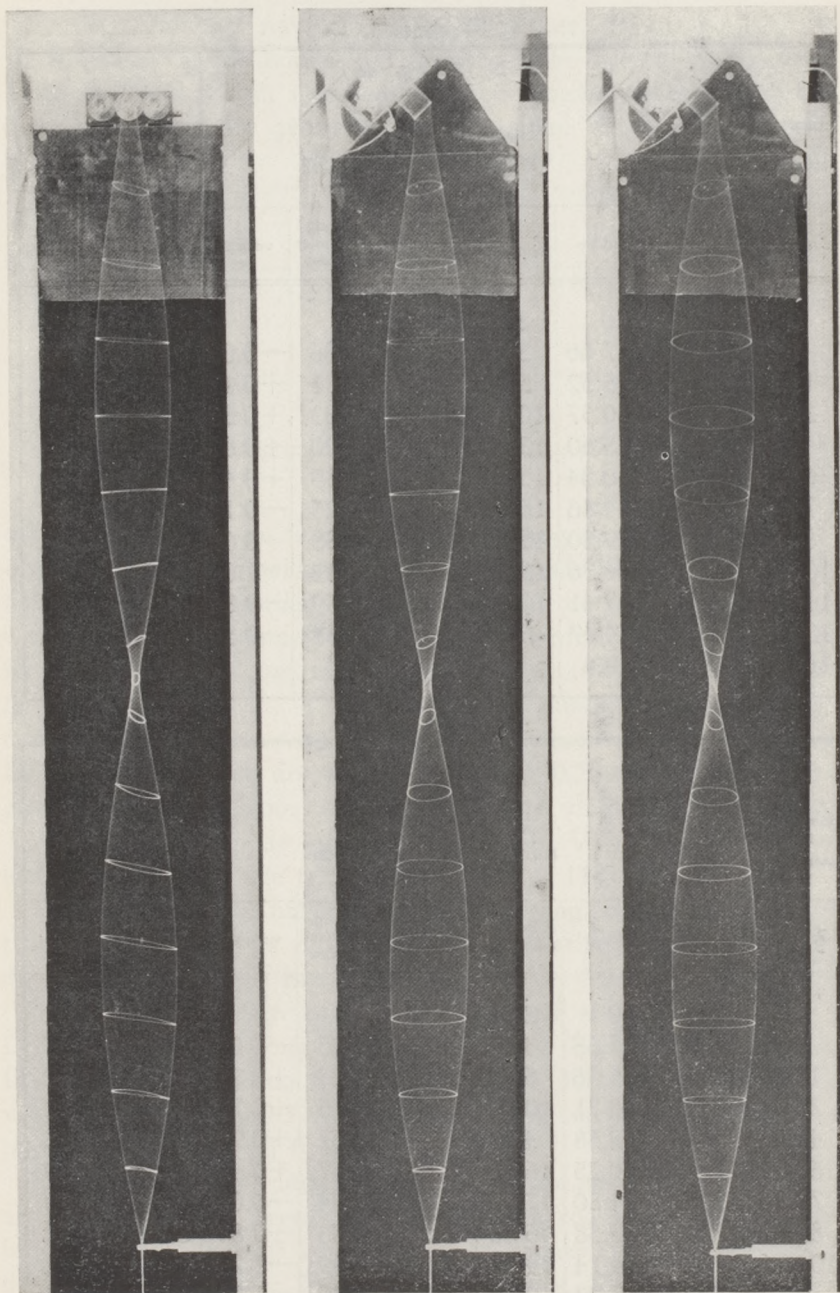
Plaat 5.

de lagere spanning niet. In het laatste geval komt de lengte van den draad overeen met een deel van een halve longitudinale golf. De verklaring van het verschil tusschen nr. 9 en 10 berust op het door mij gevondene (Diss. p. 71 en vv.) dat de verhouding tusschen de voortplantingssnelheden der longitudinale en der transversale trilling afhankelijk is van de spanning.

Te gelijk met den trillenden draad werd steeds een ernaast aangebrachte verticale mm. verdeeling gefotografeerd. Op de vroeger aangegeven wijze (K. A. 1895) zijn de photographische negatieven uitgemeten. Van de transversale trilling is alleen de plaats van de knoop bepaald. Van de longitudinale trilling, waarop ik vooral mijn aandacht gevestigd had, is de ligging der knoop gezocht en zijn de amplituden der verschillende banen gemeten. Onder amplitude is verstaan het verschil van de aflezingen van de horizontale raaklijnen aan de baan. Als bovineind van den draad is het middelpunt van den doorloopen cirkel of schuine lijn aangenomen en de ligging daarvan ten opzichte van de verdeeling is als nulpunt genomen. De uitmeting der negatieven geschiedde met de nauwkeurigheid alsof bij de proef de verdeeling zelf in halve mm. afgelezen was. Omdat de metingen meermalen zijn gedaan zijn de getallen in de tabellen in 10^e deelen van een mm. opgegeven. In de tabellen is n het op de vroeger aangegeven wijze gemeten aantal omwentelingen per sec. van den motor.

Bij nr. 1 en nr. 2 valt op te merken, dat de middens der figuren van nr. 2 niet overeenkomen met die van nr. 1. Beschouwen wij de middens der figuren bij nr. 1 als de oorspronkelijke plaatsen der punten, dan komt het voorgaande hierop neer, dat bij nr. 2 de uitwijkingen uit den middenstand naar boven en naar beneden niet gelijk zijn. Hetzelfde geldt voor nr. 5 in vergelijking met nr. 4. In het bovenste deel van nr. 2 en van nr. 5 is de uitwijking naar beneden grooter dan die naar boven, in het onderste deel is het omgekeerd. De verklaring hiervan vermag ik niet te geven. Ongetwijfeld is deze zaak niet eenvoudig en waarschijnlijk staat zij in verband met de waargenomen afwijkingen der banen van den ellipsvorm of van een schuine lijn.

In Fig. 4a en 4b zijn de bij nr. 2 en nr. 5 gemeten longitudinale amplituden graphisch voorgesteld. Als plaatsen der punten zijn daarbij aangenomen de middens der figuren van nr. 1 en nr. 4. Het beloop is, ook in de nabijheid van de geapliceerde trilling, als bij een transversale trilling.



7

9

10

Plaat 6.

TABEL I.

Nr. 1. $n = 16.32$ long. knoop op 31.8 cm $\frac{1}{2} \lambda_l = 118.0$ cm trans. knoop op 65.8 cm $\frac{1}{2} \lambda_t = 84.0$ cm		Nr. 2. (Fig. 4a.) $n = 12.69$ long. knoop nabij 0 trans. knoop op 42.1 cm $\frac{1}{2} \lambda_t = 107.7$ cm					Nr. 3. $n = 9.12$ trans. knoop nabij 0	
midden	long. amplitude	midden	long. amplitude	$\frac{1}{2}$ long. amp. naar boven	$\frac{1}{2}$ long. amp. naar beneden	verschil	midden	long. amplitude
0	2.07	0	2.07				0	2.07
7.69	1.68	7.66	3.38	1.72	1.66	-0.06	7.66	2.28
15.26	1.23	15.32	5.70	2.79	2.91	+0.12	15.19	2.48
30.29	0.43	30.57	10.10	4.77	5.33	+0.56	30.19	2.68
45.20	0.95	45.60	13.60	6.40	7.20	+0.80	45.04	2.83
60.12	1.80	60.34	15.88	7.72	8.15	+0.43	59.97	2.90
74.92	2.40	74.86	16.63	8.37	8.25	-0.12	74.81	2.63
89.94	2.68	89.60	15.85	8.27	7.58	-0.69	89.91	2.28
104.88	2.55	104.36	13.68	7.36	6.32	-1.04	104.87	1.90
119.83	1.95	119.41	10.03	5.43	4.59	-0.84	119.82	1.30
134.74	1.08	134.47	5.30	2.92	2.38	-0.54	134.74	0.68
149.8		149.8					149.8	

TABEL II.

Nr. 4. $n = 16.30$ long. knoop op 30.7 cm $\frac{1}{2} \lambda_l = 119.1$ cm trans. knoop op 64.1 cm $\frac{1}{2} \lambda_t = 85.7$ cm		Nr. 5. (Fig. 4b). $n = 12.60$ long. knoop nabij 0 trans. knoop op 38.8 cm $\frac{1}{2} \lambda_t = 111.0$ cm					Nr. 6. $n = 9.26$ trans. knoop nabij 0	
midden	long. amplitude	midden	long. amplitude	$\frac{1}{2}$ long. amp. naar boven	$\frac{1}{2}$ long. amp. naar beneden	verschil	midden	long. amplitude
0	2.02	0	2.02				0	2.02
7.70	1.60	7.68	3.75	1.90	1.85	-0.05	7.68	2.35
15.24	1.18	15.36	6.23	2.99	3.24	+0.25	15.21	2.52
30.33	0.35	30.71	10.93	5.08	5.85	+0.77	30.26	2.72
45.11	1.08	45.58	14.38	6.71	7.67	+0.96	45.06	2.88
60.01	1.93	60.25	16.65	8.08	8.57	+0.49	59.97	2.80
74.84	2.48	74.80	17.35	8.71	8.64	-0.07	74.83	2.60
89.80	2.60	89.38	16.48	8.65	7.83	-0.82	89.83	2.32
104.76	2.48	104.14	14.03	7.63	6.39	-1.24	104.74	1.92
119.68	1.85	119.03	10.10	5.70	4.40	-1.30	119.68	1.35
134.73	1.05	134.30	5.35	3.10	2.25	-0.85	134.73	0.72
149.8		149.8					149.8	

Verder valt het navolgende op te merken. Bij nr. 1 en nr. 4 is de plaats van de knoop der longitudinale trilling opgegeven. Deze kan niet op het negatief afgelezen worden, maar ik heb op de navolgende wijze getracht deze te vinden. Veronderstellen wij,

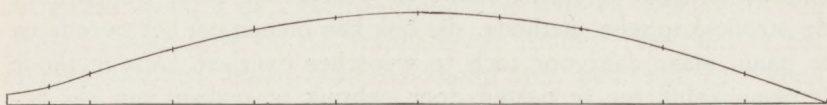


Fig. 4a.

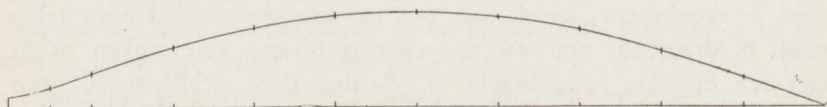


Fig. 4b.

dat de amplitude van de longitudinale trilling in de nabijheid van een knoop op soortgelijke wijze verandert als bij de transversale trilling, dan kan worden aangenomen, dat de verandering door een parabolische kromme voorgesteld kan worden en de ligging der knoop door middel van de interpolatieformule van Lagrange te vinden is. Bij nr. 1 b.v. ligt de longitudinale knoop in de nabijheid van het punt op 30,29. Berekent men de formule van Lagrange voor de drie punten op 15,26, 30,29 en 45,20 en zoekt men het punt waarvoor $dy/dx = 0$ is, dan vindt men daarvoor 31,8 als plaats van de longitudinale knoop. Voor de halve golflengte der longitudinale trilling volgt daaruit 118,0 cm.

Uitgaande van de halve golflengte der longitudinale en die der transversale trilling bij nr. 1 kan men met behulp der frequenties die bij nr. 2 en nr. 3 berekenen.

Voor nr. 2 vinden wij $\frac{1}{2} \lambda_l = 151,7$ cm en $\frac{1}{2} \lambda_t = 108,0$ cm. Lag de long. knoop juist bij 0 dan zou $\frac{1}{2} \lambda_l = 149,8$ cm zijn. Door de directe meting is gevonden $\frac{1}{2} \lambda_t = 107,7$ cm. Voor nr. 3 vinden wij $\frac{1}{2} \lambda_t = 150,3$ cm. wat 149,8 zou moeten zijn als de transv. knoop juist bij 0 lag.

Evenzoo vinden wij uitgaande van nr. 4: voor nr. 5 $\frac{1}{2} \lambda_l = 154,0$ cm en $\frac{1}{2} \lambda_t = 110,9$ cm, terwijl $\frac{1}{2} \lambda_l = 149,8$ cm zou moeten zijn als de long. knoop juist bij 0 lag en voor de transv. trilling door de directe meting $\frac{1}{2} \lambda_t = 111,0$ cm gevonden is. Voor nr. 6 vinden wij $\frac{1}{2} \lambda_t = 150,9$ cm, terwijl de waarde weer 149,8 cm zou moeten zijn als de transv. knoop juist bij 0 lag.

De behandelde photographieën leeren natuurlijk niet in welken zin de banen door de verschillende punten doorloopen worden en evenmin leeren zij de momenteele standen van den draad kennen, m.a.w. er is niet uit op te maken welke punten van de verschillende ellipsen of lijnen bij elkaar behooren. Het eerste is te vinden door de stroboskopische methode, die ook kan dienen om het tweede na te gaan, maar daarvoor toch te wenschen overlaat. Deze methode is gemakkelijk toe te passen door gebruik te maken van de beweging van den motor (Plaat 1, Fig. 3). Op de as daarvan is een schijf *a* aangebracht, waarvan de beweging door een koord zonder eind overgebracht wordt op een op eenigen afstand opgestelde schijf *b*, draaibaar om een as waarop tevens een zinken schijf met een opening aangebracht is. Achter deze schijf wordt een projectielantaarn zonder objectief zoo opgesteld, dat het door den condensor (of een zwakkere lens) gevormde beeld van de lichtbron (bij voorkeur gelijkstroombooglicht te nemen) bij de draaiing van de schijf op de opening valt. Het uit de opening komende divergeerende licht ¹⁾ wordt door een spiegel schuin op den draad geworpen. De draad wordt nu bij elke omwenteling één keer kort belicht. Is de middellijn van de schijf *b* iets grooter dan die van *a*, dan ziet men de witte punten van den draad langzaam hunne banen in de ware richting doorloopen. Valt er behalve het intermitteerende licht ook een zwak voortdurend licht op den draad, dan ziet men een krachtig verlicht punt de flauw verlichte baan beschrijven. ²⁾

Het stroboskopische onderzoek heeft de bevestiging gegeven van de phaseverschillen die volgens de theorie moeten bestaan. Als voorbeeld neem ik een geval dat voor onderzoek volgens de hierna te noemen methode der intermitteerende photographie minder geschikt is, omdat de draad niet in een plat vlak trilt, n.l. het geval, dat aan het eene eind van den draad een cirkelbeweging loodrecht op de richting van den draad wordt medegedeeld. Alle punten van den draad doorloopen dan cirkels loodrecht op de richting van den draad en deze cirkels worden alle in denzelfden zin doorloopen, maar alle punten zijn achter bij het punt, dat de beweging van den motor ontvangt. Stel dat de omwentelingstijd van den motor die is waarbij de draad twee halve golven vormt. Het punt

¹⁾ Indien dit licht te sterk divergeert, plaatst men tusschen de opening en den spiegel nog een convergeerende lens. In Maandbl. v. Natuurwet. 1896 is een mooiere maar minder eenvoudige verlichtingsmethode beschreven.

²⁾ Bij lesproeven met het apparaat. dat een enkelvoudige trilling geeft, is vooral een proef, waarbij de draad twee halve transversale of longitudinale golven vertoont. belangrijk om de tegengestelde beweging aan weerskanten van een knoop te demonstreeren. Voor de long. trilling neme men dan de twee evenwijdige draden met reepjes karton.

gelegen op $\frac{1}{4}$ van de lengte gerekend van den bewegingstoestel af ligt in den buik van de eerste halve golf en is een vierde deel van den cirkel achter bij het eerste punt. Dit is een overeenstemming daarmede, dat voor de twee transversale trillingen loodrecht op elkaar, waarin de cirkelbeweging kan worden ontbonden, de phase $\pi/2$ achter is bij de geapliceerde trilling. Het punt in het midden van den draad, waar de knoop valt, beschrijft een klein cirkeltje en is een halve cirkelomtrek achter bij het eerste punt. Het punt op $\frac{3}{4}$ van de lengte is $\frac{3}{4}$ cirkelomtrek achter bij het eerste punt en de phase ervan is dus tegengesteld aan die van den eersten buik. Gemakkelijk is nu na te gaan hoe het is bij de overeenkomstige proef nr. 8 van Plaat 1.

Bepaalde standen van den draad zouden te verkrijgen zijn door momentphotographie, maar daarbij zou niet de ligging van de punten in hunne banen blijken.

Volgens een nieuwe methode, die ik die der *intermitteerende photographie* heb genoemd, heb ik in 1895 photographieën verkregen, die alles leeren wat de stroboskopische methode en momentphotographieën samen kunnen doen kennen. Deze methode bestaat hierin, dat voor het objectief van de photographische camera een schijf met openingen draait en wel synchroon met den motor van den trillingstoestel. Deze schijf van zink is in Fig. 5 op de halve grootte afgebeeld. De beweging van de horizontale as van den motor wordt door middel van een krukje overgebracht op een as, die in het verlengde ervan ligt en die tot boven de oopen afstand van $2\frac{1}{2}$ m. geplaatste camera loopt. Aan het eind wordt de draaiing van deze as verticaal naar beneden overgebracht op de as waarop de schijf met openingen aangebracht is. De openingen passeeren vóór het objectief der camera, dat voorzien is van een

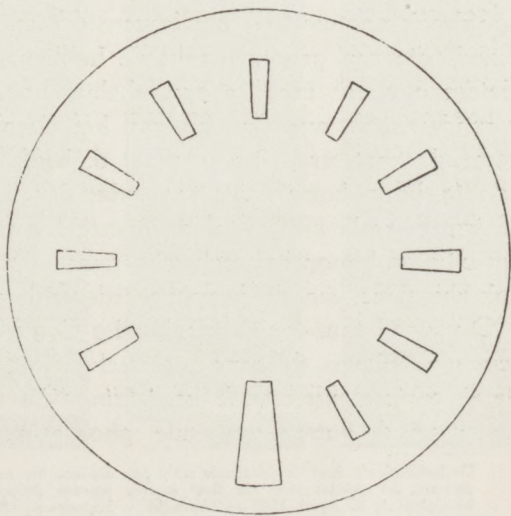


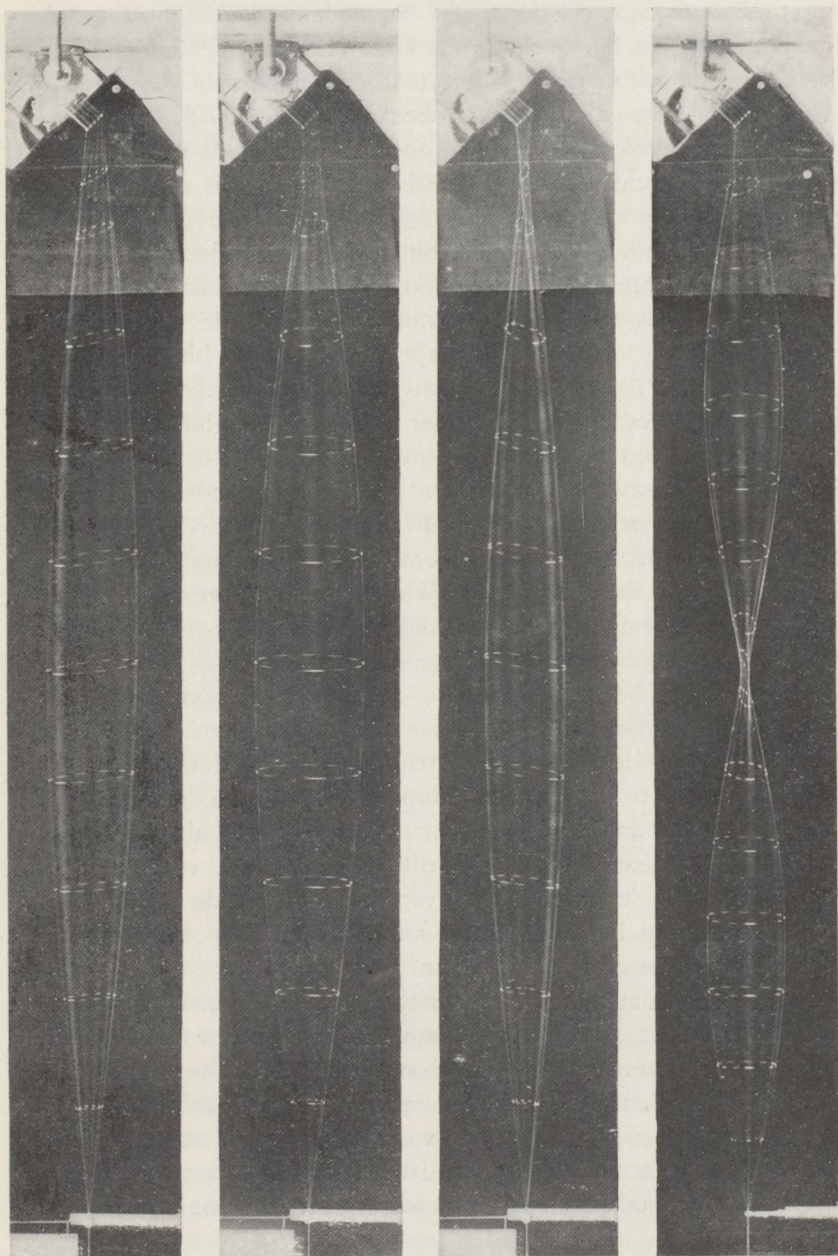
Fig. 5.

dop met een opening gelijk aan de grootste opening der schijf.¹⁾ De draaiing van de schijf heeft in dien zin plaats, dat de grootste opening wordt opgevolgd door de plaats waar een opening weggelaten is. De baan van een punt wordt aldus opgelost in een reeks van punten, waarvan één krachtiger is dan de anderen en waaraan één punt ontbreekt, zoodat de reeks van punten een pijl vormt met het krachtige punt als spits, welke pijl aangeeft in welken zin de baan doorloopen wordt, terwijl de opvolgende standen van den geheelen draad in de photo zijn af te lezen. Aldus zijn verkregen de photo's nr. 1, 2, 3 en 4, Plaat 7,²⁾ van proeven waarbij aan het boven-eind van den draad de schuine sinusbeweging werd medegedeeld. Het bovenste punt werd krachtig gephotographeerd in zijn laagsten stand. Bij deze proeven is de amplitude van de long. trilling van den draad klein en daarvoor het phaseverschil tusschen de geapliceerde trilling en de trilling van den draad gering. Bij nr. 1 is de halve golflengte van de transv. trilling grooter dan de lengte van den draad en is voor deze trilling het phaseverschil tusschen de geapliceerde trilling en de verdere punten van den draad ook klein. Bij nr. 2, overeenkomende met nr. 6 van plaat 5, ligt de knoop van de transv. trilling nagenoeg aan de trillingsbron, het phaseverschil van de geapliceerde trilling en de punten van den draad nabij de trillingsbuik is nagenoeg $\pi/2$. Bij nr. 3 is de halve golflengte van de transv. trilling kleiner dan de lengte van den draad. De phaseverandering bij de knoop is nu hoofdzaak en tusschen het bovenste punt en de punten van den draad, die een groote amplitude hebben, is het phaseverschil iets kleiner dan π . Het is opmerkelijk hoe snel het phaseverschil verandert aan weerskanten van het geval nr. 2. Nr. 4, overeenkomende met nr. 10 van plaat 6, heeft geen verdere toelichting noodig. Mooi komt daarbij uit, dat de ellipsen boven en beneden de transversale knoop in tegengestelden zin doorloopen worden en dat bij deze knoop het rechtsche punt in tijd overeenkomt met het linksche punt van de geapliceerde trilling.

Op het Natuur- en Geneeskundig Congres in 1911 heb ik behalve proeven volgens de stroboskopische methode ook proeven laten zien met *intermitteerende verlichting*, die op hetzelfde beginsel berusten als de intermitteerende photographie, maar gemakkelijker

¹⁾ De beste plaats voor de draaiende schijf zou die van het diaphragma van het objectief zijn, maar dan zou dit speciaal voor dit doel moeten worden geconstrueerd. Voor de overbrenging der beweging zie K. Akad. 1895 en Maandbl. v. Natuurwet. 1896. Bij herhaling zou tegenwoordig een electrische overbrenging te nemen zijn.

²⁾ Nr. 4 is vroeger reeds gepubliceerd; K. Akad. 26 Oct. 1895.



1

2

3

4

Plaat 7.

uit te voeren zijn, Bij de intermitterende verlichting is een dergelijke schijf als fig. 5, maar met cirkelvormige openingen in plaats van spleten, op de as van den motor aangebracht en heeft de verlichting plaats als bij de stroboskopische methode.¹⁾

Op het navolgende moet ik nog de aandacht vestigen. In § 1 van mijn proefschrift heb ik bij de beschouwing van de gedwongen trilling van een systeem in navolging van Rayleigh²⁾ nagegaan hoe de waarde van de energie bij den doorgang door den middenstand afhangt van de periode der kracht. Het blijkt dat deze energie haar maximumwaarde krijgt, wanneer de periode van de kracht gelijk is aan die van de ongedempte eigentrilling. Nu heeft echter Max Wien³⁾ aangetoond, dat het maximum der energie niet overeenkomt met het maximum der amplitude. Het laatste maximum treedt op bij een kleinere frequentie der kracht dan het eerste. Wat het phaseverschil tusschen de gedwongen trilling en de kracht betreft, geldt, dat dit $\pi/2$ bedraagt als de energie haar maximumwaarde heeft. In het geval dat de amplitude de maximumwaarde heeft is dit phaseverschil kleiner. Het onderscheid tusschen deze twee gevallen is bij zwakke damping gering, maar kan bij sterke damping belangrijk worden.

Brengen wij het voorgaande over op de gedwongen trillingen van een caoutchoucdraad dan is het te verwachten, dat het geval dat een knoop der gedwongen trilling van den draad ligt aan het uiteinde, dat in trilling wordt gebracht, niet de maximumamplitude bij den draad doet optreden, en omgekeerd, dat als men bij een proef de frequentie van den trillingstoestel zoo regelt, dat de amplitude van den draad zoo groot mogelijk is, de trillingsknoop niet precies aan het beginpunt van den draad ligt en het bovengenoemde phaseverschil iets kleiner dan $\pi/2$ is.

Ik had bij sommige mijner vroegere proeven reeds meenen op te merken, dat de grootste amplitude niet precies overeenkomt met het phaseverschil $\pi/2$, maar om het nader te onderzoeken heb ik in 1897, na het verschijnen van de verhandeling van Max Wien eenige photo's gemaakt van gevallen overeenkomend met of weinig verschillend van nr. 10 plaat 6. Als de ellipsen in de buiken horizontaal staan, kan men aannemen, dat voor de transversale

1) Door de firma P. M. Tamson wordt bij den trillingstoestel een schijf voor stroboskopisch onderzoek en een schijf voor intermitterende verlichting geleverd.

2) Theory of Sound, § 46 en 47.

3) Wiedem. Annalen 58, 725, 1896. Zie ook Helmholtz, Vorlesungen: Die Dynamik discreter Massenpunkte, 1898, p. 128, E. Budde, Zur Theorie des Mitschwingens, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 1911.

trilling het beschouwde phaseverschil $\pi/2$ is, mits de amplitude der longitudinale trilling zoo klein is, dat het daarbij optredend phaseverschil tusschen trillingsbron en draad te verwaarloozen is. Van 6 opnamen bij de frequenties 9.18, 9.14, 9.11, 9.07, 8.96 en 8.83 bleken bij de frequentie 9.11 de ellipsen in de buiken het best horizontaal te staan, maar bij de frequentie 9.07 de amplitude iets grooter te zijn dan bij de vorige, terwijl daarbij de ellips in de bovenste buik der transversale trilling van links naar rechts iets schuin naar boven loopt. Het verschil is echter zeer gering, zoodat het waargenomene misschien ook toegeschreven zou kunnen worden aan een klein maar toch niet geheel te verwaarloozen phaseverschil bij de longitudinale trilling. Bovendien kon ik niet beschikken over een instrument of inrichting om de amplituden der transversale trilling nauwkeurig te meten (de vroeger beschreven inrichting was alleen goed voor de bepaling van de plaats der knopen van de transversale trilling en van de amplituden der longitudinale trilling). Om deze redenen heb ik dit onderzoek niet gepubliceerd. Een volledige uitmeting van deze 6 negatieven en van andere uit mijne collectie komt mij echter toch in verband met de theorie van Elsas (1884) en die van Ghosh (1920) niet onbelangrijk voor.

Résumé.

Un aperçu des travaux de l'auteur sur les vibrations forcées transversales et longitudinales de fils de caoutchouc, publiées en partie en 1889—1896, avec des additions supplémentaires.

MODIFICATIEVERANDERINGEN BIJ ZIRKCOON EN HAFNIUM

door C. ZWIKKER.

Bij de meeste metalen neemt de specifieke weerstand met de temperatuur toe. Een gevolg hiervan is, dat het voltage van de gloeidraad uit een gloeilamp kleiner is, dan men zou berekenen in de onderstelling, dat de heele draad zich op de maximale temperatuur bevindt, omdat de afgekoelde uiteinden van de draad wegens hun geringere specifieke weerstand minder voltage per cm draadlengte opnemen dan een stuk uit het midden van de draad. Toen we ons er toe gingen zetten, deze z.g. „eindverliezen” ook voor zirkoondraden te bepalen, bleken ze negatief uit te vallen, d.w.z. het voltage van een gloeiende zirkoondraad is te hoog. Dit gaf aanleiding tot een nadere studie van de specifieke weerstand van zirkoon als functie van de temperatuur.

Het resultaat hiervan was het volgende. Vanaf kamertemperatuur neemt de spec. weerstand geleidelijk toe, om bij 1100° Kelvin een maximum te bereiken; daarna neemt hij af tot een minimum bij 1400° K. en neemt vanaf dit punt weer toe met de temperatuur. Een volkomen analoog gedrag heeft de specifieke weerstand van hafnium met een maximum bij 1600° K. en een minimum bij 1900° K¹⁾.

Een dergelijk verloop van de specifieke weerstand met de temperatuur kon door mij in de literatuur niet gevonden worden. De sprongen in de specifieke weerstand, die andere metalen vertoonen, zijn altijd bij een scherp te bepalen temperatuur. Of, als er traagheid is, zoodat de sprongen niet scherp zijn, is er toch altijd een temperatuur aan te geven (de overgangstemperatuur), tot waaraan men, bij komen zoowel van lage, als van hoge temperatuur, moet gaan, voordat er iets van de overgang is waar te nemen. Een zoodanige temperatuur is in het geval van zirkoon en hafnium niet aan te geven. De specifieke weerstand gaat integendeel heel geleidelijk door het maximum en het minimum.

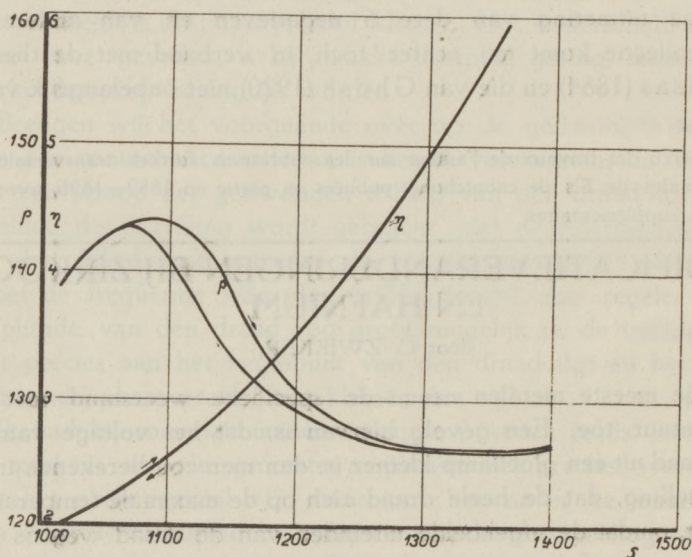


Fig. 1.

In de figuur zijn weergegeven de specifieke weerstand (ρ) van zirkoon, benevens de warmteuitstraling per cm^2 draadoppervlak (η), beide als functie van de absolute zwarte temperatuur. Deze metingen

1) Een gevolg hiervan is, dat zich in het afgekoelde uiteinde van een zirkoon- of hafniumgloeddraad steeds een gebied bevindt met abnormaal hoge spec. weerstand; de eveneens groote Joulewarmte van dit draadgedeelte werkt er toe mede de lengte van het afgekoelde draaduiteinde bij zirkoon en hafnium klein te maken, vergeleken bij die voor andere metalen: wolfram, platina.

zijn verricht aan een draad van 140 micron diameter, aan welke op een onderlinge afstand van 7,73 cm. twee dunne zirkoodraadjes (30 micron) waren bevestigd voor het meten van het voltage. De temperatuur is op optische wijze gemeten. De hierbij primair bepaalde „zwarte” temperatuur is nog om te rekenen op ware temperatuur met behulp van de waarde 0,32 voor het emissievermogen van zirkoon.¹⁾

De metingen zijn verricht zoowel bij stijgende als bij dalende temperatuur. Op de η -lijn had dit geen invloed. De ϱ -lijn vertoonde de hysteresislus, zooals die in de figuur door pijlen wordt aangegeven. Bij dalende temperatuur was ϱ kleiner dan bij stijgende. De getallen zijn in tabel I gegeven.

De blijkbaar aanwezige traagheid is alleen geconstateerd kunnen worden bij komen van de hoge temperatuur. Het maximum van de specifieke weerstand ligt bij $S=1090^\circ K$, d.w.z. $T=1150 K$, het minimum bij $S=1333^\circ K$, $T=1430^\circ K$. De verhouding van maximale tot minimale waarde van de specifieke weerstand is 1,14. Voor hafnium ligt het maximum ($177 \cdot 10^{-6}$ Ohm cm) bij $S=1500^\circ K$,

TABEL I.

Zwarte temperatuur ²⁾ S	↓ ϱ	↑ ϱ	η
1050	$142,8 \cdot 10^{-6}$	$142,8 \cdot 10^{-6}$	2,20
1100	144,0	140,7	2,56
1150	138,0	133,2	3,01
1200	130,8	129,0	3,52
1250	127,5	126,9	4,14
1300	126,4	126,1	4,88
1350	126,2	126,0	5,74
1400	126,5	126,5	6,63
1450	127,0	127,0	7,90
$^\circ K$	Ohm cm	Ohm cm	Watts/cm ²

wat overeenkomt — als we het emissievermogen van hafnium op 0,40 schatten — met een ware temperatuur $T=1600^\circ K$. Het minimum ($164 \cdot 10^{-6}$ Ohm cm) ligt $S=1760^\circ K$ of $T=1900^\circ K$. De verhouding van de maximale tot minimale weerstand is hier 1,08.

De stabiele toestand wordt weergegeven door de bovenste ϱ -lijn. Blijft men, op de terugweg op een zeker punt gekomen, wachten, dan loopt ϱ op tot aan de bovenste kromme. Merkwaardig is, dat

1) Burgess en Waltenberg, Bul. Bur. of St. II, 591, 1915.

2) Golflengte 652μ — $c_2 = 14\ 330$; goudpunt $= 1336^\circ K$.

dit komen tot de evenwichtsstand des te sneller gaat, naarmate de hysteresislus sneller doorlopen wordt. Zet men een draad, die langen tijd op 1300° zwart gegloeid heeft, plotseling op 1150° zwart, dan heeft men nauwelijks tijd om te constateeren, dat ϱ aanvankelijk te klein is ¹⁾.

Een dergelijke hysteresis als bij de $S - \varrho$ — kromme voorkomt, ontmoeten we ook bij de bestudeering van de thermische uitzetting en de electronenemissie. De thermische uitzetting is bestudeerd aan een zirkoodraad. De lengte neemt regelmatig toe, totdat zij vanaf $1100^{\circ} K$ vlugger toeneemt, om boven $1400^{\circ} K$ weer met de oude snelheid aan te groeien. Het verband tusschen de verlenging per cm koude draadlengte ($\Delta l/l_0$) en de temperatuur is als in tabel II.

TABEL II.

T	$\frac{\Delta l}{l_0}$	$\frac{\Delta l}{l_0}$
	stijgende temperatuur	dalende temperatuur
1000	0,00441	0,00441
1100	0,00506	0,00506
1200	0,00600	0,00622
1300	0,00700	0,00708
1400	0,00780	0,00785
1500	0,00845	0,00845

Extrapoleeren we de dilatatie-kromme, die beneden 1100° geldt tot voorbij het overgangsgebied, dan blijkt, dat de bij hoogere temperatuur bestaande zirkoon-modificatie een specifieke lengte heeft, die 1% groter is dan die van de bij lage temperatuur bestaande modificatie, d.w.z. 3% groter volume.

De hysteresislus in de electronenemissie-temperatuur-karakteristiek is bestudeerd aan hafnium.

(De overganstemperatuur voor zirkoon ligt te laag voor reproduceerbare emissiemetingen). Bij dalende temperatuur hebben we lager emissie dan bij stijgende temperatuur, tegengesteld dus als bij thermische traagheid gevonden zou worden. Midden in de hysteresislus, die zich van 1500 tot 1950° uitstrekte, was de emissie voor dezelfde temperatuur op de heenweg 1,60 keer die op de terugweg.

Ik geloof wel, deze verschijnselen als een modificatieverandering te mogen interpreteren. Bovendien is het uitwendig aan de draden waar te nemen, dat er bij passeeren van het overgangsgebied een omkristalliseeren plaats heeft. Heeft men b.v. lang met een draad geëxperimenteerd, daarbij telkens het overgangsgebied passerende, dan krijgt hij een zeer onregelmatige vorm: hoekig en van varieerende dikte. Maakt men een draad van een temperatuur, liggende boven

¹⁾ Dit verschijnsel vertoont eenige analogie met door W. Gerlach waargenomen verschijnsel (Z.f. Physik 38, 1926, 828), dat het remanente magnetisme van ijzer-éénkristallen des te kleiner is, naarmate het magnetische veld vlugger verdwijnt.

zijn overgangsgebied, plotseling koud, dan maakt hij zeer onregelmatige, schokkende bewegingen, wat bij dikke draden gepaard gaat met een duidelijk waarneembaar kraken. Het is ons ook meer dan eens overkomen, dat een op vrij hoge temperatuur gloeiende zirkondraad bij plotseling uitschakelen doorbrak.

Bij eenvoudige modificatieverandering, waarbij het molecuul geen verandering ondergaat, ligt echter volgens de fasenregel van Gibbs de overgangstemperatuur vast. De geleidelijke overgang, zooals door ons gevonden, zou dus wijzen op een verandering in het molecuul¹⁾, wat in dit geval wil zeggen op een verandering in het atoom.

Stel de concentratie van de bij lage temperatuur bestaande modificatie (zirkoon α) gelijk aan n , die van de andere modificatie (zirkoon β) gelijk aan $1 - n$, dan hangt de evenwichtsconstante

$K = \frac{n}{1 - n}$ als volgt van de temperatuur af:

$$\log K = -\frac{A}{T} + B,$$

waarin A gelijk is aan 4,57 keer de omzettingwarmte. Door nu in het overgangsgebied de specifieke weerstand bij eerste benadering te schrijven:

$$\varrho = n \varrho_{\alpha} + (1 - n) \varrho_{\beta},$$

kon ik uit de gemeten ϱ - T -kromme het n - T -verband uitrekenen en daaruit de omzettingwarmte. Ik vond voor dit laatste bij zirkoon ongeveer 60.000 cal. per. gr. atoom. Echter verzet zich de volgende waarneming tegen de opvatting van een verandering in het atoom. Bij een mengsel van zirkoon en hafnium zou men dan twee keer een overgang verwachten, Metingen aan draad, bestaande uit 70% hafnium en 30% zirkoon gaven slechts één anomalie in de ϱ - T -kromme, liggende bij een temperatuur tusschen die voor zuiver zirkoon en die voor hafnium. ($\varrho_{\max} = 159 \cdot 10^{-6}$ ohm cm bij $T = 1330^{\circ} K$; $\varrho_{\min} = 137 \cdot 10^{-6}$ ohm. cm. bij $T = 1680^{\circ} K$).

Er zal voor de continue overgang der beide modificaties in elkaar dus nog een andere verklaring gezocht moeten worden.

Summary.

Zircon between 1150° and $1430^{\circ} K$. and hafnium between 1600 and $1900^{\circ} K$. transform into another modification, as indicated by the conduct of the resistivity, the thermal dilatation and the thermionic emission. Hysteresisphenomena occur.

¹⁾ Dr. v. Arkel maakte me er op attent, dat een dergelijk gedrag verklaard zou kunnen worden door aan te nemen, dat de parameters van de atomen in de elementaircel van het zirkoonkristal niet volkomen vast zijn, maar iets varieerbaar, waardoor vanaf een zekere temperatuur een andere groepvorming kan optreden, die betrekkelijk continu uit de oude groepvorming onstaat. Tot nog toe is echter nog van geen metaal gebleken, dat het een z.g. „parameterstructuur“ had.

DE OVEREENKOMST TUSSCHEN DE STROOMVERDEELING BIJ HET SKINEFFECT EN DE GEDAANTE VAN EEN HYDROSTATISCH BELASTE MEMBRAAN

door M. J. O. STRUTT.

Om de stroomverdeling bij het skineffect, d.w.z. de verdeling van een wisselstroom over de doorsnede van een geleider te vinden, gaan we uit van de hoofdvergelijkingen van Maxwell:

$$\text{curl } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} [\mathbf{S} + \dot{\mathbf{D}}],$$

$$\text{curl } \mathbf{F} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}},$$

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H},$$

$$\mathbf{D} = \frac{\varepsilon}{4\pi} \mathbf{F},$$

waarin $\mathbf{H}$ = magnetische kracht,
 $\mathbf{B}$ = magnetische inductie,
 $\mathbf{F}$ = elektrische kracht,
 $\mathbf{D}$ = diëlectrische verplaatsing,
 $\mathbf{S}$ = geleidingsstroomdichtheid,
 μ = permeabiliteit,
 ε = diëlectrische konstante,
 c = lichtsnelheid.

Wanneer een letter vet gedrukt is, heeft ze de beteekenis van een vector. Een punt boven de letter geeft aan de differentiatie naar den tijd.

In den geleider geldt nog de vergelijking:

$$\mathbf{F} = \varrho \cdot \mathbf{S},$$

waarin ϱ = specifieke weerstand.

Door op de tweede vergelijking den operator curl toe te passen en vervolgens $\mathbf{H}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{F}$ uit de 5 vergelijkingen te elimineeren, vindt men:

$$\text{curl curl } \mathbf{S} = -\frac{4\pi}{c^2 \cdot \varrho} \cdot \mu \cdot \dot{\mathbf{S}} - \frac{\mu \cdot \varepsilon}{c^2} \cdot \ddot{\mathbf{S}}.$$

We stellen alle vectoren evenredig met $e^{i\omega t}$.

$$\omega = 2\pi \cdot \text{frequentie},$$

$$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$\lambda = \text{golflengte}.$$

Behalve door de exponent van e zijn de vectoren onafhankelijk van den tijd. Dan kan men de enkele en dubbele differentiatie naar den tijd resp. vervangen door de factoren $i \cdot \omega$ en $-\omega^2$. De bovenstaande vergelijking in S verkrijgt zodoende den vorm

$$\nabla \operatorname{div} \mathbf{S} - \Delta \mathbf{S} = -\frac{4\pi}{c^2 \cdot \varrho} \mu \cdot i \cdot \omega \cdot \mathbf{S} + \frac{\mu \cdot \varepsilon \cdot \omega^2}{c^2} \cdot \mathbf{S}.$$

Bij alle practische toepassingen zijn de geleiderlengte en de geleiderdoorsnede klein ten opzichte van de golflengte λ . Voor een frequentie van 50 Hertz is b.v. $\lambda = 6000$ Km. De beschouwde geleiderstukken zijn steeds zeer veel kleiner. In dit geval mag men met groote benadering schrijven:

$$\operatorname{div} \mathbf{S} = 0, \text{ en dus:}$$

$$\Delta \mathbf{S} = \left[\frac{4 \cdot \pi \cdot \mu \cdot i \cdot \omega}{c^2 \cdot \varrho} - \frac{\mu \cdot \varepsilon \cdot 4 \pi^2}{\lambda^2} \right] \cdot \mathbf{S}.$$

Wegens het bovengezegde over de golflengte is ook de tweede term van den konstanten factor in het tweede lid klein ten opzichte van de eerste. De stroomdichtheid voldoet derhalve aan de differentiaalvergelijking

$$\Delta \mathbf{S} = 2 \cdot i \cdot \alpha^2 \cdot \mathbf{S}. \quad (1)$$

Bij gebruik van practische eenheden (Volt, Ampère, Ohm, enz) wordt

$$\alpha^2 = \frac{2 \cdot \pi \cdot \mu \cdot \omega \cdot 10^{-9}}{\varrho}. \quad (2)$$

Men leidt gemakkelijk af, dat buiten den geleider de electriche kracht voldoet aan de golfvergelijking

$$\Delta \mathbf{F} = \frac{\varepsilon \cdot \mu}{c^2} \cdot \ddot{\mathbf{F}},$$

of

$$\Delta \mathbf{F} = -\frac{\varepsilon \cdot \mu \cdot \omega^2}{c^2} \cdot \mathbf{F} = -\frac{\varepsilon \cdot \mu \cdot 4 \pi^2}{\lambda^2} \cdot \mathbf{F}. \quad (3)$$

Daar de goflengte zeer groot is ten opzichte van de afmetingen der geleiderdoorsnede, mag men in de nabijheid van den geleider (3) vervangen door

$$\Delta \mathbf{F} = 0. \quad (4)$$

Wanneer er geen teruggeleiders, enz. in de buurt zijn, dan is het opgedrukte electrische veld in de omgeving van den geleider ten naaste bij homogeen, zoodat de vergelijking (4) opgelost wordt door

$$\mathbf{F} = \text{constant}. \quad (5)$$

Daar de electrische kracht evenwijdig aan de geleiderlengte loopt, en de tangentiële component er van continu door het grensvlak tusschen twee media heen gaat, is de electrische kracht ook binnen den geleider constant langs den heelen omtrek der doorsnede. Uit de vergelijking

$$\mathbf{F} = \varrho \cdot \mathbf{S}$$

volgt dan dat ook de stroomdichtheid langs den omtrek van de geleiderdoorsnede een constante waarde bezit.

Nemen we de lengterichting van den rechten geleider tot ζ -richting en stellen we voorts wegens het reeds boven ten opzichte van de geleiderlengte opgemerkte

$$\frac{\partial S}{\partial \zeta} = 0,$$

dan volgt uit de vergelijking (1), dat de stroomdichtheid, die alleen een ζ component bezit, voldoet aan de differentiaalvergelijking:

$$\Delta_{\xi, \eta} S = 2 \cdot i \cdot a^2 \cdot S. \quad (6)$$

We beschouwen thans een hydrostatisch belaste membraan. Uit fig. 1 blijkt de opstelling van de membraan en de ligging der coördinatenassen. De uitbuiging van de membraan zij klein ten opzichte van de afmetingen van het membraanoppervlak. Dan blijft de spanning in de membraan bij belasting nagenoeg constant. De spanning zij p [kg. cm⁻²]. Verder zij δ de dikte van de membraan in cm. Snijden we uit de membraan een oppervlakte-element met de zijden dx en dy , dan werkt op de zijde dy van dit element een kracht

$$p \cdot \delta \cdot dy.$$

Deze kracht bezit in de richting van de uitbuiging u een component, waarvoor wij, daar u zeer klein is, schrijven mogen

$$p \cdot \delta \cdot dy \cdot \frac{\partial u}{\partial x}.$$

In de x -richting een stukje dx verder gaande, vindt men een krachtcomponent in de richting van u :

$$p \cdot \delta dy \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + p \cdot \delta \cdot dy \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \cdot dx.$$

De krachten, werkende op de zijden dy van het oppervlakte-element geven dus een kracht van

$$p \cdot \delta \cdot dy \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

in de u -richting. Evenzoo vindt men door beschouwing der op de zijden dx werkende krachten een kracht van

$$p \cdot \delta \cdot dy \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

in de u -richting. Deze krachten maken evenwicht met het gewicht der aan het element $dx dy$ hangende vloeistofkolom:

$$0 = p \cdot \delta dx \cdot dy \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \varrho \cdot 10^{-3} \cdot dx \cdot dy \cdot (c - u)$$

$$\varrho = \text{soortgelijk gewicht in } \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}.$$

We stellen

$$c - u = Z,$$

waardoor de differentiaalvergelijking den vorm verkrijgt:

$$\Delta_{x,y} Z = \beta^2 \cdot Z. \quad (7)$$

$$\beta^2 = 10^{-3} \cdot \frac{\varrho}{p \cdot \delta}. \quad (8)$$

Men overtuigt er zich gemakkelijk van, dat door de transformatie:

$$x = \xi \cdot \frac{\beta}{a} \cdot \frac{1}{1+i}; y = \eta \cdot \frac{\beta}{a} \cdot \frac{1}{1+i}. \quad (9)$$

de differentiaalvergelijking (7) overgaat in

$$\Delta_{\xi,\eta} Z = 2 \cdot i \cdot a^2 \cdot Z. \quad (10)$$

De randkromme van de membraam zij van den vorm

$$f(x, y) = 0. \quad (11)$$

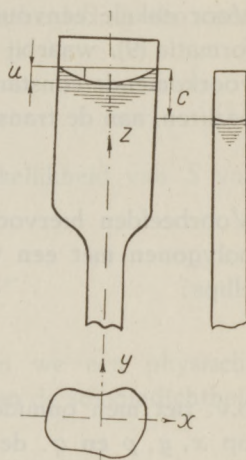


Fig. 1.

Voor enkele eenvoudige soorten van krommen gaat door de transformatie (9), waarbij dan natuurlijk ook de in de vergelijking (11) voorkomende constanten, die de beteekenis (dimensie) van een lengte bezitten, aan de transformatie deelnemen, de vergelijking (11) over in

$$f(\xi, \eta) = 0. \quad (12)$$

Voorbeelden hiervoor zijn: de krommen van den tweeden graad, polygonen met een willekeurig (eindig) aantal hoekpunten. Bij een ellips:

$$\frac{x^2}{p^2} + \frac{y^2}{q^2} = 1$$

b.v. ziet men onmiddellijk, dat doortoepassing der transformatie (9) op x, y, p en q , de vergelijking onstaat:

$$\frac{\xi^2}{\pi^2} + \frac{\eta^2}{k^2} = 1.$$

Bij de membraan luidt de randvoorwaarde, dat Z langs de kromme $f(x, y) = 0$ constant is. Neemt men een geleider met de randkromme $f(\xi, \eta) = 0$, dan luidt de randvoorwaarde voor de stroomdichtheid, dat S langs de kromme $f(\xi, \eta) = 0$ constant is. Door de transformatie (9) gaat de differentiaalvergelijking (7) over in (10). We beschouwen uitsluitend randkrommen, waarbij (11) door de transformatie (9) overgaat in (12). Voor deze randkrommen gaan dus de randvoorwaarden der differentiaalvergelijking (7) over in volkomen gelijkvormige randvoorwaarden voor de differentiaalvergelijking (10). Deze bezit op haar beurt dezelfde vorm als (6). Daar ook de randvoorwaarden van (10) en (6) overeenkomen, en men kan aantoonen, dat de differentiaalvergelijkingen (6), (7) en (10) voor bepaalde randvoorwaarden één en slechts één oplossing bezitten, zijn de oplossingen der vergelijkingen (6) en (10) identiek.

Nu kan men de oplossing van (7) voor willekeurige randen door het experiment bepalen. Men vindt een grafische functie Z van x en y . Deze grafische functie kan men met behulp van een orthogonaalsysteem van functies in een analytischen vorm brengen, b.v. met behulp van een reeks van Fourier:

$$Z = \sum_{m,n} A_{m,n} \sin m x \cdot \sin n y + \sum_{m,n} B_{m,n} \cos m x \cdot \cos n y.$$

Op deze analytische functie past men de transformatie (9) toe met inachtneming van de boven gegeven regel voor de transformatie

der constanten. Men vindt dan de stroomdichtheid S als een complexe functie der coördinaten:

$$S = g(\xi, \eta) + i \cdot h(\xi, \eta). \quad (13)$$

Let men op de vroeger aangegeven afhankelijkheid van S van den tijd, dan wordt:

$$S = [g(\xi, \eta) + i \cdot h(\xi, \eta)] \cdot e^{i\omega t},$$

Aan het reële deel dezer uitdrukking kennen we een physische beteekenis toe. Men ziet licht, dat de phase van de stroomdichtheid in ieder punt wordt bepaald door

$$\tan \psi = \frac{h(\xi, \eta)}{g(\xi, \eta)}.$$

Met behulp der aangegeven werkwijze is het dus mogelijk, in elk punt der geleiderdoorsnede de stroomdichtheid zoowel in grootte als in phase te vinden. Wanneer éénmaal de stroomdichtheid in den vorm (13) gevonden is kan men ten slotte de impedans van van den geleider bepalen. Deze bepaling heeft dus plaats, zonder een electriche meting uit te voeren, wat gezien de groote experimenteele moeilijkheden, die zich bij een nauwkeurige elektrische bepaling van de impedans voordoen, van voordeel kan zijn. Het zij nog opgemerkt, dat geen experimenteele middelen bekend zijn, om op electriche wijze de verdeeling van een wisselstroom over een geleiderdoorsnede te onderzoeken.

Voor vele nuttige wenken bij dezen arbeid ben ik Prof. Dr. A. D. Fokker zeer tot dank verplicht.

Zusammenfassung.

Es wird auf Grund einer Analogie zwischen der Gestalt einer hydrostatisch belasteten Membran und der Verteilung eines Wechselstroms über einen Leiterquerschnitt eine Methode angegeben, welche erlaubt, diese Verteilung theils experimentell, theils durch Rechnung der Grösse sowie der Phase nach zu ermitteln. Es lässt sich mit Hilfe dieser Methode auch die Impedanz eines Wechselstromleiters bestimmen, ohne dass es notwendig wäre, eine elektrische Messung auszuführen.

Delft, 4 November 1926.

NATUURKUNDIG LABORATORIUM
DER TECHNISCHE HOOGESCHOOL.

HET ONDERZOEK VAN PENTAPRISMA'S

door J. F. SIRKS.

Om lichtstralen een afwijking van 90° te geven kan men o.a. gebruik maken van 2 spiegels onder een hoek van 45° of pentaprisma's, waarbij de vlakken AF en BD verzilverd zijn. Fig. 1 geeft een horizontale doorsnede $CAFDB$ loodrecht op de ribben, die als evenwijdig zullen worden aangenomen. Het beschouwde prisma heeft dus geen pyramidale fout.

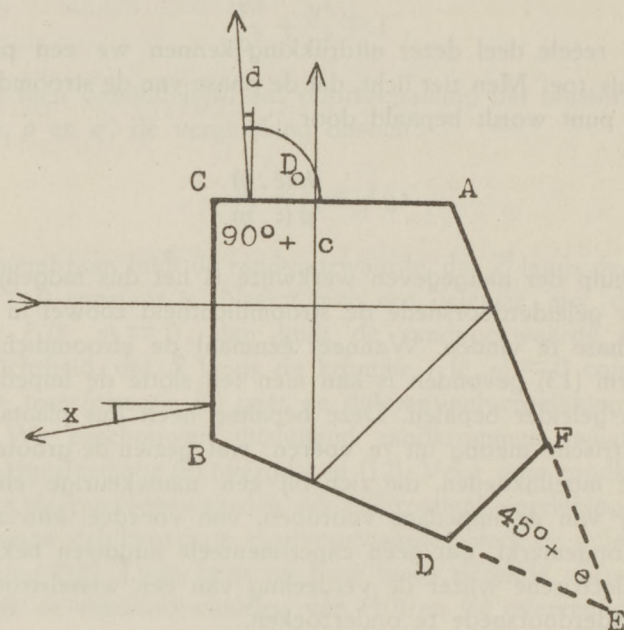


Fig. 1.

Wanneer $\angle C = 90^\circ 0' 0''$ en $\angle E = 45^\circ 0' 0''$ bedraagt, zal een loodrecht op BC invallende horizontale lichtstraal volgens de loodlijn op AC uittreden. Gewoonlijk zullen door onnauwkeurig slijpen fouten in de hoeken optreden; voor een $\angle C = 90^\circ + c$ en $\angle E = 45^\circ + e$ maakt de uittredende straal een $\angle d$ met de loodlijn op AC , zoodat de totale afwijking $D_0 = 90^\circ + d$ bedraagt, waarin

$$d = 2ne - (n-1)c. \quad (1)$$

als n de brekingsindex is. Voor $n = 1,5$ ontstaat de eenvoudige formule:

$$d = 3e - \frac{1}{2}c,$$

een fout in $\angle E$ heeft dus een zesmaal grooteren invloed dan eenzelfde fout in $\angle C$.

Om de afwijking $(90^\circ + d)$ te kennen, moeten dus de fouten in de hoeken van 90° en 45° bekend zijn; d is onafhankelijk van de fout in de hoeken A en B .

Aubertin¹⁾ heeft aan een pentaprisma van een afstandmeter „Barr and Stroud” de fout d uit een dergelijke formule berekend. Hij handelde als volgt:

Wanneer men een op oneindig gestelden kijker met een Gauss-oculair tegenover een pentaprisma opstelt, zoodanig dat de optische as loodrecht op het zijvlak BC (Fig. 1) gericht is, dan wordt door terugkaatsing op BC een beeld van het dradenkruis in de kijker gevormd (autocollimatie). Gewoonlijk neemt men een tweede beeld waar, door inwendige terugkaatsing op AC gevormd en dat tengevolge van de fouten in de prismahoeken niet met het eerste samenvalt.

De horizontale hoekafstand x dezer beelden werd door Aubertin met een oculairmikrometer van een bekende hoekwaarde gemeten, de fout d volgde uit:

$$d = -\frac{n-1}{2n} x + 2e$$

welke formule uit (1) volgt door de fout c te elimineeren.

Uit een eenvoudige meetkundige beschouwing wordt

$$x = 2n(c - 2e)$$

gevonden. Ten onrechte geven Moffitt²⁾ en Uhink³⁾ hiervoor respectievelijk op: $2nc$ en $2n(c - e)$.

Wij noemen $x +$, als in den stand van fig. 1 de uittredende stralen rechts van de invallende het pentaprisma verlaten. In een astronomischen kijker ziet men dan het beeld van het achtervlak rechts van het beeld door het voorvlak ontworpen. Welk beeld van BC , welk van AC afkomstig is, kan men beslissen door het vlak AC te beademen, het bijbehorend beeld wordt dan lichtzwakker.

Bij andere invalshoeken i kan men door autocollimatie in pentaprisma's dergelijke hoewel lichtzwakkere dubbelbeelden verkrijgen,

1) A. Aubertin. Revue d'Optique 7, 276, 1923.

2) G. W. Moffit. Journ. Opt. Soc. Am. 7, 849, 1923.

3) W. Uhink. Z.S. f. Instr. 9, 469, 1926.

die door Uhink uitvoerig behandeld worden. In één dezer beelden n.l. voor $i = 10^\circ$ werd door Aubertin de horizontale hoekafstand x_1 gemeten, met behulp waarvan e uit

$$x_1 = 8 n \frac{\cos r}{\cos i} e \dots \dots \dots$$

bepaald kan worden, als r de hoek van breking voorstelt. Het prisma werd op een verdeelde schijf opgesteld, waarmede i tot in $5'$ gemeten werd. Een lichtbron van groote sterkte (1000 kaars) was noodig om beelden van voldoende helderheid tengevolge van de 5 reflexies te doen verschijnen.

Bij bekende d en e werd de fout c uit form. (1) gevonden.

De brekingsindex n werd in 2 decimalen door autocollimatie volgens de methode van Abbe als volgt gemeten:

Bij een invalshoek van ongeveer $35\frac{1}{2}^\circ$ neemt men in den kijker met Gauss' oculair één of twee spectra van grooter helderheid dan de dubbelbeelden waar. Bij het eene spectrum, door de lichtstralen (1) — fig. 2 — gevormd, worden de stralen loodrecht door het vlak AF teruggekaatst; de invalshoek i verandert met de golflengte van het licht,

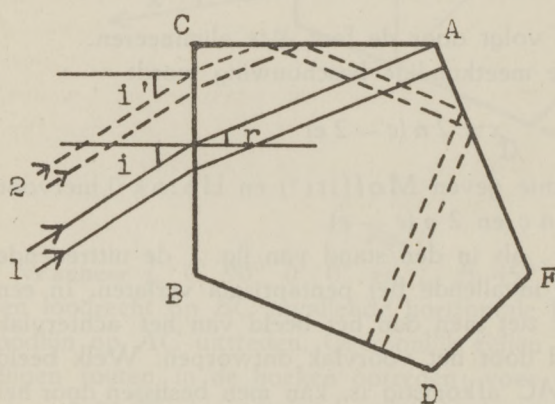


Fig. 2.

n volgt uit

$$n = \frac{\sin i}{\sin 22^\circ 30'}.$$

Aubertin had hiervoor het dradenkruis in het brandvlak van het afzonderlijk opgestelde objectief door een nauwe spleet vervangen en draaide het prisma vanuit den stand $i = 0$, tot de gele

stralen loodrecht door AF werden teruggekaatst.

Door waarneming van een ander der bovengenoemde dubbelbeelden kan de fout in den hoek A of B gevonden worden. Echter zijn deze hoeken, zooals boven gezegd, voor den stralenloop van minder belang.

Gemakkelijker voert men dergelijke metingen op een spectrometer met draaibare tafel en vaststaanden kijker met Abbe-oculair uit; voor het waarnemen van de 2 in den kijker gevormde spleetbeelden bij $i = 0^\circ$ is dan geen sterke lichtbron noodig, daar beelden van een verticale oculairspleet lichtsterker zijn dan van een dradenkruis. Door draaiing van het prisma wordt de horizontale hoekafstand x op het hier aanwezige instrument met afleesmicroscopen tot in boogseconden gemeten. De fout c vindt men door autocollimatie (1 reflexie) op de vlakken BC en AC .

Daar de fout e , wegens de verzilvering der vlakken BD en AF niet rechtstreeks bepaald kan worden, wordt in de formule (1) e door x vervangen, zoodat de fout d uit de eenvoudige formule

$$d = c - \frac{1}{2} x$$

volgt en de fout e uit formule (1).

Voorbeeld: pentaprisma Zeiss: opening $52 \times 52 \text{ mm}^2$
 waargenomen: $c = -30''{,}5$, $x = -128''$, $n = 1{,}5176$,
 berekend: $d = +33''$, $e = +6''$.

Ter controle werd van de zilverlaag der vlakken BC en AC een deel weggenomen en $e = +7''$ rechtstreeks gemeten.

Voor de bepaling van n keeren wij tot Fig. 2 terug.

De lichtstralen „2”, die loodrecht door het vlak BD teruggekaatst worden, geven ook aanleiding tot een spectrum. Nauwkeurig kan men n bepalen door de spleet met een Hg lamp te verlichten, men verkrijgt dan 2 lijnenspectra naast elkaar, waarin bijv. voor de groene Hg lijn de hoeken i en i' te bepalen zijn, die ter controle 2 waarden van n geven in 4 decimalen.

De fout a in den hoek A volgt dan uit

$$i - i' = n \frac{\cos 22^\circ 30'}{\cos i} (e - 2a).$$

Voorbeeld: pentaprisma als boven.

waargenomen: $i = 35^\circ 30' 14''$, $i - i' = -4' 38''$
 berekend: $a = +84''$

terwijl een directe meting $a = +85''{,}5$ gaf.

Aan deze methode met den spectrometer, waarbij gebruik gemaakt wordt van de gemakkelijker waar te nemen spleetbeelden en de fouten c , d en e eenvoudiger bepaald worden, meen ik de voorkeur te moeten geven boven die van Aubertin.

Leiden, November 1926.

„RIJKSZEEINSTRUMENTEN”.

EENIGE OPMERKINGEN OVER DE METHODIEK EN DE DIDACTIEK VAN HET ONDERWIJS IN DE NATUURKUNDE OP DE MIDDELBARE SCHOOL

door E. E. MOGENDORFF.

In het laatste decennium heeft men zich meer dan vroeger verdiept in het doel en de strekking van het onderwijs op elk gebied. Men wenscht voorgoed te breken met de scholastiek; de leerlingen moeten worden opgeleid tot zelfstandig waarnemen en tot logisch denken.

Het komt niet in de eerste plaats aan op de technische vaardigheid bij het oplossen van vraagstukken, de parate kennis van een aantal natuurwetten en de wiskundige formuleering daarvan, hoe nuttig en hoe onmisbaar ook; de hoofdzaak is het juiste inzicht in de wijze, waarop kennis van de natuurverschijnselen verkregen kan worden en begrip van het onderlinge verband daarvan. Hetzelfde streven spreekt voor het onderwijs in de wiskunde op de H.B.S. met 5 j. c. uit het rapport van de Wiskunde Commissie, dat in dit voorjaar werd uitgebracht en waarin een verdieping van het inzicht en meerdere ontwikkeling van het functioneele denken wordt aanbevolen; de technische vaardigheid dient een secundaire rol te spelen.

De natuurkunde neemt onder de reeks van vakken, die op een middelbare school onderwezen worden, een eervolle plaats in. Het experiment doet met de natuurkunde zijn intrede en het trekt onmiddellijk de belangstelling van de jeugd. De docent moet deze natuurlijke belangstelling levendig houden. Ernstig kom ik op tegen de opvatting, als zouden de bekende proeven, die het bestaan van den luchtdruk demonstreeren, tot de physica amusante gerekend moeten worden. De klassieke proeven in de juiste volgorde genomen en in goed verband besproken vormen een stevig en duurzaam fundament voor de natuurkundige ontwikkeling. In een elementair leerboek bestemd voor leerlingen, die voor het eerst onderwijs in de natuurkunde krijgen, mag de bekende proef met de halve bollen van den burgemeester van Maagdenburg niet ontbreken en evenmin dient een korte behandeling van de pomp, van de pipet en van den hevel achterwege te blijven.

In het eerste leerjaar behoort men alle aandacht te schenken aan het experimenteele karakter van de natuurkunde. Hiervoor zijn twee redenen aan te voeren: 1e Het onderwijs, dat op het experiment gebaseerd is, en dat uit den aard der zaak aanschouwelijk gegeven kan worden, is zeer geschikt voor leerlingen van 14 tot 16 jarigen leeftijd en het houdt de belangstelling levendig, 2e het onderwijs, dat aldus gegeven wordt is er op gericht, om de leerlingen inzicht bij te brengen in de wijze, waarop kennis van de natuurverschijnselen verkregen wordt.

Het lijkt mij in verband hiermede dan ook zeer verkeerd, om de eerste lessen in de natuurkunde te besteden aan de afleiding van de bewegingsvergelijkingen van de eenparig veranderlijke beweging en van de grondbeginselen der dynamica. Ieder, die weet hoe ver de vorderingen in de wiskunde voor de leerlingen van de 3e klasse reiken, zal moeten toegeven, dat er van een strenge afleiding van de bewegingsvergelijkingen der eenparig veranderlijke beweging geen sprake kan zijn. Het massabegrip is voor beginners veel te moeilijk; dit is in nog hoogere mate het geval met arbeid en arbeidsvermogen. De natuurkunde is een natuurwetenschap en daaruit volgt, dat voor het onderwijs een andere behandeling vereischt wordt, dan voor de wiskunde. Misschien zijn er onder de lezers, die meenen, dat hier een onbestreden waarheid wordt geuit en dat het geheel overbodig is, dit nog eens in het licht stellen. Men behoeft echter slechts de eerste pagina's van menig elementair leerboek der natuurkunde in te zien, om zich van het tegendeel te overtuigen.

Indien de mogelijkheid daartoe bestond zou men in de lagere klassen al eenigen tijd kunnen besteden aan eenvoudige natuurkundige verschijnselen, op dezelfde wijze zooals dit in Duitschland in de zoogen. Obertertia en zelfs soms in de Untertertia geschiedt. Die mogelijkheid is op onze Hoogereburgerscholen en Gymnasiën buitengesloten of ze is althans zeer klein wegens de zware belasting der leerlingen met het leeren van de drie vreemde talen, waarbij op het gymnasium bovendien nog de beide oude talen komen. De docenten in de aardrijkskunde en in de plant- en dierkunde zullen er rekening mede moeten houden, dat de leerlingen in de beide laagste klassen nog elk inzicht in natuurkundige verschijnselen missen en het ligt op hun weg eenige nadere verklaring te geven, wanneer de behandeling van de leerstof daartoe aanleiding geeft. Het zou de moeite loonen, om de problemen op te schrijven,

waarvoor de jeugdige leerlingen van de beide laagste klassen der middelbare school komen te staan en het zou een dankbaar werk zijn, om voor deze natuurkundige vragen een antwoord te zoeken, dat binnen het bevattingsvermogen van de jeugd zou vallen.

Gewoonlijk hebben wij in de derde klasse van onze Gymnasiën en H. B. S. met leerlingen te werken, die de eerste beginselen nog moeten leeren. Vraagt men zich nu af, welke leerstof voor deze klasse het meest geschikt is, dan denkt men aan het parallelogram van krachten, de wet van Archimedes, de bepaling van het soortelijk gewicht, de proef van Torricelli; men denkt aan de thermometrie, de calorimetrie en aan de verschijnselen bij de verandering van de vaste stof in vloeistof en damp, en de ervaren docent, die weet hoe moeilijk het is om de leerlingen het juiste inzicht in deze zaak te geven, voelt, dat een *geheel* leerjaar met drie of vier lesuren wekelijks noodig zal zijn, om deze stof experimenteel te behandelen.

Aan de behandeling van de hydrostatica dient de leer van het evenwicht voor vaste lichamen vooraf te gaan. Voor een eenigszins degelijke behandeling der problemen van den druk der buitenlucht is een goed inzicht in het ontbinden en samenstellen van krachten en het evenwicht van krachten onmisbaar. Bovendien is het van belang, om de leerlingen een dieper inzicht te geven in de werking van een balans, een van de eenvoudigste en tegelijkertijd belangrijkste meetinstrumenten.

In de plaats van de beginselen der kinematica en der dynamica zou ik dus in de derde klasse aan de statica meer aandacht willen geven, dan dit tot nu toe geschiedt. Deze leerstof ligt ook veel meer binnen het bereik der leerlingen en wat het belangrijkste is: men vindt tal van aanknoopingspunten bij de waarneming en bij de ervaring. Laat de jongens maar eens vertellen, waarom een schipper zijn schuit niet in beweging kan brengen, wanneer hij met zijn boom tegen het dek van zijn schuit drukt en waarom iemand, die in een wagen staat niet vooruit komt door tegen den voorwand van den wagen te drukken. Wat gebeurt er bij het loopen, bij het fietsen, roeien en zwemmen? Men vindt een natuurlijke belangstelling voor *het beginsel* van de vliegmachine. Maar voor dit alles behoeft men de begrippen massa en versnelling nog niet in te voeren; men kan volstaan met de behandeling van de eenparige beweging en met het begrip van de gemiddelde snelheid gedurende een eindigen tijd.

Het verdient aanbeveling, om de mechanica en de natuurkunde in de 4e en 5e klasse van de Hoogereburgerschool aan één docent op te dragen. In de 4e klasse komt dan in de mechanicales de eenparig veranderlijke beweging en de grondformule van de dynamica aan de orde. Ook worden in de mechanicales de grootheden arbeid en arbeidsvermogen behandeld. Dan eerst is de bodem voldoende ontgonnen voor de mechanische warmte-theorie en voor de bespreking van het moleculaire arbeidsvermogen. Hierop volgt dan het vloeibaar maken van gassen en dampen. Dat de mechanica en de natuurkunde zodoende ineenvloeien lijkt mij eerder een voordeel, dan een bezwaar.

De door mij gewenschte volgorde is niet alleen uit onderwijskundig oogpunt aan te bevelen, maar zij is ook zeer economisch. Het komt mij voor, dat er veel tijd verloren gaat met de elementaire behandeling van deze leerstof in de derde klasse en de daaropvolgende uitvoeriger en meer exacte behandeling op de mechanicales in de vierde klasse.

Voor een gymnasium zal de docent het beste doen een exacte bespreking van de beginselen der mechanica voor de B. leerlingen van de 5e klasse te bewaren, indien het althans mogelijk is de B's van de A's te scheiden, hetgeen in het belang van beide groepen van leerlingen wel zeer gewenscht is. Een volkomen scheiding van de A- en B-leerlingen acht ik voor de beide groepen voor het onderwijs in de natuurkunde zeer aan te bevelen, een scheiding, die in het nieuwe leerplan voor de scheikunde reeds van begin af aan is doorgevoerd en die ik, indertijd ook voor de natuurkunde heb trachten te bevorderen, echter zonder succes.

In ons onderwijs schuilt tot op den huidigen dag nog veel van de scholastiek. Als voorbeeld noemen wij de formule van Laplace voor de voortplantingssnelheid van het geluid in gassen. Het is bekend, dat de kennis van deze formule wordt geeischt, ofschoon er van een afleiding geen sprake kan zijn. Wel moeten de leerlingen van de hoogereburgerschool er met opzet in geoefend worden, om deze formule op allerlei mogelijke en onmogelijke gevallen toe te passen. De leeraar, die dit verzuimt te doen, loopt gevaar zijne leerlingen bij het schriftelijk eind-examen te dupeeren. De schrijver van een leerboek der natuurkunde wordt door de scholastische gewoonten, die nog niet overwonnen zijn, wel in moeilijkheden gebracht. Mijn voorstel is: Laten wij zooveel mogelijk er naar streven, om de vraagstukken een echt natuurkundigen

inhoud te geven. Laat de leerlingen bijv. natuurkundige grootheden berekenen uit gegevens, zooals die bij de proeven voorkomen. De vragen kunnen dan ook zoo gesteld worden, dat men gelegenheid heeft, om zich van het inzicht van de leerlingen een denkbeeld te vormen.

Er is nog een ander belangrijk punt, dat onze aandacht verdient: Wanneer moeten in den gang van het onderwijs de hypothesen worden ingevoerd? Het antwoord op deze vraag lijkt mij niet moeilijk: De hypothesen moeten worden ingevoerd, nadat de leerlingen een aantal verschijnselen hebben leeren kennen en wanneer een verder voortschrijden de behoefte aan een theorie doet ontstaan, om den onderlingen samenhang dier verschijnselen te zien. Geen hypothesen dus alvorens voldoende kennis langs experimenteelen weg verzameld is. Hiertegen wordt dikwijls gezondigd en zoo-doende geeft men de leerlingen een verkeerden kijk op den oorsprong der hypothese en op het ontstaan van een theorie.

Men kan omtrent het geschiktste oogenblik voor de invoering der moleculair-theorie van meening verschillen, maar dit zal toch wel algemeen instemming vinden, dat de moleculair-theorie eerst na de behandeling van de gassen aan de orde mag komen. Liever nog stel ik de theorie uit tot de verschijnselen van de verdamping besproken zijn.

Meer samenwerking dan tot nu toe gewoonlijk het geval is, tusschen de leeraren in natuurkunde, mechanica, wiskunde, scheikunde, natuurlijke historie en aardrijkskunde is zeer gewenscht; dit is, het zij terloops opgemerkt, evenzeer het geval voor het onderwijs in de moedertaal en de moderne talen, vooral wat betreft de te behandelen onderwerpen uit de letterkunde.

De invoering van de grafische voorstelling in de lagere klassen zal voor de behandeling van de onderling afhankelijke natuurkundige grootheden van groot nut zijn. Vooral de kennis van de grafiek van een lineaire functie $y = ax + b$ zal den leeraar in de natuurkunde in de 3e klasse bij de behandeling van grootheden, die recht evenredig veranderen, goed te pas komen. Ook een vroegtijdige kennis van de goniometrische verhoudingen, sinus, cosinus en tangens en een vlotte toepassing ervan zal de leerlingen tot voordeel strekken; bij de behandeling van eenvoudige statische problemen bijv. het hellend vlak, zijn deze drie goniometrische verhoudingen onmisbaar. Door onderling overleg is het wel zoo te regelen, dat de docent in de natuurkunde nooit vooruit hoeft te loopen op de leerstof der wiskunde, zonder dat de mathematicus

zich afhankelijk maakt van den physicus, hetgeen hij terecht niet gaarne zou doen. Het is gewenscht, dat de natuurkunde leeraar de problemen kent, die voor den chemicus, voor den bioloog en voor den geograaf van belang zijn en omgekeerd moet de scheikunde leeraar rekening houden met de leerstof, die voor de natuurkunde is behandeld. Door onderlinge samenwerking zal niet alleen tijd worden bespaard, doch ook zal de harmonie van het geheel hierdoor worden bevorderd. Het algemeene leerplan van de middelbare school dient in deze richting te worden herzien. Er moet voor gewaakt worden, dat bijv. de bioloog het stofwisselingsproces niet moet behandelen op een tijdstip, waarop de leerlingen nog geen notie hebben van chemie.

Een gewichtige vraag is in hoeverre het middelbaar onderwijs rekening zal moeten houden en zal kunnen houden met de nieuwe theorieën en met de nieuwe ontdekkingen op natuurkundig gebied. Hier geldt zeker in hooge mate: „in de beperking herkent men den meester"! De radio ontmoet zulk een levendige belangstelling, dat men hieraan eenige lessen moet besteden. Met succes kan dit alleen in de 5e klasse der H. B. S. of met B-leerlingen in de hoogste klasse, nadat de verschijnselen van wederkeerige inductie en van zelfinductie behandeld zijn, en als er tijd voor is met het oog op het noodzakelijke, maar kwaadaardige eindexamen. En de quanten-theorie, en de theorie van Bohr, en de Röntgenstralen in verband met de spectroscopie en met de krystalstructuur en last not least de theorie van Einstein? Qui trop embrasse mal étreint! Het is beter enkele onderwerpen degelijk te behandelen, dan over velerlei met de grootste oppervlakkigheid heen te loopen; in dat geval schiet men het doel voorbij.

Het is gewenscht, dat de docent uit het leerboek der natuurkunde de onderwerpen kan kiezen, die hij met de leerlingen wil behandelen; het gebruik van een omvangrijk boek beteekent niet, dat dit in zijn geheel moet worden doorgewerkt!

De docent, die reeds in de derde klasse de leerstof der natuurkunde gaat beperken door vele van de klassieke proeven als overbodige ballast overboord te werpen, ten einde tijd te winnen voor het vele nieuwe, dat er onder de zon is, zal daarmede aan de degelijkheid van het fundament te kort doen en hij loopt gevaar, dat zijn gebouw spoedig bedenkelijke scheuren vertoont; het zou dan kunnen gebeuren, dat die scheuren zóó ernstig zijn, dat verder bouwen onmogelijk is en dat men geheel opnieuw moet beginnen.

Bovendien zal men door beperking op de klassieke leerstof in de 3e klasse er toe gebracht worden, om onderwerpen te behandelen, waarvoor de leerlingen niet rijp zijn. En niets achten wij zoo bedenkelijk, dan het behandelen van leerstof, die te moeilijk is voor het bevattingsvermogen. Dit zal zelfs tengevolge hebben, dat, althans bij niet zeer krachtige docenten, de goede orde in de klasse verdwijnt. Het is juist een eisch van den eersten rang, dat de docent rekening houdt met het bevattingsvermogen van de middelmatigen. Een vaag begrip is voor beginnende leerlingen uit den booze. Op grond van jarenlange ervaring beschouwen wij bijv. hoekversnelling en traagheidsmoment als begrippen, die *ver* buiten het bereik liggen van de beginnende leerlingen.

Voor de derde klasse zal men met het statische stelsel van eenheden veel betere resultaten bereiken, dan door het vroegtijdige invoeren van het C. G. S. stelsel mogelijk is. Voor de verwisseling van de grootheden massa en gewicht bestaat dan ook geen gevaar, wanneer op *goede gronden* in de 4e klasse het massabegrip en tegelijkertijd het C. G. S.-stelsel wordt ingevoerd en voortaan consequent wordt toegepast.

Het ligt trouwens veel meer voor de hand, om het gewicht van één gram als eenheid van kracht in te voeren, dan de eerst-beginnende met de afgeleide eenheid van kracht, de dyne, lastig te vallen.

Wij wenschen niet voor de moeilijkheden op zij te gaan, maar het is toch raadzaam die moeilijkheden te verplaatsen tot een tijdstip, waarop men weet, dat ze overwonnen kunnen worden.

Het is een bekend verschijnsel, dat academisch gevormden, op onderwijsgebied nog onervaren, gewoonlijk veel te hoog grijpen; dit gevaar, want dat is het inderdaad, is in de laatste jaren grooter geworden, omdat aan de universiteit uit den aard der zaak veel aandacht wordt besteed aan de nieuwe theorieën en aan de experimenten, die daarmee in verband staan.

Voor vele van de interessante problemen, die den physicus heden interesseeren hebben echter de leerlingen in het geheel geen belangstelling; het is zelfs zeer moeilijk hen zoover te brengen, dat zij die problemen zien. Het is veel waard, wanneer onze jongens en meisjes bij het verlaten van de middelbare school heel goed weten, dat er vele problemen zijn!

Conservatisme is op het gebied van het onderwijs moeilijk te overwinnen. En het is goed, dat het zoo is, al is het conservatisme

als zoodanig. te veroordeelen. Het onderwijs in de natuurwetenschappen is bezig een evolutie door te maken; het is vooral voor de leerlingen te hopen, dat deze langzaam tot stand komt. Van elke onbedachtzame verandering worden gewoonlijk de leerlingen het slachtoffer!

Laten wij de evolutie van het elementaire onderwijs in die richting bevorderen, dat zooveel mogelijk alle scholastiek verbannen wordt. Daartoe zullen practische oefeningen veel kunnen bijdragen.

De practische oefeningen in de natuurkunde, die op mijn lyceum facultatief zijn gesteld in de beide hoogste klassen, maar waaraan vrijwel alle leerlingen deelnemen, zijn in hooge mate bevorderlijk voor de natuurkundige vorming. Over deze practische oefeningen hopen wij later een en ander te schrijven.

Enschede, November 1926.

BOEKBESPREKING.

A. Landé. *Die neuere Entwicklung der Quantentheorie.* (Band V der Naturwissenschaftliche Reihe der Wissenschaftliche Forschungsberichte). Zweite völlig umgearbeitete Auflage, 180 blz., 13 fig. — Theodor Steinkopf, Dresden und Leipzig 1926. Prijs ing. R. M. 12—, geb. R. M. 13.20.

Deze zeer uitgebreide (de omvang is meer dan verdubbeld) en omgewerkte tweede druk van het in 1922 verschenen Fortschritte der Quantentheorie stelt zich ten doel, zooals het voorbericht meldt, een overzicht te geven van het belangrijkste uit de litteratuur sinds 1914. Een soort van uitgebreid referaat dus, dat verschenen in een voor de quantatheorie critieke tijd, uit den aard der zaak een eenigszins bonte indruk maakt, en dat door de snelle ontwikkeling dan ook hier en daar al reeds verouderd is. Toch zal het zeker door de rijke inhoud vooral diegene van veel nut zijn, die vertrouwd is met de wiskundige hulpmiddelen en reeds eenigszins bekend is met de beschouwingen der quantatheorie, en die zich nu snel in de nieuwere litteratuur (tot ongeveer November 1925) wil inwerken. Voor de niet-physicus is het boek nauwelijks bedoeld.

Het verschil met den eersten druk is vooral het meer op den voogrand stellen van de theorie der lichtquanta eenerzijds en de theorie der spectra anderzijds. Een kort overzicht der verschillende hoofdstukken zal verder misschien het best een indruk van den inhoud geven.

Het eerste hoofdstuk behandelt dan de theorie der lichtquanta. Na een korte inleiding over het photo-electrisch en Compton-effect geeft het de afleiding van de wet van Planck volgens Bose. Daarna worden de grondonderstellingen van de theorie van Bohr en hierbij aansluitend de afleiding van de wet van Planck volgens Einstein besproken. Het hoofdstuk eindigt met een korte behandeling van het correspondentieprincipe en, wat velen welkom zal zijn, van de theorie

der virtueele resonatoren van Bohr-Kramers-Slater. Het 2de en 3de hoofdstuk behandelen de systemen met één en met meerdere eletronen. Het bevat een zeer goed overzicht van de theorie der structuur der spectra.

Het 4de hoofdstuk bespreekt het magneton-probleem, terwijl het 5de een kort overzicht geeft van de elementaire theorie der bandenspectra, en van de verhandeling van Born en Franck over de molecuulvorming. Het 6de hoofdstuk behandelt de quantatheorie der aggregaatstoestanden, waarbij uitvoerig de theorie van Einstein over de ideale gassen besproken wordt. Tenslotte worden in het 7de en 8e hoofdstuk de quantizeerings- methoden (separatie- en storingsmethode) met de toepassing op het waterstofatoom behandeld, en wordt in de laatste paragraaf zelfs iets van de nieuwe quanta- mechanica van Heisenberg, Born en Jordan verteld. Een uitvoerige literatuurlijst besluit het boek. U.

TER BESPREKING ONTVANGEN BOEKEN.

- Walter Gerlach*, Materie, Elektrizität, Energie, Band VII der wissenschaftlichen Forschungsberichte, herausgegeben von Dr. R. E. Liesegang. Zweite erweiterte Auflage. 291 blz., 119 fig. — Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1926. Prijs R. M. 15, geb. R. M. 16.50.
- B. G. Escher*, De Ontwikkeling van de Aardkorst. Drie Radiolezingen, 43 blz., 6 fig. — W. van Hoeve, Boekhandel Patria, Leiden 1926. Prijs f 0.95.
- A. S. Eddington*, The internal Constitution of the Stars, 407 blz. — The Syndics of the Cambridge University Press, London 1926. Prijs 25 sh. net.
- H. Geiger und K. Scheel*, Handbuch der Physik, Band XVII, Elektrotechnik, redigiert von W. Westphal, 392 blz., 360 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 31.50, geb. R. M. 33.60.
- Reinhard Mecke und Anton Lambertz*, Leitfaden der praktischen Experimentalphysik, 195 blz., 162 fig. — Julius Springer, Berlin 1926. Prijs R. M. 9.60, geb. R. M. 10.80.
- Müller Pouillet*, Lehrbuch der Physik, 11 Auflage, Dritter Band, Erste Hälfte. Physikalische, chemische und technische Thermodynamik. Bearbeitet von Arnold Eucken, 1185 blz., 575 fig. — Friedr. Vieweg und Sohn Akt. Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 63, geb. R. M. 68.
- Müller Pouillet*, Lehrbuch der Physik, 11 Auflage. Zweiter Band, Erste Hälfte. Lehre von der Strahlenden Energie (Optik). Bearbeitet von O. Lummer, 928 blz., 624 fig., 7 Tafeln. — Friedr. Vieweg und Sohn Akt Ges., Braunschweig 1926. Prijs R. M. 50, geb. R. M. 54.

CORRESPONDENTIE.

De inzender van de kegel-wielerbaan-strikvraag, wiens handteekening wij tot onzen spijt niet kunnen ontcijferen, wordt verzocht zijn adres aan de Redactie van Physica kenbaar te maken.

