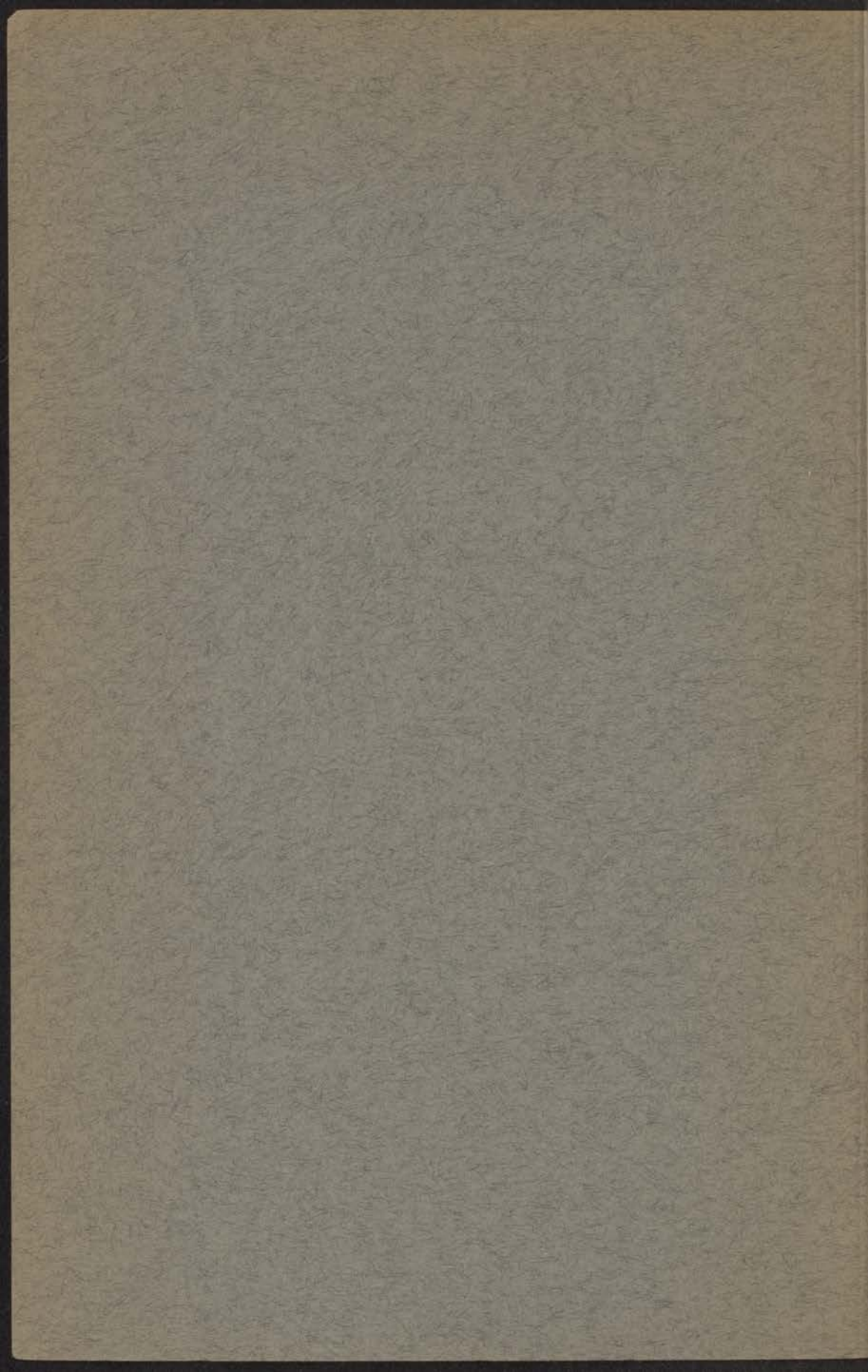


14B
165

38
UNIVERSITY CHEMISTRY LABORATORY
LEIDEN

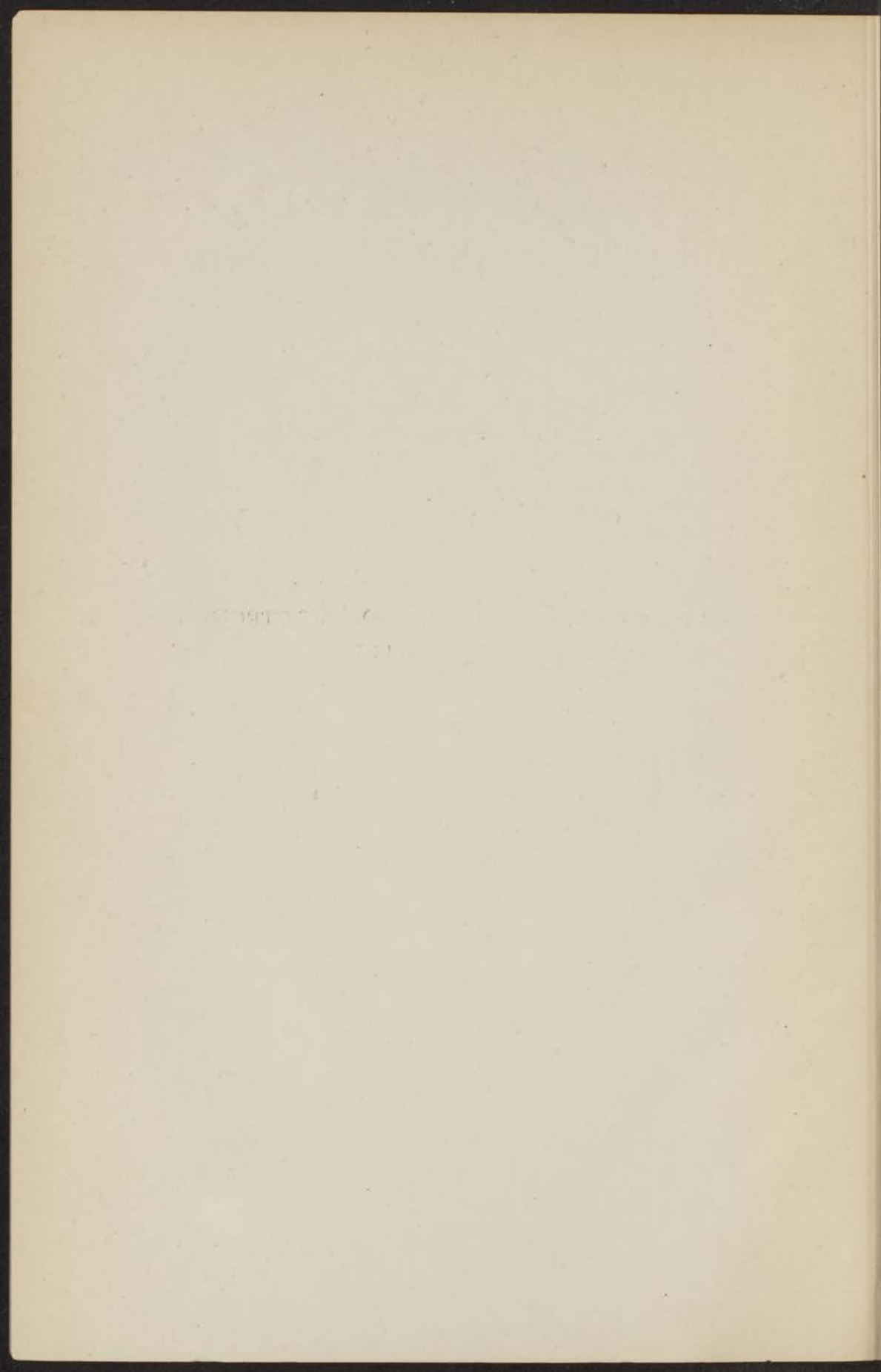
OVER DE EMISSIE VAN
SECUNDAIRE ELECTRONEN
DOOR VASTE STOFFEN

H. BRUINING



ORGANISCH CHEMISCH LABORATORIUM
LEIDEN

OVER DE EMISSIE VAN SECUNDAIRE ELECTRONEN
DOOR VASTE STOFFEN



OVER DE EMISSIE VAN SECUNDAIRE ELECTRONEN DOOR VASTE STOFFEN

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN
DEN GRAAD VAN DOCTOR IN DE WIS-
EN NATUURKUNDE AAN DE RIJKSUNIVER-
SITEIT TE LEIDEN, OP GEZAG VAN DEN
RECTOR MAGNIFICUS Dr J. A. J. BARGE,
HOOGLEERAAR IN DE FACULTEIT DER GE-
NEESKUNDE, VOOR DE FACULTEIT DER
WIS- EN NATUURKUNDE TE VERDEDIGEN
OP DINSDAG 5 APRIL 1938,
DES NAMIDDAGS TE 4 UUR

DOOR

HAJO BRUINING,

GEBOREN TE LEIDEN



N.V. BOEK- EN STEENDRUKKERIJ EDUARD IJDO — LEIDEN

OVER DE EMISIE VAN SCHEIDBAAR ELECTRONEN DOOR VASTE STOFFEN

INHOUDSOPGAVE

1. Inleiding 1

2. Experimenteel opzet 2

3. Meetresultaten 3

4. Bespreking 4

5. Conclusies 5

6. Literatuurverwijzingen 6

7. Samenvatting 7

8. Bijlagen 8

9. Aankomst van de afgedrukte tekst 9

10. Drukken 10

11. Het verspreiden van de afgedrukte tekst 11

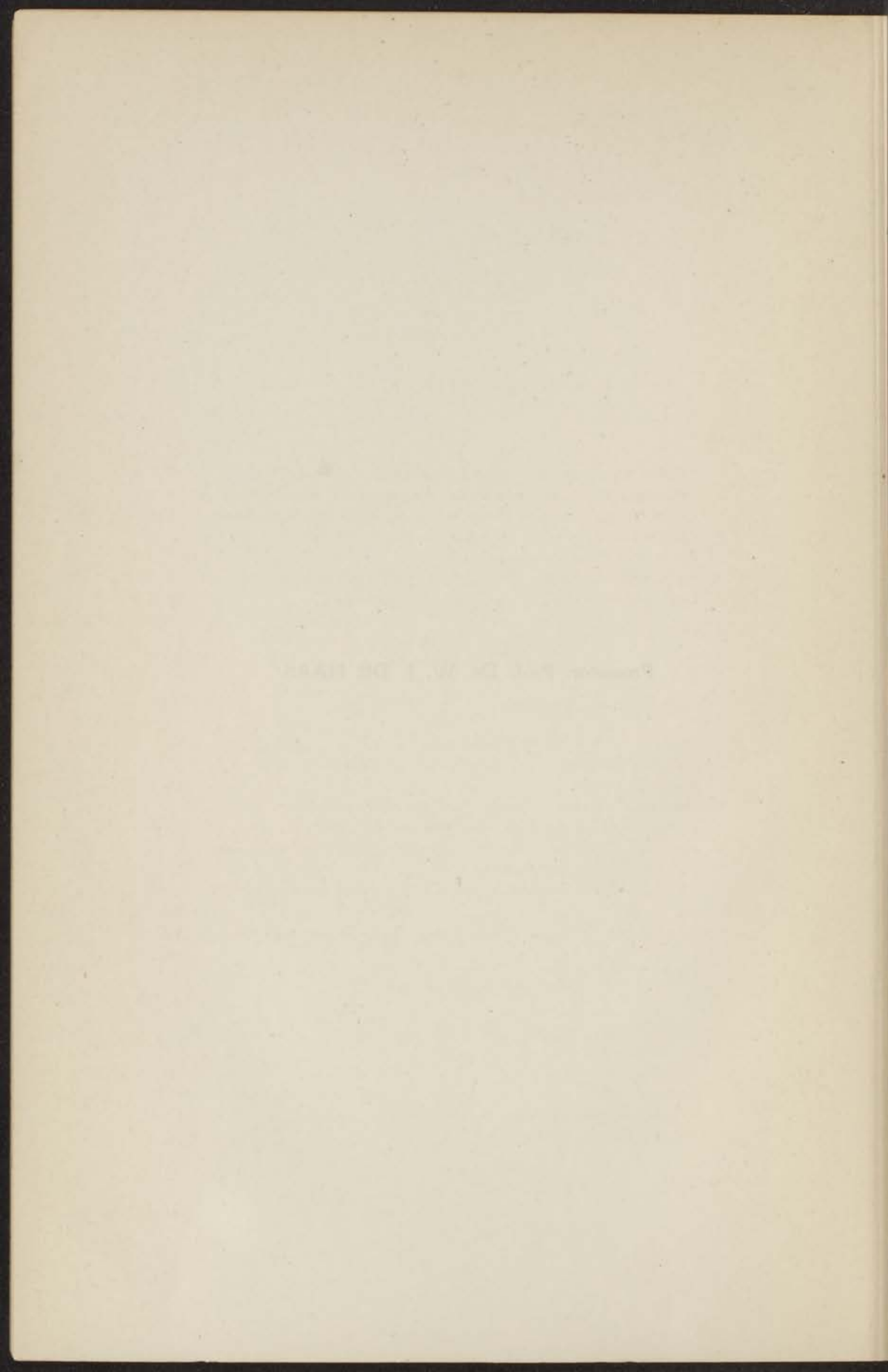
H. J. BRUNING



AAN DE NAGEDACHTENIS
VAN MIJN VADER

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
PRESS

Promotor: Prof. Dr. W. J. DE HAAS



I N H O U D.

HOOFDSTUK I.

Inleiding.

	blz.
§ 1. Onderscheiding der verschillende soorten secundaire electronen	1
§ 2. Bepaling van de energieverdeeling der secundaire electronen	3
§ 3. Onderzoekingen over de elastische botsing van primaire electronen	6
§ 4. Onelastische botsing der primaire electronen	7
§ 5. Echte secundaire electronenemissie	7
§ 6. Secundaire electronenemissie met traagheidsverschijnselen	16
§ 7. Doel van het proefschrift en wijze van onderzoek	16

HOOFDSTUK II.

Apparaturen en meetmethoden.

§ 1. Buisconstructie met electronenstraal	18
§ 2. Buis voor bepaling van het secundair emitteerend vermogen van vluchtige metalen	23
§ 3. Buis voor het meten van de secundaire electronenemissie, waarbij de invalshoek der primaire electronen wordt gevarieerd	25
§ 4. Buis voor het meten van fotoelectrisch en secundair emitteerend vermogen aan éénzelfde object	27
§ 5. Meting van het secundair emitteerend vermogen met behulp van een triode	28
§ 6. Meting van het secundair emitteerend vermogen van dielectrica	30

HOOFDSTUK III.

Secundair emitteerend vermogen van metalen.

§ 1. Inleiding	34
§ 2. Metingen	35
§ 3. Vergelijking met foto-electronenemissie	43
§ 4. Interpretatie der resultaten	44

HOOFDSTUK IV.

Absorptie der secundaire electronen.

	blz.
1. Inleiding	47
2. De oorzaak van de absorptie der secundaire electronen	47
3. Secundair emitterend vermogen van samengestelde oppervlakken	48
4. Uitschakeling van de absorptie der secundaire electronen	50
5. Oriënteerende onderzoekingen betreffende het effect van een invalshoekvergroting der primaire electronen	51
6. Secundair emitterend vermogen bij een invalshoek der primaire electronen grooter dan 0°	54
7. Secundair emitterend vermogen bij beschieting met langzame primaire electronen	60
8. De diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt	64

HOOFDSTUK V.

Secundair emitterend vermogen van metaalverbindingen.

1. Inleiding	68
2. Metingen aan verbindingen van metalen met lage ionisatie-energie	68
3. Metingen aan verbindingen van metalen met hooge ionisatie-energie	69
4. Mechanisme der secundaire electronenemissie van verbindingen	70
5. Vergelijking van stoffen met groot en klein secundair emitterend vermogen	72
6. Vorming van metaalatomen in een secundair emitterende laag van een alkalihalogenide	74
7. Andere opvattingen over het mechanisme der secundaire electronenemissie van verbindingen	76

HOOFDSTUK VI.

De invloed van uitwendig geadsorbeerde ionen en atomen op het secundair emitterend vermogen.

1. Inleiding	78
2. Experimenteele uitvoering	79
3. Onderzoekingen aan metalen	80
4. Interpretatie der uitkomsten bij $\sigma < \sigma_m$	83
5. Onderzoekingen aan dielectrica	85

HOOFDSTUK VII.

De invloed van de macroscopische oppervlaktestructuur op de
 secundaire electronenemissie.

	blz.
§ 1. Inleiding	88
A. Geleidende materialen.	
§ 2. Vergelijking van „zwarte” en gladde oppervlakken	88
§ 3. Secundaire electronenemissie van kooloppervlakken met verschil- lende structuur	91
§ 4. Secundair emitterend vermogen van verschillende roetsoorten bij een geleidelijke bedekking met bariumatomen.	94
B. Dielectrica.	
§ 5. Secundair emitterend vermogen van magnesiumoxyd in compacte en fijn verdeelde vorm.	99
Summary	104
Literatuuroverzicht	110

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
DIVISION OF THE PHYSICAL SCIENCES

DEPARTMENT OF CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

PHYSICAL CHEMISTRY

HOOFDSTUK I.

INLEIDING.

§ 1. *Onderscheiding der verschillende soorten secundaire electronen.*

Wanneer geladen deeltjes met zekere snelheid materie treffen, zendt deze electronen uit. Deze electronen worden secundaire electronen genoemd. In dit proefschrift zal sprake zijn van secundaire electronen, veroorzaakt door beschieten met electronen, welke met „primair” zullen worden aangeduid. Bepaalde groepen vaste stoffen zullen worden beschouwd *).

De secundaire electronenemissie werd als zoodanig het eerst herkend door Austin en Starke (5, 6), bij proeven, die tot doel hadden de reflectie van kathodestralen tegen metaal oppervlakken te bestudeeren. Het zijn evenwel Lenard en medewerkers (1, 2, 7, 8) geweest, die het eerst een uitgebreide reeks proeven hebben verricht. Op grond van de uitkomsten van eigen onderzoekingen, onderscheidde Lenard de volgende groepen:

1e. „Sekundärstrahlung”, welke werd gedefinieerd als de in de materie nieuw ontstaande kathodestraling door inwerking van een gegeven primaire kathodestraling. De electronen, welke op deze wijze door het oppervlak van een plaatje van een vaste stof naar buiten treden, noemde Lenard „Oberflächensekundärstrahlung”. Is het plaatje dun genoeg, dan treedt deze „Sekundärstrahlung”, zoowel aan de zijde waar de primaire electronen op het plaatje vallen naar buiten, als aan de kant, waar deze het weer verlaten. Lenard onderscheidde derhalve „Oberflächen-

*) Het is in de loop der tijden gebruikelijk geworden bij vaste stoffen te spreken van „secundaire electronenemissie”; in de techniek wordt het verschijnsel gewoonlijk kort „secundaire emissie” genoemd.

sekundärstrahlung" „an der Eintrittsseite", resp. „an der Austrittsseite". In dit proefschrift zal uitsluitend over de eerste soort gesproken worden.

2e. „Rückdiffundierte Elektronen". L e n a r d noemde „Diffusion" het resultaat van de „Bahnkrümmungen der Elektronen *) bei den Atomdurchquerungen". Wanneer tengevolge van deze „Durchquerungen" de baanrichting 90° of meer verandert, werd gesproken van „Rückdiffusion". Bij de beschieting van oppervlakken treft men deze „rückdiffundierte Elektronen" dientengevolge onder de „Oberflächensekundärstrahlung an der Eintrittsseite" aan. Naast de Rückdiffusion noemde L e n a r d nog het verschijnsel „Reflexion", het terugwerpen van een electron tengevolge van een enkele botsing met een atoom. Evenwel zou dit laatste slechts bij zeer langzame primaire electronen voorkomen.

De methode van onderscheiding, die door L e n a r d en zijn medewerkers is gebruikt, heeft bijna geen navolging gevonden; in het bijzonder geldt dit voor de „Rückdiffusion". Inderdaad bestaan er bezwaren. De „rückdiffundierte" electronen worden nl. per definitionem gekarakteriseerd door de baan, die deze in de onderzochte materie beschrijven. Bij een vaste stof is deze niet waarneembaar, zoodat men een ander middel dient te gebruiken. L e n a r d heeft dit gedaan door een energieverdeeling te bepalen en aan te nemen, dat de secundaire electronen, die met een bepaalde energie uittreden, „rückdiffundiert" zijn. Het is dan evenwel logischer een onderscheiding te maken naar de energie, waardoor men tot de volgende verdeling komt †):

- | | | |
|----|--|---|
| a. | echte secundaire electronenemissie. (L e n a r d : „Sekundärstrahlung".) | |
| b. | electronen, die een of meer onelastische botsingen hebben ondergaan. | } (L e n a r d : „rückdiffundierte" en „reflektierte" electronen) |
| c. | elastisch gereflecteerde electronen. | |

*) Bedoeld zijn hier de primaire electronen.

†) J. H e n g s t e n b e r g en K. W o l f, Elektronenstrahlen und ihre Wechselwirkung mit Materie, Hand- und Jahrbuch der chem. Physik, VI, 1 A, 1935, p. 234.

De terminologie in de literatuur is derhalve dikwijls verwarrend en men dient, bij de bestudeering van dit onderwerp, na te gaan of de betreffende onderzoeken afkomstig zijn van de school van *Lenard* of van anderen.

§ 2. *Bepaling van de energieverdeeling der secundaire electronen.*

In deze paragraaf zal nader uitgeweid worden op welke wijze de classificatie der secundaire electronen langs experimenteele weg mogelijk is. De bepaling der energiedistributie kan op twee manieren geschieden:

1e. door een magnetische deflectiemethode, waardoor men het

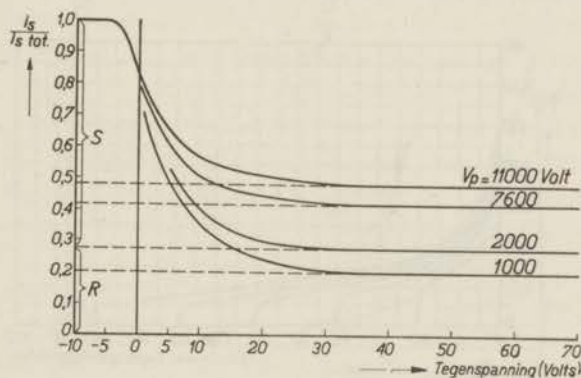


Fig. 1.

aantal secundaire electronen kan bepalen, waarvan de energie gelegen is tusschen twee grenzen;

2e. door een „tegenveld” methode, waardoor het mogelijk is het aantal secundaire electronen te bepalen, dat een energie heeft boven een bepaalde waarde.

Fig. 1 geeft een afbeelding van de energieverdeeling, gemeten volgens de tegenveldmethode, bij verschillende energieën V_p der primaire electronen. Deze figuur is afkomstig van *Stehberger* (67) (*Lenard*-school). Als abscis is uitgezet de tegenspanning, de ordinaat geeft het breukdeel der secundaire electronen, welke het aangelegde tegenveld kunnen overwinnen *). Worden de secun-

*) Zie voor de apparatuur bijv. Hoofdstuk II in dit proefschrift.

daire electronen alle naar de collector getrokken (negatieve abscis), dan loopt de lijn horizontaal. Bij een geringe tegenspanning daalt de kromme zeer snel, bij grootere tegenspanning krijgt men weer een horizontaal verloop. In de figuur is aangegeven, op welke wijze „rückdiffundierte” en „Sekundärstrahlung” gescheiden worden. Dit geschiedt door het horizontale stuk, dat bij een tegenspanning van ca. 30 Volt begint, te verlengen totdat de ordinaat gesneden wordt. Bij $V_p = 2000$ Volt is dan volgens Stehberger ca. 27% „rückdiffundierte Strahlung” en het overige „Sekundärstrahlung”.

Fig. 2 geeft de energieverdeling van secundaire electronen uitgezonden door koper, eveneens gemeten met een tegenveldmethode door Farnsworth (39). De abscis is dezelfde als

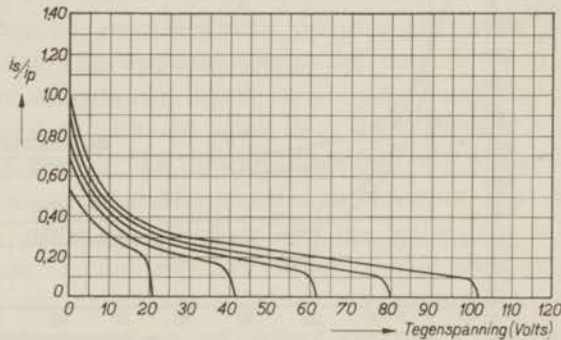


Fig. 2.

in fig. 1, de ordinaat geeft het aantal secundaire electronen per primair invallend electron, dat in staat is het aangelegde tegenveld te overwinnen. De verschillende krommen hebben wederom betrekking op verschillende V_p , die hier veel kleiner zijn. Evenals in fig. 1 daalt de kromme bij een kleine tegenspanning snel; neemt deze toe, dan toont de kromme een dalend, vrijwel rechtlijnig verloop, dat in fig. 1 horizontaal is. De oorzaak van dit verschil is niet direct aan te geven; in ieder geval schijnt bij deze proeven de mogelijkheid van een scheiding, zooals door Stehberger is doorgevoerd, zeer dubieus te worden. Wanneer de spanning iets kleiner dan V_p wordt, daalt de secundaire electronenstroom zeer snel; de electronen, die dan nog op de collector komen, zijn elastisch gereflecteerd.

Fig. 3 geeft een voorbeeld van een energieverdeelingskromme, die verkregen is met een magnetische deflectiemethode; het metaal is zilver, dat door R u d b e r g (126) zeer nauwkeurig onderzocht is geworden. De kromme vertoont verschillende maxima. Het breede, hoge maximum *S*, dat veroorzaakt wordt door de echte secundaire electronen is, wat ligging betreft, onafhankelijk van de snelheid der primaire electronen. Het maximum *R* wordt veroorzaakt door de elastisch gereflecteerde electronen. De maxima *O* zijn van het maximum *R* gelegen op een afstand, die onafhankelijk is van de snelheid der primaire electronen; men heeft hier klaarblijkelijk te doen met primaire electronen, die een zekere energie-

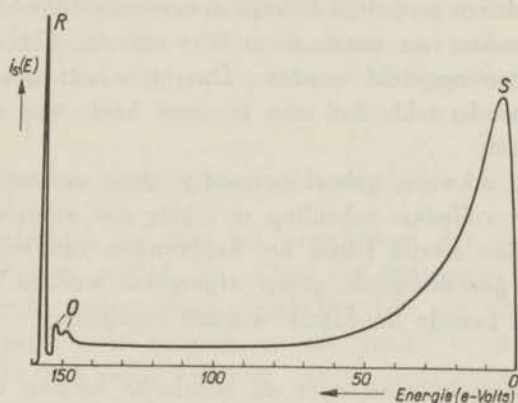


Fig. 3.

hoeveelheid hebben verloren en die dus onelastisch zijn gereflecteerd. Het is natuurlijk mogelijk, dat het aantal onelastisch gereflecteerde primaire electronen grooter is, doch deze laatste zijn als zoodanig niet te qualificeeren. De maxima *O* zijn alleen met de magnetische deflectiemethode te constateeren.

Uit vacuum-technisch oogpunt *) schijnen ons de metingen, waarvan de uitkomsten in de figuren 2 en 3 zijn weergegeven, het meest betrouwbaar. Men kan nu de volgende conclusies trekken:

1e. De groep electronen, die elastisch is gereflecteerd, is met zekerheid af te scheiden.

*) Naar alle waarschijnlijkheid zijn de door Stehberger onderzochte metaalplaatjes verontreinigd geweest.

2e. Er bestaat een zeer beperkte mogelijkheid onderscheid te maken tusschen echte secundaire electronen en electronen, die een of meer onelastische botsingen hebben ondergaan.

3e. Verreweg het grootste gedeelte der uitgezonden electronen bestaat uit de *echte* secundaire electronen, bij primaire energieën van ca. 50 e-Volt en grooter. Het secundair emitterend vermogen van een oppervlak wordt door deze laatste soort emissie bepaald.

Bij de verdere bespreking der eigenschappen der secundaire electronen zullen wij ons houden aan de, in het eind van § 1 gemaakte indeeling. Opgemerkt dient te worden, dat men deze niet steeds voor oogen heeft gehad. Ook heeft men de splitsing om technische redenen niet altijd kunnen doorvoeren (bijv. 36, 62, 146). Soms is gesproken van „totale secundaire emissie” (74, 75), waarbij de drie soorten opgeteld werden. Daarbij wordt gewoonlijk stilzwijgend verondersteld, dat men te doen heeft met echte secundaire electronen.

Men heeft dikwijls, geheel onnoodig, deze onderscheiding niet gemaakt; een volledige scheiding is echter niet mogelijk. In ieder geval kan bijna steeds (door het aanbrengen van een tegenveld) de elastisch gereflecteerde groep afgesplitst worden. Hierop zal nader in het tweede hoofdstuk worden ingegaan.

§ 3. *Onderzoekingen over de elastische botsing van primaire electronen.*

In fig. 2 is de coëfficiënt van elastische reflectie zonder meer af te lezen. Het betreft in dit geval *alle* primaire electronen, die als elastisch gereflecteerd electron gereëmitteerd worden. Dergelijke metingen zullen een enkele maal in dit proefschrift ter sprake komen; zij werden echter alleen gedaan, teneinde een correctiefactor aan te brengen op het echt secundair emitterend vermogen.

Het elastisch reflecteerend vermogen neemt af met toenemende energie der primaire electronen, waarop in het vierde hoofdstuk nader zal worden ingegaan *).

*) Een [zeer] belangrijk onderzoek, dat verstrekkende gevolgen heeft gehad, werd in 1922 uitgevoerd door Davison en Kunsmann (Phys. Rev. 19, 253, 1922; 19, 534, 1922; 21, 385, 1923). Deze bepaalden de richtingsverandering, die electronen ondergingen, welke elastisch gereflecteerd waren tegen oppervlakken van nikkel,

§ 4. *Onelastische botsing der primaire electronen.*

Zooals reeds werd opgemerkt dient men voor de herkenning van deze electronen een energieverdeeling te bepalen, welke het aantal electronen geeft met een energie, gelegen tusschen twee grenzen. Er werd reeds opgemerkt, dat men dan kleine maxima in de verdeelingskromme verkrijgt, die in fig. 3 door de letter *O* zijn aangegeven.

De ligging van deze maxima ten opzichte van het maximum *R* is een onderwerp voor uitgebreid experimenteel onderzoek geweest (77, 81, 85, 101, 107, 126, 127), dat, wat de resultaten betreft, nog in een beginstadium verkeert. Het is zeker, dat de onderzochte oppervlakken zeer zuiver dienen te zijn, daar het hier om verschijnselen gaat, die zich in de buitenste atoomlagen afspelen (126). Gezien het nog groote tekort aan experimenteel materiaal, schijnt het ons beter, hierover niet nader uit te weiden.

§ 5. *Echte secundaire electronenemissie.*

Dit proefschrift zal aan het verschijnsel der echte secundaire electronenemissie gewijd zijn. Over dit onderwerp is onlangs een samenvattende verhandeling verschenen (3), die een zeer volledig overzicht geeft over hetgeen op dit gebied is gedaan. Uit dit artikel blijkt, dat reeds een zeer groot aantal onderzoekingen zijn verricht; aan den anderen kant treft het den lezer, dat er veel tegenspraken bestaan, waardoor een en ander verkeert in „a somewhat confused state” *). Het doel van het overzicht, dat wij hier wenschen te geven, is niet om een volledige verzameling experi-

platina en magnesium. Het bleek, dat de kromme, welke het verband tusschen hoek van uittreden en het aantal gereflecteerde electronen legde, maxima vertoonde. De hoek, waarbij deze maxima optraden, bleek afhankelijk te zijn van het metaal en de energie der primaire electronen.

In 1925 maakte *Elsasser* (*Naturw.* 13, 711, 1925) de opmerking, dat men hier wellicht te doen had met een diffractieverschijnsel van electronengolven (de *Broglie* 1924). Inderdaad waren *Davison* en *Germer* (*Phys. Rev.*, 30, 705, 1927) in staat om een electronendiffractiebeeld bij een vlak van een nikkel één kristal te verkrijgen. Hiermee was het electron ingevoerd als hulpmiddel voor kristalstructuuronderzoek.

*) *N. F. Mott* and *H. S. W. Massey*, *The theory of atomic collisions*, Oxford, 1933, p. 219.

menteele gegevens te verschaffen, maar om de voornaamste feiten naar voren te brengen en eventueele onduidelijkheden in het licht te stellen. Een en ander zal het motief zijn voor verdere experimenten, die in dit proefschrift beschreven zijn. Teneinde de terminologie te bekorten, zullen de *echte* secundaire electronen voortaan kort als secundaire electronen worden aangeduid.

Bij een keuze uit de gegevens, die de literatuur ter beschikking stelt, moet men zich beperken tot de experimenten, die zijn gedaan aan zeer schoone oppervlakken. De noodzakelijkheid hiervan is duidelijk aangetoond door Farnsworth (28). Bij de oudere onderzoekingen is hiervoor geen zorg gedragen en nog dikwijls treft men metingen en interpretaties aan, waarbij met de invloed van eventueel aanwezige verontreinigingen (37, 38, 106) onvoldoende rekening is gehouden.

a. *Meting der secundaire electronenemissie.* Hierop zal in Hoofdstuk II uitvoerig worden ingegaan. Hier zij volstaan met de mededeeling, dat een electronenbundel op een plaatje wordt gericht, en dat de uitgezonden secundaire electronen op een het plaatje omringende electrode worden opgevangen.

b. *Energieverdeeling der secundaire electronen.* Deze is afgebeeld in fig. 3; zooals reeds is gezegd, veroorzaken de (echte) secundaire electronen het maximum S, dat ligt bij 4—10 e-Volt.

c. *Secundair emitterend vermogen van eenvoudige oppervlakken.* Hieronder zal verstaan worden het aantal secundaire electronen, dat per primair electron wordt uitgezonden door een oppervlak. Zooals verder zal blijken, vertoont het secundair emitterend vermogen als functie van de energie der primaire electronen een maximum. Deze maximale waarde zullen wij gebruiken om de gedragingen van verschillende stoffen met elkaar te vergelijken.

Betrouwbare resultaten worden gegeven voor de metalen, die door gloeiing in hoog-vacuum met voldoende schoon oppervlak zijn te verkrijgen, zooals bijv. Pt, W, Mo, Cu, Ag, Ni, Fe, enz. (42, 53—55, 74, 75, 79, 90, 103, 132, 133). Men vindt voor deze metalen, die een uitreepotentiaal en atoomvolumen van dezelfde orde van grootte hebben, een maximaal secundair emitterend ver-

mogen ter grootte van 1,2—1,5, bij primaire energieën van 300—900 e-Volt. Het betreft in dit geval polykristallijne gladde oppervlakken *).

Interessant zou het nu zijn om te weten hoe groot het vermogen voor secundaire emissie voor de metalen met lagere uittreepotentiaal is. Deze metalen hebben nl. een veel grooter foto-electrisch emitterend vermogen, zoodat een vergelijkend onderzoek de moeite waard schijnt. De bekende resultaten (39, 106, 132) kunnen niet tot een conclusie dienaangaande voeren, zoodat dit onderzoek door ons zelf ter hand is genomen. Hierop zal worden ingegaan in Hoofdstuk III. Ook het secundair emitterend vermogen van dielectrica en halfgeleiders is niet systematisch onderzocht; in Hoofdstuk V zullen de gedragingen van deze stoffen uitvoerig worden besproken †).

d. Secundair emitterend vermogen van samengestelde oppervlakken. Wanneer een oppervlak van een metaal met hoge uittreepotentiaal, bijv. Mo, W e.d. wordt bedekt met atomen van een electropositief element, dan doorloopt de uittree-arbeid als functie van de bedekkingsgraad een minimum. Zou men nu van een dergelijk oppervlak het secundair

*) Bij beschieting van een vlak van een éénkristal vindt men een geringe maximale secundaire electronenemissie (ca 0,8), zooals door Rao bij nikkel is gevonden (75). Wanneer het oppervlak uit zeer kleine deeltjes, ter grootte van enkele tientallen Å E is opgebouwd, is de secundaire stroom eveneens aanzienlijk kleiner (Hoofdstuk VII) (117, 141, 146).

†) Voor de techniek is het secundair emitterend vermogen een zeer belangrijke grootheid. Er bestaan gevallen, dat men de secundaire electronenemissie wil onderdrukken, bijv. in tetroden. Wanneer echter een electronenstroom versterkt moet worden, wordt dit vaak gedaan door deze in bundelvorm op een plaatje te richten, waarvan het secundair emitterend vermogen grooter dan 1 is. Een bekend voorbeeld hiervan is de „electronmultiplier“, waarvoor Slepian (U.S.A.P. 1450265) een constructie heeft aangegeven. Door Zworykin en medewerkers (136, 137) is een multiplicatorbuis verwezenlijkt, waarbij als secundair emitterende laag het oppervlak van een gewone fotokathode werd gebruikt, die met het symbool [Ag]-Cs₂O-Cs wordt aangeduid. Dat een dergelijke fotokathode eveneens als secundaire emitter kan fungeren, wordt niet veroorzaakt door het feit, dat het foto-electrisch en secundair emitterend vermogen overeenkomstig verlopen; bij dit oppervlak is het samengaan van deze beide vermogens toevallig, zooals in Hoofdstuk III en V nader zal worden toegelicht. Zie ook (109, 113, 119, 120, 123, 129, 134, 135).

emitterend vermogen bepalen, dan verwacht men voor dit vermogen, evenals bijv. bij de thermische emissie, een maximum als functie van de bedekkingsgraad te vinden. Dit is inderdaad geconstateerd door Treloar (131, 148) (zie ook 71). De maximale toename bedraagt slechts ca. 50 %, hetgeen dus veel geringer is dan bij de thermische emissie en men vraagt zich af, of de vermindering der uittreepotentiaal de eigenlijke oorzaak is. Daar de secundaire electronen nl. op geringe diepte ontstaan, zouden deze bij een zekere bedekking ook gevormd kunnen worden in de geadsorbeerde atomen. Deze kwestie zal nader worden besproken in Hoofdstuk VI.

e. Secundair emitterend vermogen als functie van de energie der primaire electronen εV_p . Zoals reeds onder c van deze paragraaf is medegedeeld, vertoont de kromme, die het verband tusschen deze variabelen weergeeft, een maximum. Enkele suggesties over het ontstaan hiervan zijn in de literatuur te vinden (103). Gewoonlijk neemt men aan, dat met toenemende primaire energie het aantal vrijgemaakte en uittredende secundaire electronen aanvankelijk stijgt, daar de beschikbare energie om deze los te breken, grooter wordt. Bij een verdere toename zal evenwel een daling moeten intreden, daar de primaire electronen dieper in het metaal zullen dringen en de secundaire electronen op grooter diepte worden vrijgemaakt, zoodat deze de oppervlakte niet kunnen bereiken. Over dit probleem zal in Hoofdstuk IV nader worden uitgeweid (zie 117).

f. Welke is de geringste kinetische energie der primaire electronen, waarbij secundaire electronen kunnen worden vrijgemaakt? Het is bekend, dat ieder metaal en diëlectricum een foto-electrische roodgrens bezit, d.w.z. dat lichtquanta, waarvan de energie $h\nu$ beneden een bepaalde waarde ligt, niet in staat zijn electronen buiten het materiaal te brengen. Oppervlakkig gesproken zou men een dergelijke grenswaarde ook voor de energie der primaire electronen bij de secundaire emissie kunnen verwachten. Het verschil bestaat evenwel, dat het primaire electron bij het indringen kinetische energie wint, daar op het grensvlak vacuum/secundair emitterende laag een potentiaalsprong bestaat, zoodat dezelfde energiewaarde, welke

het uittredeende secundaire electron heeft te overwinnen, aan het primaire electron bij zijn intreden wordt toegevoegd. Experimenteel beschikt men over de volgende feiten:

Bij de metalen bestaan o.m. onderzoekingen van Farnsworth (58), Becker (37, 38) en Haworth (107).

Door Farnsworth is bij een primaire energie van 6 e-Volt het secundair emitteerend vermogen onderzocht. Naast een zeer groot aantal elastisch gereflecteerde electronen bleken ook secundaire electronen aanwezig te zijn.

Door Becker werd geconstateerd, dat bij een primaire energie van 12 e-Volt de secundaire electronenstroom uitsluitend uit elastisch gereflecteerde electronen bestaat. Deze onderzoeker twijfelt evenwel aan de reinheid van het oppervlak, dat vermoedelijk bezet was met waterstof-atomen.

De meest recente meting is door Haworth verricht aan zeer goed ontgast molybdeen. Hierbij werd een grensenergie van ca. 4 e-Volt waargenomen.

Voorts willen wij wijzen op de energieverdeeling der secundaire electronen, die afgebeeld is in fig. 3. Opvallend is hierbij het optreden van een zeer uitgesproken minimum tusschen de maxima *O* en *R*. Dit minimum is door vele onderzoekers waargenomen (50—52, 56, 57, 77, 81, 85, 101, 107, 126) en men meent hierin een bewijs te zien (66, 76), dat primaire electronen niet iedere willekeurig kleine hoeveelheid energie kunnen verliezen. Dit zou dan ook beteekenen, dat de primaire electronen met een zekere energie het metaal moeten treffen om een secundair electron vrij te maken. De realiteit van genoemd minimum wordt echter twijfelachtig door een onderzoek van Langenwalter (112), die heeft waargenomen, dat de gedaante van de kromme tusschen de maxima *O* en *R* afhankelijk is van de hoeveelheid gasresten, die aan het emitteerende oppervlak geadsorbeerd zijn.

Uit een en ander blijkt wel, dat *bij metalen* de gegevens zeer onzeker zijn. Het is zeker, dat men hier met electronenstootproeven te doen heeft, die zich afspelen in de buitenste atoomlagen, zoodat men steeds rekening moet houden met de mogelijke invloed van gasresten, die het oppervlak kunnen verontreinigen.

Bij de diëlectrica is deze quaestie veel duidelijker. Door Hilsch (86, 87) zijn zeer fraaie resultaten bereikt bij enkele

alkalihalogeniden. Het bleek, dat beneden een zekere grensenergie der primaire electronen geen onelastische strooiing en dus geen secundaire electronenemissie kan plaats vinden. De energie, waarbij dit wel mogelijk is, correspondeert met de ligging van de in het ultraviolet gelegen absorptieband. Instraling in deze band heeft een overgang van een electron van een anion naar het kation tengevolge. Deze experimenten kan men als de meest succesvolle electronenstootproeven op vaste stoffen beschouwen.

g. Fluctuaties van een secundaire electronenstroom (Schroeteffect). Het is reeds lang bekend, dat in een hoogvacuum gepompte buis de van kathode naar anode loopende electronenstroom fluctuaties met de tijd vertoont. Is de stroomsterkte op een zeker oogenblik I , de gemiddelde stroomsterkte \bar{I} , de lading van een deeltje e en dv het beschouwde frequentiegebied, dan is:

$$d \overline{(I - \bar{I})^2} = 2 e \bar{I} dv.$$

Men kan zich nu afvragen, hoe groot de fluctuaties van een secundaire electronenstroom zijn. Hierover zijn een aantal verhandelingen verschenen, die tot een gelijkwaardig resultaat voeren (104, 108, 113, 114, 138, 139). Het zal blijken, dat de meting der fluctuaties van de secundaire electronenstroom een gegeven kan verschaffen, dat men langs statische weg niet kan vinden. Hierover zal iets medegedeeld worden, waarbij de publicaties van Ziegler (138, 139) gevolgd zullen worden.

Terwijl de electronenstroom, welke door een thermisch emitteerende kathode wordt uitgezonden, bestaat uit een aantal niet gelijktijdig geëmitteerde electronen met de lading e , hoeft dit bij de secundaire emissie niet het geval te zijn. Het is mogelijk dat, door toedoen van één primair electron, een aantal secundaire electronen buiten het oppervlak wordt gestooten. Wanneer de botsingstijd zeer klein is, zullen deze secundaire electronen gelijktijdig naar buiten treden en aanleiding geven tot één stroomimpuls. Is dit aantal n , dan hebben deze secundaire electronen een even groote invloed op de fluctuatie van de secundaire electronenstroom als een enkel deeltje met de lading $n e$. De elastisch en onelastisch gereflecteerde primaire electronen gedragen zich in dit opzicht natuurlijk als een enkelvoudig geladen deeltje.

Ziegler stelt zich voor, dat een breukdeel β_0 van de primaire electronen 0 secundaire electronen, een breukdeel β_1 1 electron, ... een deel β_n n electronen vrijmaakt.

Men kan dan gemakkelijk afleiden:

$$\sum_0^{\infty} \beta_n = 1$$

$$\sum_0^{\infty} n \beta_n = \delta_{tot.}$$

$$\sum_0^{\infty} n^2 \beta_n i_p = f_s.$$

Hierbij is $\delta_{tot.}$ de verhouding van totale secundaire tot primaire stroom $\left(\frac{i_s \text{ tot.}}{i_p}\right)$; f_s is gelijk aan de thermisch geëmitteerde electronenstroom, waarvan de fluctuaties gelijk zijn aan de fluctuaties van de secundaire electronenstroom, die onderzocht wordt.

Het zou nu interessant zijn om de waarden van β te kennen. Er zijn echter slechts 3 vergelijkingen voor de bepaling van $\beta_1 \dots \beta_{\infty}$ beschikbaar, zoodat een oplossing niet mogelijk is. Men kan echter wel het volgende aangeven: Noemt men $K = \frac{f_s}{i_s \text{ tot.}}$, en is n_K het eerste geheele getal grooter dan K , dan is er een groep primaire electronen aanwezig, die minstens n_K secundaire electronen heeft vrijgemaakt. Zoo werd bijvoorbeeld gevonden, dat bij een secundair emitterende laag, waarvan $\delta_{tot.} = 5$ is, een groep primaire electronen aanwezig is, die zeker 10 secundaire electronen tegelijk vrij maakt *).

h. Het mechanisme der secundaire electronen-emissie. Over het mechanisme der secundaire electronen-emissie bestaan zeer uiteenlopende opvattingen. Wij willen hier twee theorieën weergeven, die het meest in de literatuur worden aangehaald.

De eerste theorie is afkomstig van Richardson (66, 76). In sommige handboeken †) wordt deze als juist aangenomen:

*) Gemeten bij een primaire energie, die 800 e-Volt bedroeg, terwijl de secundair emitterende laag bestond uit een laagje BaO en SrO.

†) J. Hengstenberg en K. Wolf l.c.

zoals zal blijken is het evenwel twijfelachtig, of men aan deze theorie eenige waarde kan toekennen; de reden, dat wij er iets van mededeelen, is gelegen in het feit, dat deze publicaties een zeer groot aantal experimenten bevatten.

Het eerst door Petry (42, 49) en later o.m. door Kreff t (53—55) en Rao (74, 75) is waargenomen, dat over de kromme, die het verband legt tusschen het *totaal* aantal uitgezonden electronen en de energie der primaire electronen, een fijnstructuur is gesuperponeerd.

Het is zeer goed mogelijk, dat deze fijnstructuur door de elastisch gereflecteerde electronen wordt veroorzaakt, doch dit is nimmer gecontroleerd. De auteurs nemen alle aan, dat men hier te doen heeft met secundaire electronen.

Naast deze onderzoeken bestaan metingen betreffende het opwekken van zachte Röntgenstralen door electronenbeschieting van een metaaloppervlak. De kromme, die het verband legt tusschen de hoeveelheid straling en de energie der invallende electronen, vertoont eveneens een fijnstructuur. Men heeft nu gevonden, dat de onregelmatigheden in de beide krommen dikwijls bij dezelfde energie der invallende electronen zijn gelegen. Dit suggereert natuurlijk de mogelijkheid, dat een correlatie tusschen beide verschijnselen bestaat. Richardson (66, 76) heeft, hierop voortbouwende, in een tweetal artikelen een mechanisme beschreven, volgens welk de secundaire electronen zouden worden vrijgemaakt. Deze onderzoeker meent uit de uitkomsten der proeven te kunnen concluderen, dat door de primaire electronen in eerste instantie de straling wordt opgewekt en dat deze laatste de emissie van electronen veroorzaakt.

Zooals Richardson zelf reeds opmerkt, heeft deze wijze van voorstellen het bezwaar, dat de opgewekte straling te weinig intensief is, om het aantal secundaire electronen, dat men waarneemt, uit te kunnen zenden. Daarbij komt, dat later door Ahearn (79) en Warnecke (103) door nauwkeurige proeven is aangetoond, dat de zeer weinig intensieve fijnstructuur niet reëel is, doch voor het grootste deel aan geadsorbeerde gasatomen of moleculen geweten moeten worden.

Aan de andere kant huldigt men de, naar onze meening vanzelfsprekende, opvatting, dat de primaire electronen aan de electronen

in de secundair emitteerende laag een zoodanige energie overdragen, dat uittreden mogelijk is. Het verst doorgevoerd is een theorie, die in 1932 door Fröhlich (84) is gegeven *). Als model voor zijn berekening neemt deze auteur een metaaloppervlak, dat loodrecht door electronen wordt getroffen; quantummechanisch tracht hij de wisselwerking van de primaire electronen met die in het metaal na te gaan en hieruit de secundaire electronenstroom te bepalen. Het voornaamste punt in deze theorie is, dat geheel vrije electronen niet als secundair electron kunnen worden uitgestooten, daar dit in strijd zou zijn met de wet van behoud van energie en impuls. Fröhlich neemt daarom aan, dat secundaire electronenemissie „an der Eintrittseite” (§ 1) mogelijk wordt, doordat het rooster, als derde lichaam, impuls kan opnemen. De uitkomst van deze theorie vereischt o.m. dat alleen primaire electronen, waarvan de energie boven een zekere grenswaarde ligt, secundaire electronen kunnen uitstooten, welk feit echter experimenteel niet is vastgesteld. De verdere uitkomsten, die Fröhlich door berekening met behulp van zijn model heeft verkregen, zijn kwalitatief in overeenstemming met het experiment.

Hoewel de opzet van deze theorie logisch schijnt, is het zeer de vraag of het door Fröhlich beschouwde mechanisme het eenig mogelijke is, waarmede men secundaire electronenemissie „an der Eintrittseite” kan verkrijgen. Wij denken hierbij aan de wisselwerking der electronen onderling in het metaal. Daar het aantal secundaire electronen dat uitgestooten wordt, bij vele stoffen nl. grooter is dan het aantal primaire electronen, zullen er zeker primaire electronen zijn, die twee of meer secundaire electronen naar buiten hebben gestooten; daar de richting van een primair electron na de eerste botsing veranderd is, is voor de verdere emissie van secundaire electronen door dit electron een derde lichaam niet meer noodzakelijk. Het zelfde geldt voor de uitzending van tertiaire electronen.

In de hoofdstukken III en V zullen wij op deze quaestie nog eens terugkomen.

*) Zie ook H. Fröhlich, Elektronentheorie der Metalle, Berlin, 1936, p. 91.

§ 6. *Secundaire electronenemissie met traagheidsverschijnselen.*
(Thin film field emission).

Een geheel nieuw soort secundaire electronenemissie is kort geleden door *Malter* (124, 125) ontdekt. Bij de tot nog toe beschreven emissie is de secundaire electronen-stroom evenredig aan de primaire electronen-stroom. Traagheidsverschijnselen heeft men nooit kunnen waarnemen.

Malter heeft echter een oppervlak kunnen vervaardigen, dat wel traagheid vertoonde. Als secundair emitterende laag werd aluminium gebruikt, dat dun was geoxydeerd en vervolgens bedekt was met een laagje caesium, hetgeen wederom werd geoxydeerd. Valt nu een primaire electronenstroom op een dergelijk oppervlak, dan kan men een ca. 1000-voudige secundaire stroom verkrijgen. Deze stroom blijft echter bestaan gedurende eenige uren, ook wanneer de primaire bundel onderbroken wordt, doch alleen wanneer de „secundaire” electronen door een passend veld worden weggevoerd. Er zijn verschillende aanwijzingen, dat men hier te doen heeft met een koude emissie. Hoe deze tot stand komt, is niet geheel duidelijk. In Hoofdstuk VII zullen wij deze verschijnselen nog nader bespreken.

§ 7. *Doel van het proefschrift en wijze van onderzoek.*

Zoals uit de vorige paragrafen gebleken is, is over de secundaire electronenemissie slechts weinig bekend.

Eenerzijds heeft men de school van *Lenard*. Door *Lenard* en medewerkers is steeds het probleem op de voorgrond geplaatst, of men te doen heeft met „Sekundärstrahlung” of met „Rückdiffusion”. De metingen zijn dikwijls verricht aan verontreinigde oppervlakken.

Aan de andere kant heeft men de onderzoekers van de fijnstructuur. Behalve bij *Hilsch* (86, 87) kan men hier spreken van weinig dankbare experimenten, die een groote hoeveelheid getallenmateriaal opleveren, doch weinig tastbare resultaten. In het algemeen kan men, op dit gebied, het zoeken en vastleggen van kleine effecten als weinig doeltreffend aanmerken. In het overzicht, dat hier is gegeven, is dan ook alleen de nadruk gelegd op de voornaamste feiten en uitkomsten.

In dit proefschrift is getracht met zekerheid eenige grove effecten vast te leggen. De kans op reproduceerbaarheid is dan veel grooter. Zooals zal blijken, zijn de experimenten dikwijls herhaald: eerst na een voortdurende controle zijn we er toe overgegaan het gevondene als reëel te qualificeeren. Ook zijn verschillende meetmethoden gebruikt, hetgeen mogelijk was, dank zij het zeer groote aantal hulpmiddelen, dat schrijver dezes ten dienste stond.

HOOFDSTUK II.

APPARATUREN EN MEETMETHODEN.

In dit hoofdstuk zullen de apparaturen en meetmethoden worden beschreven, die gebruikt werden om enkele belangrijke eigenschappen der secundaire electronenemissie te bestudeeren. Analoge werkwijzen zijn op talrijke plaatsen in de literatuur te vinden.

§ 1. *Buisconstructie met electronenstraal.* (Hoofdstuk III—V).

a. Constructie.

Van het toestel, waarmee de meeste bepalingen werden verricht, geeft fig. 4 een beeld. De omhulling van de geheele apparatuur is van glas zonder eenige kit of vetdichting. De draad F is een wolframdraadje, dat de primaire electronen levert; F is omringd door een cylinder C . De door de draad F uitgezonden electronen worden door het electronenkanon G tot een bundel gevormd. Deze bundel treft het plaatje T , waarvan het secundair emitteerend vermogen moet worden gemeten. De secundaire electronen worden verzameld op de bol S . De onderdeelen F , C , G en S zijn tezamen op de brug GS gemonteerd.

Het plaatje T kan nu bedampt worden met verschillende materialen. Daartoe is het verbonden met een molybdeenstaaf R , aan welks uiteinde een cilindervormig stukje ijzer IP is bevestigd. Door middel van een magneetje is het mogelijk het plaatje uit het centrum van de bol in de hals N van de ballon te trekken, waar het hoogfrequent kan worden verhit en kan worden bedekt met het te onderzoeken materiaal; dit laatste is aangebracht op eenige draadjes F_1 en F_2 , die verhit kunnen worden. Hierover zullen wij ter plaatse nader uitweiden. Om het secundair emitteerend vermogen te bepalen wordt het plaatje weer in het centrum van de

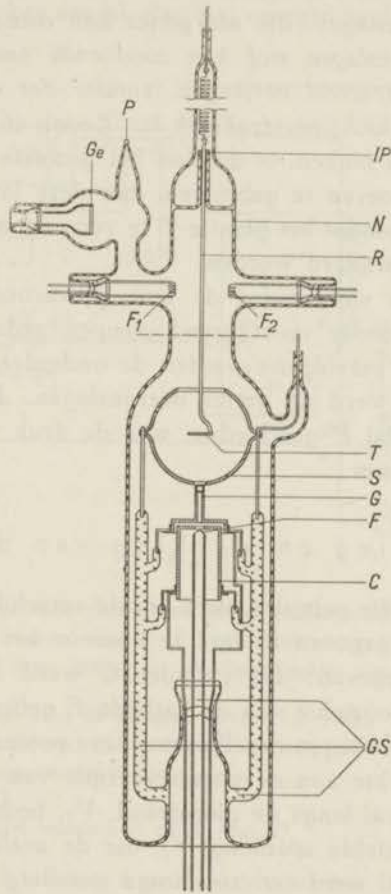


Fig. 4.

Buis voor bepaling van het secundair emitterend vermogen van door vacuum opgedampte lagen.

F = Wolframdraad bron van de primaire electronen *C* = cylinder *G* = electronenkanon *T* = plaatje, waarop de materialen worden neergeslagen *S* = bol, collector voor de secundaire electronen. *R* = staaf, om *T* te verplaatsen *IP* = cilindervormig stukje ijzer. *F*₁, *F*₂ = draden, waarvan de te onderzoeken materialen worden verdampt naar *T* *Ge* = plaatje, waarvan barium, dat als getter dienst doet, wordt verdampt. *GS* = brug, waarop *F*, *C*, *G* en *S* zijn gemonteerd. *P* = plaats, waar de buis is afgesmolten.

bol teruggebracht. In een zijbuis kan een hoeveelheid barium vanaf *Ge* worden neergeslagen, die als getter kan dienen.

De op T neergeslagen stof kan zodoende onderzocht worden op secundair emitterend vermogen, zonder dat een voorafgaand transport door de lucht noodzakelijk is. Zooals in het vervolg van dit proefschrift zal blijken, is dit van het grootste belang. Om de buis voor meer proeven te gebruiken, kan deze langs de streeplijn worden geopend, zodat het plaatje *T* te vervangen is en de metaalresten kunnen verwijderd worden.

Op de bekende wijze werd de buis geëvacueerd. De geheele apparatuur werd onder voortdurend pompen gedurende ca. 2 uur op 400°C verhit, vervolgens werden de onderdelen hoogfrequent verhit en daarna werd de getter neergeslagen. Bij het afsmelten van de buis, dat bij *P* geschiedde, was de druk van de orde van grootte van 10^{-6} mm.

b. Schakeling en werking van de buis.

De schakeling, die gebruikt werd om de verschillende grootheden te meten, is weergegeven in fig. 5, waar in het bijschrift nadere details zijn aangegeven. De cylinder *C* werd op een negatieve potentiaal V_c ten opzichte van de kathode *F* gebracht; de electrode *C* en het plaatje *T* kregen dezelfde positieve potentiaal V_p ; V_p werd gemeten ten opzichte van de negatieve zijde van de gloeidraad *F*. Het potentiaalverval langs de gloeidraad, V_f , bedroeg ca. 1,2 Volt.

Bij iedere ingestelde spanning V_p , die de snelheid der primaire electronen bepaalt, werd een zoodanige instelling van V_c gekozen, dat de electronenstroom door het „kanon” *G* maximaal is. Bij deze instelling wordt de electronenbundel in het kanaal gericht. Daardoor wordt verhinderd, dat zich electronen op de binnenwand vormen. Ditzelfde beoogt de verwijding van het kanaal *G*.

De potentiaal van de bol kan op verschillende waarden worden ingesteld. Maakt men de potentiaal enkele Volts positief ten opzichte van die van het plaatje, dan worden alle secundaire electronen naar de bol getrokken; men meet de totale secundaire emissie. Maakt men de potentiaal enkele Volts positief ten opzichte van die van *F*, dan bepaalt men het aantal elastisch gereflecteerde electronen. Door tusschengelegen waarden te nemen, kan

men de energieverdeling der secundaire electronen meten. In dit geval vindt men het aantal, dat een energie heeft boven een zekere

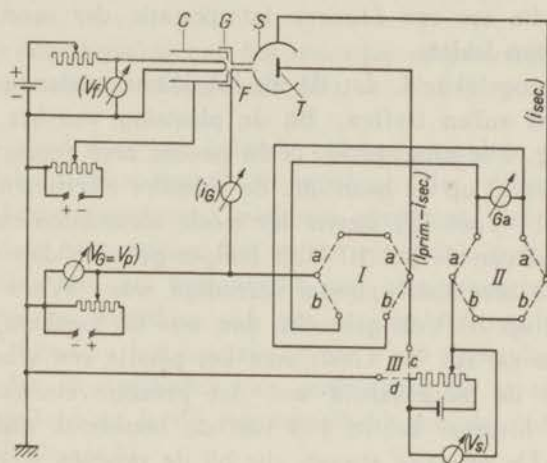


Fig. 5.

Schakelschema voor meting van de secundaire electronenemissie.

De spanningen en stroomen, door de meetinstrumenten aangegeven, zijn aangeduid door letters, die tusschen haakjes zijn geplaatst.

V_f = potentiaalverval over de kathode F (ca. 1,2 Volt).

$V_G = V_p$ = potentiaalverschil tusschen F en resp. G en T ; dit bepaalt de energie der primaire electronen.

i_G = stroom naar G .

V_s = potentiaalverschil tusschen S en T resp. F .

Door middel van de schakelaars I en II en de schakelaar III kan men met behulp van één galvanometer G_a de primaire en de secundaire electronenstroom bepalen:

Schakelaar III stand c : V_s is het potentiaalverschil tusschen S en T .

Schakelaars I en II stand a : G_a geeft de secundaire electronenstroom.

stand b : G_a geeft de primaire electronenstroom.

Schakelaar III stand d : V_s is het potentiaalverschil tusschen S en F .

Schakelaars I en II stand a : G_a geeft de secundaire electronenstroom.

stand b : G_a geeft het verschil van primaire en secundaire electronenstroom.

Door een geschikte keuze van de waarde en van het teeken van V_s kan men de totale secundaire electronenstroom, de stroom der elastisch gereflecteerde electronen of de energieverdeling der secundaire electronen meten.

waarde, die bepaald wordt door het tegenveld, dat tusschen T en S is aangelegd *).

Wij willen thans eenige mogelijke gebreken van het toestel bespreken, die tot een foutieve interpretatie der meetuitkomsten zouden kunnen leiden.

1e. De mogelijkheid, dat de uit het kanon tredende electronen direct de bol zullen treffen. Bij de plaatsing van het plaatje T , zooals in fig. 4 is aangegeven, is dit gevaar zeer gering. De veldsterkte loodrecht op de baan, die de primaire electronen volgen, is namelijk nul. Voor het meten der totale secundaire emissie werd de potentiaal van de bol 10 Volt hooger gekozen dan die van T , waardoor de secundaire stroom verzadigd was. Werd het potentiaalverschil op 20 Volt gebracht, dan was de toename der secundaire stroom ca. 0,5 %. Geeft men het plaatje een scheeve stand, dan bestaat de mogelijkheid wel, dat primaire electronen op de bol komen; hierover zal in § 3 van dit hoofdstuk nader worden uitgeweid. De primaire stroom, die bij de proeven werd gebruikt, was van de orde van grootte van $1 \mu\text{A}$.

2e. Inhomogeniteit van de primaire bundel. De primaire bundel kan inhomogeen worden door de volgende oorzaken:

a. het potentiaalverschil over de kathode F . Dit bedraagt, zooals reeds is gezegd, ca. 1,2 Volt, hetgeen dus alleen bij zeer lage V_p van invloed kan zijn.

b. de secundaire electronen, afkomstig van de binnenwand van het kanaal van G . Zooals reeds is medegedeeld, worden deze vermeden door een geschikte instelling van V_c . Teneinde na te gaan, of in de bundel nog electronen van G afkomstig aanwezig zijn, werd gecontroleerd of de grootte der primaire stroom onafhankelijk was van de potentiaal van de bol. Wordt deze namelijk slechts weinig positief ten opzichte van F genomen, dan zullen de langzamere, uit G tredende, electronen het plaatje niet kunnen bereiken en weer terugkeeren naar het uiteinde van G . Inderdaad bleek

*) Bij de meting van de energieverdeeling is het van belang, dat het secundair emitterend vermogen van het inwendige oppervlak van de bol zoo laag mogelijk is. Bij dergelijke metingen werd daartoe dit oppervlak met een laag roet bedekt, dat, zooals in Hoofdstuk VII blijken zal, een gering secundair emitterend vermogen heeft.

de primaire bundel nagenoeg homogeen te zijn. Bij $V_p = 600$ Volt bleek de primaire stroom binnen 2 % constant te zijn bij verschillende instellingen van V_s .

§ 2. *Buis voor bepaling van het secundair emitteerend vermogen van vluchtige metalen.* (Hoofdstuk III).

Deze buis werd door ons gebruikt om het secundair emitteerend vermogen van caesium-metaal te bepalen. Het is bekend, dat caesium bij kamertemperatuur merkbaar verdampt, terwijl de atomen, indien deze neergeslagen zijn op een oppervlak, zeer bewegelijk zijn. Bovendien kan het gemakkelijk met glas reageeren, waarbij waterstof vrijkomt, waardoor zich een caesium-waterstofverbinding kan vormen. Door nu het caesium op een koud oppervlak te sublimeren, worden de snelheden van verdamping en spreiding aanzienlijk verminderd en is de reactiesnelheid met de restgassen in de lamp veel kleiner*).

Fig. 6 geeft een beeld van de buis, waarmede dit kan worden bereikt. De onderdelen F , C en G zijn dezelfde als in fig. 2. De bol S daarentegen is van een zijbuis ST voorzien, langs welke het caesium naar binnen kan worden gebracht. Dit laatste is tevoren gedestilleerd in een glazen reservoir R , dat door verbreken van twee dunwandige glazen scheidingswanden W_1 en W_2 met de stalen kogels SB met de buis in verbinding kan worden gebracht †). In plaats van het plaatje T , dat aan de staaf R is bevestigd, zooals in fig. 4 is aangegeven, is hier een chroomijzeren cylinder C_1 aangebracht, die bij W aan het glas is gelascht. De cylinder, die tot het midden van de bol reikt, is voorzien van een vlakke bodem B , welke tevoren met zilver is bedampt, waarop het caesium wordt

*) Terwijl een Cs-laag bij kamertemperatuur in de lucht onmiddellijk wordt geoxydeerd, kan men bij de temperatuur van vloeibare lucht, zelfs in lucht of zuurstof bij een druk van één atmosfeer, een spiegelende laag behouden, die hoogstens met een mono- of dimoleculaire laag caesiumoxyd is bedekt.

†) De buis werd bij 400°C gepompt, terwijl alleen de „bolcapillair” W_1 was aangebracht en vervolgens afgesmolten. Daarna werd het caesium-reservoir aangesmolten, dat afgesloten was door de wand W_2 . Door een afzonderlijke pompbuis werd het gedeelte tusschen W_1 en W_2 leeggezogen. Deze werkwijze was noodig, daar de inwerking van caesium op glas bij 400°C te groot is.

neergeslagen. De cylinder zelf is hol en kan met een koelvloeistof, bijv. vloeibare stikstof, worden gevuld. Teneinde een voldoende snelle verdamping van het caesium te verkrijgen, was het noodig het reservoir op 100°C te verwarmen.

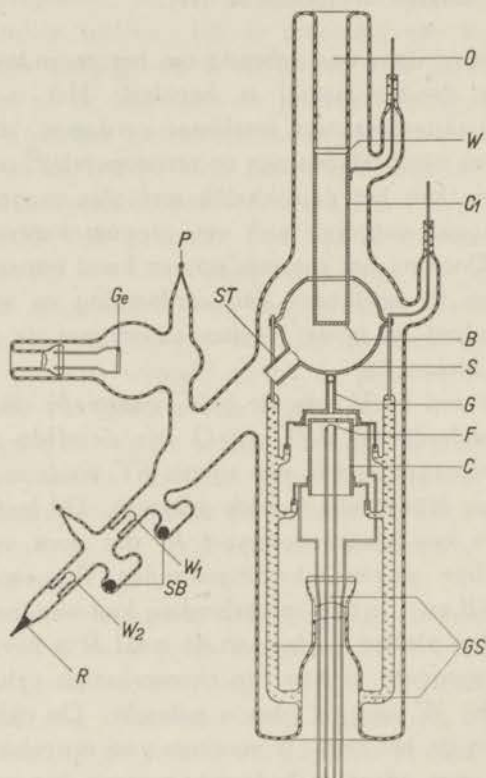


Fig. 6.

Buis voor bepaling van het secundair emitteerend vermogen van vluchtige metalen (caesium).

GS, F, C, G, P en *Ge* als in fig. 4 *ST* = zijbuis, waardoor het metaal naar de bodem *B* verdampt wordt. *R* = caesiumreservoir. *W₁, W₂* = dunne glazen scheidingswanden. *S₁, S₂* = stalen kogels. *C₁* = chroomijzeren cylinder. *W* = chroomijzer-glas lasch.

§ 3. Buis voor het meten van de secundaire electronenemissie, waarbij de invalshoek der primaire electronen wordt gevarieerd. (Hoofdstuk IV).

Om deze bepaling uit te voeren is het noodig, het plaatje iedere gewenschte stand te kunnen laten innemen ten opzichte van de

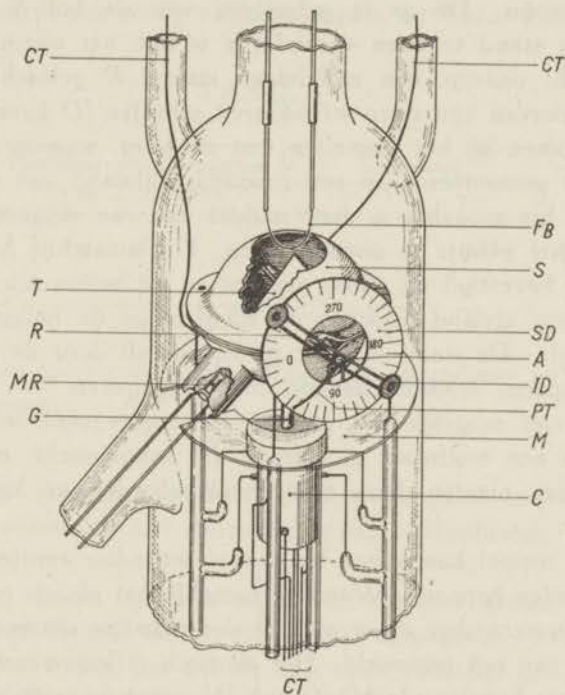


Fig. 7.

Buis voor bepaling van het secundair emitterend vermogen met instelbare invalshoek voor de primaire electronen.

F, *C*, *G*, *S*, en *ST* als in fig. 6. *T* = draaibaar plaatje, waarop de materialen worden neergeslagen. *A* = as, die *T* doet draaien. *R* = staafje, dat *A* doet draaien. *ID* = ijeren schijfjes. *SD* = schaalverdeling. *PT* = wijzer. *MR* = metaalreservoirtje. *FB* = wolframdraad voor electronenbombardeement van *T*. *CT* = draden naar de elektroden. *M* = mica schijf.

richting der invallende electronenbundel, zonder dat de buis daartoe behoeft te worden geopend. De constructie is in fig. 7 aangegeven. De onderdeelen *C*, *F*, *G* en *S* zijn dezelfde als in fig. 6. Door

de zijbuis ST kan het in het centrum van de bol aanwezige plaatje T met verschillende materialen bedekt worden, door verhitting van het reservoirtje MR , dat het gewenschte materiaal bevat.

Het nikkelen plaatje T is rechthoekig van vorm. Het kan gedraaid worden om een as A , die evenwijdig loopt aan de kortste der beide rechthoekszijden en loodrecht staat op de as van het electronenkanon. De as is geïsoleerd van de bol S . Om het plaatje van stand te doen veranderen is aan het uiteinde van A en loodrecht daarop, een molybdeen staafje R gelascht. Op de uiteinden hiervan zijn twee weekijzeren schijfjes ID bevestigd. De schijfjes komen bij het insmelten van de brug, waarop de onderdeelen zijn gemonteerd, op een zoodanige afstand van de ballonwand, dat het mogelijk is door middel van een magneetje buiten de ballon het plaatje te doen draaien. De micaschijf M , die aan de brug is bevestigd en nauw passend in de ballon schuift, zorgt, dat de juiste afstand tusschen de schijfjes en de ballonwand behouden blijft. De stand van het plaatje wordt door de wijzer PT op een koperen schaalverdeling SD aangegeven.

Het is niet mogelijk het plaatje T hoogfrequent te verhitten. Daarom is een wolfram gloeidraad F_B aangebracht, met behulp waarvan het plaatje door electronenbombardement kan worden ontgast.

Met dit toestel kan alleen het *totaal* secundair emitteerend vermogen worden bepaald. Wanneer namelijk het plaatje een scheeve stand heeft, verandert de invalshoek der primaire electronen bij het aanleggen van een tegenveld. Het elastisch reflecteërend vermogen is dus niet te bepalen. In Hoofdstuk IV, waar de metingen worden beschreven, zal hierop nader worden ingegaan. De werkelijke invalshoek der primaire electronen is dan slechts gelijk aan de „geometrische” invalshoek, indien bol en plaatje dezelfde potentiaal hebben. Voor het meten van het totaal secundair emitteerend vermogen is het evenwel steeds noodig, dat de potentiaal van de bol een weinig hooger is dan die van het plaatje. Dit zal tot gevolg hebben, dat de werkelijke invalshoek der primaire electronen steeds een weinig grooter is dan de geometrische invalshoek. Het verschil zal kleiner worden met toenemende snelheid der primaire electronen, wanneer het potentiaalverschil tusschen bol en plaatje constant wordt gehouden.

Zooals verder zal blijken, neemt het secundair emitteerend vermogen toe, wanneer de invalshoek der primaire electronen wordt vergroot. Indien het potentiaalverschil tusschen bol en plaatje de richting der primaire bundel niet merkbaar beïnvloedt, moet de secundaire electronenstroom onafhankelijk van dit potentiaalverschil zijn. Bij invalshoeken tusschen 0° en 70° is, bij $V_p > 200$ Volt aan deze voorwaarde nagenoeg voldaan, zooals uit Tabel I blijkt.

TABEL I.

Potentiaalverschil tusschen S en T in Volts	Invalshoek	
	0°	70°
10	1,045	1,345
20	1,055	1,37

De getallen geven de verhouding van secundaire en primaire electronenstroom.

§ 4. *Buis voor het meten van foto-electrisch en secundair emitteerend vermogen aan éézelfde object.* (Hoofdstuk VI).

Deze buis, die in fig. 8 is afgebeeld, vertoont groote overeenkomst met het toestel, dat in fig. 4 is weergegeven. Het eenige verschil bestaat hierin, dat aan de hals twee zijbuizen zijn gelascht, onder een hoek van 45° met de staaf R . Een der zijbuizen is voorzien van een venster W , waardoor licht op het plaatje geworpen kan worden; bijvoorbeeld kan het bandje B van een wolframbandlamp door middel van een lens L op het plaatje, in de stand door de streeplijn aangegeven, afgebeeld worden. De aldus foto-electrisch vrijgemaakte electronen kunnen op een afzonderlijke anode A worden verzameld. De andere zijbuis bevat het reservoirtje MR , waarin het metaal verhit kan worden, dat het plaatje T moet bedekken. De afstand van MR tot T is grooter genomen dan bij de vorige toestellen, daar het bij deze proeven om zeer geringe hoeveelheden gaat, zooals blijken zal in Hoofdstuk VI.

§ 5. *Meting van het secundair emitteerend vermogen met behulp van een triode. (Hoofdstuk VII).*

Ook met behulp van een triode is het mogelijk het secundair emitteerend vermogen te meten. De nauwkeurigheid, die men bereikt met de toestellen, die in de paragrafen 1—4 zijn beschreven,

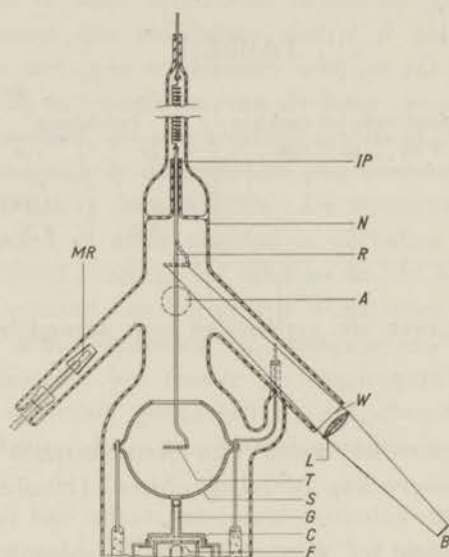


Fig. 8.

Buis voor bepaling van het secundair en foto-electrisch emitteerend vermogen van éézelfde object.

F, C, G, S, T, R, N en *IP* als in fig. 4 *A* = anode, collector voor de foto-electrisch geëmitteerde electronen *MR* = als in fig. 7. *W* = venster. *L* = lens. *B* = bandje van wolfraambandlamp.

is met de triode echter niet te behalen. Ook kan men de elastisch gereflecteerde electronen niet afscheiden. Van constructie is de triode echter veel eenvoudiger. In Hoofdstuk VII zal de triode gebruikt worden om de verandering van het secundair emitteerend vermogen van een oppervlak met den tijd na te gaan.

Fig. 9 geeft een beeld van de triode, die bij de verschillende proeven werd gebruikt*). Het secundair emitterend vermogen van de binnenzijde der anode moet bepaald worden. Daartoe moet het potentiaalverschil tusschen rooster en kathode, V_g , grooter worden genomen dan het potentiaalverschil tusschen anode en kathode, V_a ; de secundaire electronen van de anode moeten namelijk naar het rooster worden getrokken. Gewoonlijk werd bij de

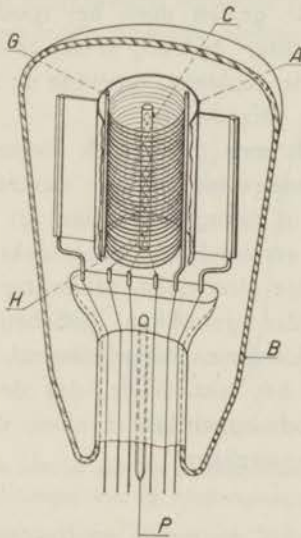


Fig. 9.

Triode voor bepaling van het secundair emitterend vermogen van een stof, die op de anode *A* is aangebracht.

C = kathode. *H* = verhittingsdraad van de kathode. *G* = rooster.
A = anode. *P* = pompbuis. *B* = ballon.

proeven $V_g = 2 V_a$ genomen. Wanneer nu nog de banen der primaire electronen bekend zouden zijn, zou men uit de waargenomen stroomen het aantal, door de anode uitgezonden secundaire electronen kunnen berekenen. Om nu de verdeling der primaire electronen over rooster en anode te bepalen, ware het aangewezen

*) In deze figuur is de triode afgebeeld met een indirect verhitte kathode (oxydkathode). Een wolframdraad bijv. als kathode is natuurlijk eveneens mogelijk.

een geometrisch gelijke triode te vervaardigen, waarvan de electroden van een oppervlak voorzien zijn, dat geen secundaire electronen uitzendt. Een dergelijk oppervlak is evenwel niet bekend, zoodat men zich tot een kunstgreep moet bepalen. De meest bevredigende methode om de verdeling te vinden, is naar onze meening door Hyatt (61) gebruikt, die vond, dat over een zeer groot gebied van $\frac{V_g}{V_a}$ het quotient $\frac{i_{gp}}{i_g + i_a}$ *) gelijk is aan het deel van de anode, dat vanuit de kathode gezien door het rooster wordt bedekt †). Deze „schaduwverhouding” bedroeg in ons geval 0,217. Het rooster werd dicht bij de anode geplaatst, teneinde de secundaire electronen zoo goed mogelijk te verzamelen.

Met de triode vindt men gewoonlijk kleinere waarden voor de verhouding van secundaire tot primaire electronenstroom, dan bijv. met het toestel, dat in paragraaf 1 van dit hoofdstuk werd beschreven. Dit wordt vermoedelijk veroorzaakt door de omstandigheid, dat de secundaire electronen, afkomstig van de anode, door de roostermazen worden getrokken, tusschen rooster en kathode omkeeren en, na de roostermazen gepasseerd te zijn, op de anode terugvallen. Ook is het niet zeker, dat de primaire electronen loodrecht op het anode-oppervlak invallen, daar de roosterdraad een afbuiging kan veroorzaken.

§ 6. *Meting van het secundair emitteerend vermogen van dielectrica.*

Bij de meting van het secundair emitteerend vermogen van een dielectricum zijn aanvullende of afvoerende electronentransporten niet mogelijk, tenzij de gebruikte laagjes zeer dun zijn. Een zeer dun laagje kan men vormen door verdampen, zooals bijv. door Hilsch (86, 87) §) is gedaan. Ook kan men, indien het mogelijk is, eerst het metaal in een dunne laag opdampen en daarna de verbinding vormen (Hoofdstuk III).

*) Met i_{gp} is de stroom primaire electronen bedoeld, die door het rooster worden opgevangen; i_g en i_a zijn de gemeten stroomen naar rooster resp. anode.

†) Een soortgelijke uitkomst is ook door Tellegen, langs theoretische weg, verkregen (Physica 6, 113, 1926).

§) Zie ook J. H. de Boer, Proc. Kon. Akad. Wet. A'dam, 37, 237, 1928.

Wij willen hier een methode bespreken, die het mogelijk maakt iets over het secundair emitteerend vermogen van een dielectricum te weten te komen, indien de onderzochte laag een zeer hoge weerstand heeft. Electronentransport is dan niet mogelijk. De potentiaal van het oppervlak kan dan twee waarden aannemen, zoodanig:

- a. dat in het geheel geen electronen op het oppervlak komen,
- b. dat het aantal uitgezonden secundaire electronen gelijk is aan het aantal invallende primaire electronen.

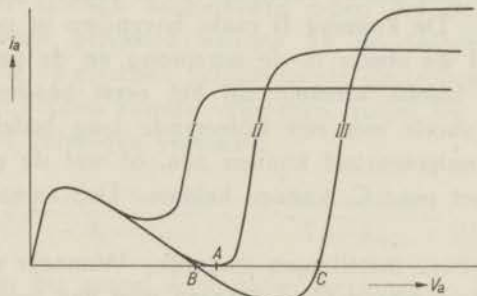


Fig. 10.

Anodestroom i_a , als functie van de anodespanning V_a , bij verschillende instellingen van de roosterspanning V_g .

In het geval *b* kan men aangeven bij welke energie der primaire electronen het secundair emitteerend vermogen gelijk is aan 1. Het volgende experiment zal aantonen hoe dit mogelijk is.

In de triode, die in fig. 9 is weergegeven, wordt de anodestroom i_a bepaald als functie van de anodespanning V_a , waarbij de roosterspanning V_g constant wordt gehouden. In fig. 10 zijn drie van zulke karakteristieken geteekend voor drie verschillende waarden van V_g . Aangenomen is, dat de emissie van de kathode verzadigd is en dat de energie der primaire electronen, $e V_a$, kleiner is dan de energie, waarbij het secundair emitteerend vermogen maximaal is. Laat men V_a van de waarde nul toenemen, dan neemt i_a eerst toe, daar de primaire electronen tengevolge van de verminderende afbuiging door de roosterdraden, de anode gemakkelijker kunnen bereiken. Bij toenemende V_a doorloopt i_a een maxi-

mum, om daarna af te nemen. Dit verloop wordt veroorzaakt door het uitzenden van een steeds grooter aantal secundaire electronen, die door het rooster worden opgevangen. Bij nog grooter V_a volgt een minimum, waarna i_a een snelle stijging vertoont. Dit stijgen wordt veroorzaakt door de omstandigheid, dat de veldsterkte tusschen rooster en anode een tegengestelde richting krijgt. De door de anode uitgezonden, meerendeels langzame, secundaire electronen kunnen het rooster niet meer bereiken, terwijl de secundaire electronen, afkomstig van het rooster, naar de anode worden getrokken. Bij zeer groote V_a wordt i_a constant.

Van de drie geteekende karakteristieken snijdt I de abscis alleen in het nulpunt. De kromme II raakt bovendien in punt A, terwijl de kromme III de abscis in de oorsprong en de punten B en C snijdt *). De laatste kromme zal het eerst beschouwd worden. Wanneer de anode met een isoleerende laag bedekt is, zal het oppervlak op nulpotentiaal kunnen zijn, of wel de potentiaal, behorende bij het punt C, kunnen hebben. De „toestand” B is n.l. labiel.

Er zijn dus twee instellingen mogelijk. Wanneer nu het anodeoppervlak in de toestand C is, hetgeen men kan constateeren door deze te verbinden met een electrostatische voltmeter, daalt de potentiaal, wanneer V_g daalt. Indien de karakteristiek II gepasseerd wordt, is er, behalve de oorsprong, geen snijpunt meer met de abscis. De anode komt dan op nulpotentiaal, hetgeen de electrostatische voltmeter aanwijst. Op deze wijze kan men punt A vastleggen, waardoor tevens de energie der primaire electronen is gevonden, waarbij het secundair emitteerend vermogen gelijk 1 is.

Op zichzelf zegt dit gegeven weinig. Wanneer het echter gaat om veranderingen, welke het oppervlak ondergaat met de tijd (bijv. adsorptie van metaalatomen), kan de richting, waarin het punt A zich beweegt, het trekken van conclusies mogelijk maken. Beweegt A zich namelijk naar kleinere V_a , dan stijgt het secundair emitteerend vermogen, beweegt het zich naar grootere V_a , dan vindt er een daling plaats. In Hoofdstuk VI zal van deze meetmethode gebruik gemaakt worden.

*) De kromme III is alleen mogelijk, wanneer het secundair emitteerend vermogen van de anode grooter dan 1 is.

§ 7. *Definitie van secundair emitteerend vermogen.*

Wij hebben gezien, dat met het toestel, dat in § 1 van dit hoofdstuk is beschreven, de *totale* secundaire electronenstroom en de stroom der elastisch gereflecteerde electronen bepaald kan worden. Onder totaal secundair emitteerend vermogen zal verstaan worden het quotient:

$$\delta_{tot.} = \frac{i_{s\ tot.}}{i_p} \dots\dots\dots (1)$$

Bij de definitie van secundair emitteerend vermogen zal de experimenteel zeer moeilijk aantoonbare groep der onelastisch verstrooide electronen gerekend worden bij de (echte) secundaire electronen. Daar de elastisch gereflecteerde electronen geen secundaire electronen hebben kunnen vrijmaken, zullen wij onder secundair emitteerend vermogen verstaan:

$$\delta = \frac{i_{s\ tot.} - i_{refl.}}{i_p - i_{refl.}} = \frac{\delta_{tot.} - \delta_{refl.}}{1 - \delta_{refl.}} \dots\dots\dots (2)$$

Men brengt dan het aantal secundaire electronen in rekening, dat per geabsorbeerd primair electron is vrijgemaakt.

HOOFDSTUK III.

SECUNDAIR EMITTEEREND VERMOGEN VAN METALEN.

§ 1. *Inleiding.*

Zoals reeds in hoofdstuk I kort is aangeduid, is het maximaal secundair emitteerend vermogen van metalen als Mo, W, Cu, Ag, Fe, Ni enz. ongeveer gelijk, nl. 1,2—1,5. Deze metalen hebben bovendien alle voor electronen een uittreepotentiaal van dezelfde orde van grootte (4—4,5 Volt). Interessant zou zijn de factor δ voor de metalen met lage uittreepotentiaal te kennen; deze metalen hebben een veel grooter vermogen voor foto-electrische en thermische emissie. Nu zou men geneigd kunnen zijn ook een grooter secundair emitteerend vermogen te verwachten.

De experimenteele gegevens uit de literatuur schenen deze opvatting te bevestigen (3). Als bewijs hiervoor worden artikelen van Copeland (106) en Warnecke (132) aangehaald. Volgens deze onderzoekers bedraagt de factor δ voor Al 2,55, voor Ca 4,9, voor Ba 2,7 enz. Eenige twijfel aan de juistheid van deze resultaten rijst reeds na een experiment van Farnsworth (39). Door deze auteur werd bij een ontgast magnesiumplaatje bij $V_p = 200$ Volt een secundair emitteerend vermogen 1,65 gevonden; werd echter magnesium overgedampt in de buis, waarin de meting plaats vond, dus zonder voorafgaand transport door de lucht, dan werd $\delta = 0,80$ gevonden, hetgeen lager is dan voor de metalen met grootere uittreepotentiaal (W, Mo, enz.) bij overeenkomstige V_p .

Een en ander maakte nadere experimenten noodzakelijk. In dit hoofdstuk zal deze quaestie nader worden onderzocht, terwijl tegelijk de oorzaak der zeer uiteenlopende resultaten, die in de literatuur te vinden zijn, aangegeven zal kunnen worden.

§ 2. Metingen.

Er werden metingen verricht aan de electropositieve metalen: Li, Cs, Be, Mg, Ba, Al en Th; op overeenkomstige wijze werden voorts Cu en Ag onderzocht. Het secundair emitterend vermogen van Cs werd bepaald in de buis, die in fig. 5 is afgebeeld, de

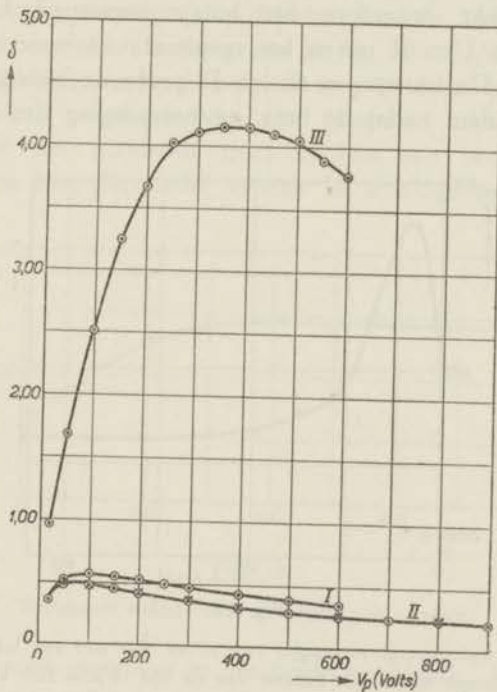


Fig. 11.

Secundair emitterend vermogen van lithium.

I en II: zuiver lithium } \circ direct na het opdampen gemeten
 \times meting na enkele uren.

III: verontreinigd lithium

bepaling aan de overige metalen geschiedde in de buis, die in fig. 4 weergegeven is. Behalve bij Cs, dat reeds tevoren gedestilleerd was, werd een gedeelte van het te onderzoeken metaal overgedampt, terwijl het plaatje *T* nog in de bol was; dit geschiedde om verontreinigingen, die bij het over te dampen stukje metaal wellicht aanwezig waren, te verwijderen en schadelijke restgassen weg te

nemen. Daarna werd het plaatje op de daarvoor bestemde plaats gebracht en bedampt. Wij willen thans in volgorde de resultaten der metingen bespreken. In de verschillende figuren, die hierop betrekking hebben, is δ uitgezet als functie van V_p .

a. **Lithium.** Het lithium werd in een nikkelen buisje geperst, dat aan een zijde gesloten was. Deze zijde was op een wolframdraadje gelascht, waardoor het buisje verwarmd kon worden. Fig. 11, lijnen I en II geven het resultaat van twee verschillende proefreeksen. De kruisjes in de lijn II geven de meetpunten, welke werden gevonden, nadat de buis, na beëindiging der eerste meet-

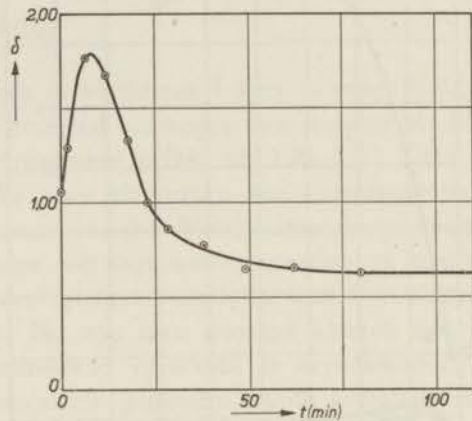


Fig. 12.

Secundair emitteerend vermogen van zilver, dat met een laag caesium bedampt wordt, als functie van de tijd. $V_p = 200$ Volt.

reeks, eenige uren aan zich zelf was overgelaten, hetgeen beteekent, dat de restgassen het oppervlak niet merkbaar hebben doen veranderen, en dat ook geen andere veranderingen of ouderingsverschijnselen zijn ingetreden. De lijn III geeft metingen voor lithium, dat verdampt werd, terwijl zich nog een te groote hoeveelheid lucht in de buis bevond; in dat geval heeft men met verbindingen te doen, bijv. lithiumoxyd en lithiumnitride, die klaarblijkelijk een veel grooter secundair emitteerend vermogen hebben, dan het metaal zelve.

b. **Caesium.** Gebruik werd gemaakt van de buis, afgebeeld in fig. 5. Tevoren werd geconstateerd, dat het secundair emitteerend

vermogen van zilver onafhankelijk van de temperatuur was, hetgeen in overeenstemming is met de ervaringen van anderen (79). Nadat de cylinder gekoeld was met vloeibare stikstof, werd het caesium overgedestilleerd, door het reservoir R op 100°C te verwarmen. Gedurende het opdampen op de zilverwand B werd de secundaire electronenemissie gemeten, waarbij V_p constant op 200 Volt werd gehouden; als functie van de tijd vertoonde δ een maximum, zooals is aangegeven in fig. 12. Eerst wanneer het horizontale gedeelte is bereikt, heeft men te doen met het secundair emitterend vermogen van een compacte caesiumlaag. Het optreden van het maximum doet denken aan het verloop van thermische en foto-electrische emissie bij analoge proeven; hierop

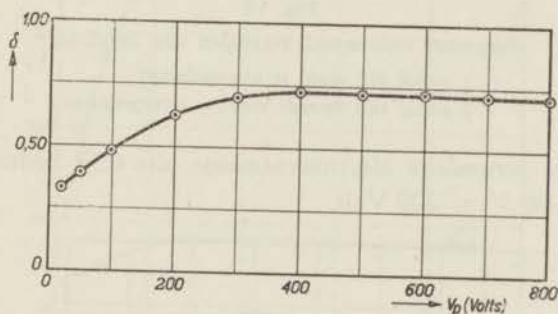


Fig. 13.

Secundair emitterend vermogen van caesium.

zal nader worden ingegaan in het zesde hoofdstuk. Er is evenwel ook een groot verschil waar te nemen; het secundair emitterend vermogen van zilver is bij de hier gebruikte V_p groter dan dat van caesium; dit laatste is juist *niet* het geval bij de thermische en foto-electrische emissie. Fig. 13 geeft tenslotte het secundair emitterend vermogen van de compacte caesium-laag, als functie van V_p . Het maximum ligt hier bij $V_p = 400$ Volt, de bijbehorende δ bedraagt 0,72. Wanneer de vloeibare stikstof is verdampt, stijgt het secundair emitterend vermogen aanzienlijk; er is dank zij de restgassen blijkbaar weer een verbinding gevormd, die bij $V_p = 200$ Volt een factor $\delta = 4,4$ heeft.

c. Beryllium. Een stukje beryllium werd gelascht op een wolframdraadje. Door dit laatste te gloeien werd een laagje over-

gedampt. Fig. 14 geeft de verkregen δ als functie van V_p ; de kruisjes geven de punten, nadat een tweede laagje is overgedampt.

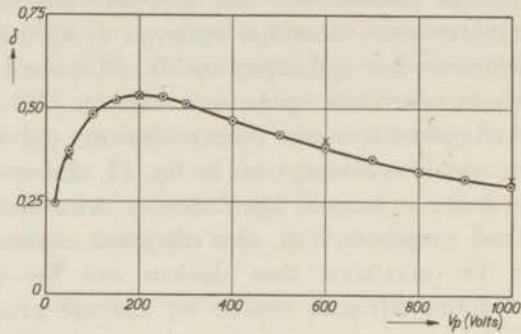


Fig. 14

Secundair emitteerend vermogen van beryllium

○ : nadat één maal is overgedampt

× : nadat een tweede maal is overgedampt.

De grootste secundaire electronenemissie, die 0,53 bedraagt, wordt verkregen bij $V_p = 200$ Volt.

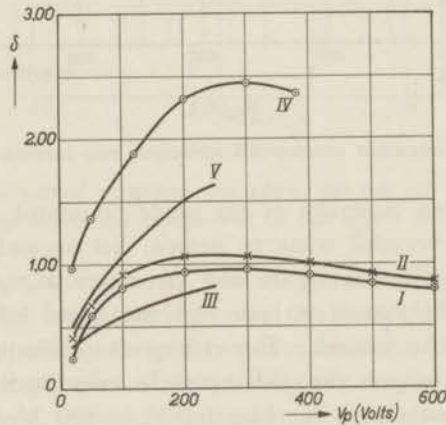


Fig. 15.

Secundair emitteerend vermogen magnesium.

I: in vacuüm opgedampte laag.

II: dezelfde laag, 1½ uur later gemeten

III: in vacuüm opgedampte laag, volgens Farnsworth (39)

IV: in vacuüm opgedampt magnesium, door de lucht overgebracht

V: magnesium-plaatje, voor de meting verhit, volgens Farnsworth (39).

d. Magnesium. Het magnesium werd op dezelfde wijze verdampt als beryllium. Fig. 15 geeft een overzicht der resultaten. De lijn I geeft het verloop van δ , kort nadat het laagje was opgedampt; de maximale δ bedraagt dan 0,95, voor $V_p = 300$ Volt. De lijn II geeft de kromme, die $1\frac{1}{2}$ uur later is gemeten. De maximale δ bedraagt dan 1,06; er vormt zich blijkbaar een oppervlakkige verbinding met een grooter secundair emitteerend ver-

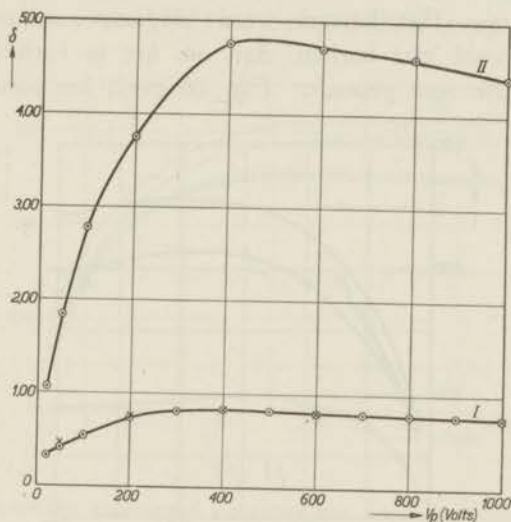


Fig. 16

Secundair emitteerend vermogen van barium.

- I: door vacuum opgedampte laag } \circ : dadelijk na opdampen gemeten
 II: dezelfde laag geoxydeerd. } \times : een half uur later gemeten

mogen. De lijn III geeft de resultaten weer van Farnsworth (39), die eveneens betrekking hebben op magnesium, dat in vacuum is overgedampt. De lijn IV geeft de secundaire electronenemissie van magnesium, dat in vacuum is overgedampt, doch daarna door de lucht is verplaatst naar de buis, waarin de metingen worden verricht. Door dit transport is het oppervlakkig geoxydeerd, waardoor het vermogen om secundair te emitteren is toegenomen.

Door een magnesiumplaatje, dat gedurende eenigen tijd aan de lucht is blootgesteld geweest, te verhitten, is het niet mogelijk het

oppervlakkige oxydhuidje te verwijderen. Magnesiumoxyd lost namelijk niet in magnesium op; ook kan het niet door verhitting verdampt worden, daar de dampspanning van het oxyd veel kleiner is, dan van het metaal. Zoodoende zal een dergelijk plaatje, dat verhit is in de buis vóór de meting een grooter aantal secundaire electronen uitzenden, dan het in vacuum overgedampte metaal, hetgeen door de kromme V, afkomstig van Farnsworth, wordt gedemonstreerd.

e. Barium. Het barium werd verdampt uit een nikkelen cilindertje gevuld met barium, dat, om het te verhitten, op een wolframdraadje was gelascht. Fig. 16 geeft het secundair emit-

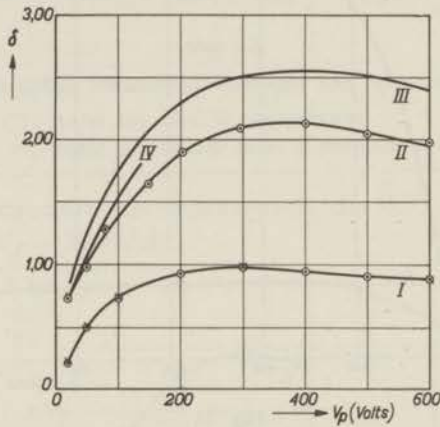


Fig. 17.

Secundair emitteerend vermogen van aluminium.

- | | |
|---|--|
| I: door vacuum opgedampte laag | } \odot : dadelijk na opdampen gemeten.
\times : 1 $\frac{1}{2}$ uur later gemeten. |
| II: aluminiumplaatje. | |
| III: aluminiumplaatje volgens Warnecke (132). | |
| IV: aluminiumplaatje volgens Farnsworth (39). | |

teerend vermogen van een opgedampte laag (kromme I). Maximaal wordt $\delta = 0,83$ gevonden bij $V_p = 400$ Volt. De kruisjes zijn de meetpunten, die werden opgenomen, nadat de buis met het opgedampte barium een half uur had gestaan; hierbij is het laagje onveranderd gebleven. Wanneer dit wordt geoxydeerd met droge zuurstof vindt men weer een aanzienlijke toename; de maximale δ bedraagt dan 4,8 bij $V_p = 500$ Volt (kromme II).

f. Aluminium. Dit metaal werd op dezelfde wijze als magnesium overgedampt. Fig. 17, kromme I geeft de eerste meetreeks, kort nadat het metaal is overgedampt. Maximaal bedraagt de secundaire electronenemissie dan 0,97 bij $V_p = 300$ Volt. De kruisjes geven de meetpunten $1\frac{1}{2}$ uur later. De lijn II heeft betrekking op een aluminiumplaatje; evenmin als van magnesium, kan van aluminium het oxydhuidje door verhitting verwijderd worden, zoodat ook hier een grootere δ gevonden wordt. De kromme III geeft de metingen van Warnecke (132), eveneens aan een

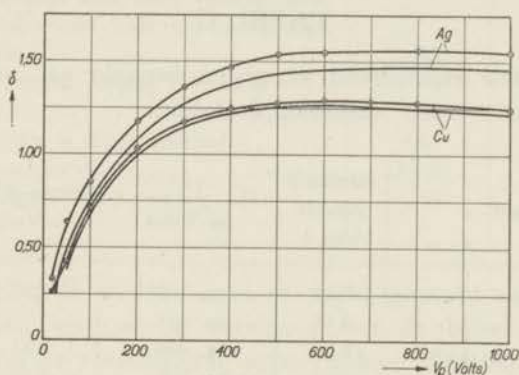


Fig. 18.

Secundair emitteerend vermogen van koper en zilver.

Krommen zonder meetpunten volgens Warnecke (132).

Krommen met meetpunten (O) hebben betrekking op in vacuüm opgedampte lagen.

aluminiumplaatje; de lijn IV, ook bij een plaatje gevonden, is afkomstig van Farnsworth (39).

g. Thorium. Dit metaal werd op dezelfde wijze als magnesium verdampt. Ondanks vele pogingen is het ons niet gelukt de secundaire electronenemissie van een dergelijk laagje gedurende langen tijd constant te houden. De laagste waargenomen waarde voor het maximum van δ als functie van V_p was 1,14 bij $V_p = 800$ Volt.

h. Koper en zilver. Van deze metalen bestaan bepalingen, die aan plaatjes werden verricht. Om nu het gedrag ervan te kunnen vergelijken met dat van de zoeven genoemde electropositieve elementen, hebben wij in hetzelfde toestel de secundaire

electronenemissie gemeten aan overgedampte lagen van deze metalen. Het blijkt dan, dat slechts een onbelangrijk verschil bestaat met de uitkomsten, die bij plaatjes werden verkregen, die gedurende langen tijd in hoogvacuum waren verhit. In fig. 18 zijn de resultaten voor koper en zilver opgenomen. De lijnen, waarin de meetpunten zijn aangegeven, zijn van ons afkomstig, terwijl de andere krommen ontleend zijn aan Warnecke (132). De krommen hebben, twee aan twee, dezelfde gedaante, terwijl de afstand er tusschen veel kleiner is dan bijv. bij magnesium en aluminium.

TABEL II.

Secundair emitterend vermogen bepaald aan schoone metaaloppervlakken.

Metaal	maximale waarde van δ	V_p in Volts	Uittree-arbeid in e-Volts *)	atoom volumen
Li	0,56 0,48	ca. 100 ca. 75	2,28	13,0
Cs	0,72	ca. 400	1,81	71,0
Be	0,53	ca. 200	3,16	4,9
Mg	0,95	ca. 300	2,42	14,1
Mg volgens Farnsworth (39)	0,80	250 (niet max.)		
Ba	0,83	ca. 400	2,11	36,6
Al	0,97	ca. 300	2,26	10,0
Th	1,14?	600—1000	3,38	21,1
Cu(plaatje) volgens Warnecke (132) ..	1,27	ca. 600	4,30	7,1
Cu (overgedampt)	1,29	ca. 600		
Ag(plaatje) volgens Warnecke (132) ..	1,47	ca. 800	4,74	10,2
Ag (overgedampt)	1,56	ca. 800		

*) De waarden voor Li, Cs, Mg, Ba, Th, Cu en Ag zijn ontleend aan A. L. Reimann Thermionic Emission, London 1934, p 99

De waarde voor Be is afkomstig van R Schulze, Z Phys., 92, 212 1934

De waarde voor Al is afkomstig van H. Gerding, Z physik. Chem., (B) II, 1, 1930 (foto-electrische roodgrens van Al, dat schoon geschraapt is in hoog vacuum)

TABEL III.

Secundair emitterend vermogen bepaald aan verontreinigde metaaloppervlakken.

Oppervlak	Maximale waarde van δ	V_p in Volts
„Li”, overgedampt door „onvoldoende” vacuum	3,4 – 4,2	300
„Cs”, neergeslagen op een oppervlak bij kamertemperatuur	4,4	200 (niet max.)
„Mg”, overgedampt door hoog vacuum, maar later getransporteerd naar een andere buis, door de lucht	2,45	300
„Mg” plaatje, ontgast, volgens F a r n s w o r t h (39)	1,65	250 (niet max.)
„Ba” na oxydatie in droge zuurstof	4,8	400
„Al” plaatje, ontgast	2 – 3	300 – 400
hetzelfde volgens W a r n e c k e (132)	2,55	350

In de tabellen II en III is een overzicht gegeven van het maximale secundair emitterend vermogen met de bijbehorende V_p , behorende bij de verschillende oppervlakken. Daarbij zijn de uitree-arbeid en het atoomvolumen eveneens aangegeven.

§ 3. *Vergelijking met foto-electronenemissie.*

In de inleiding van dit hoofdstuk is de mogelijkheid verondersteld, dat het secundair emitterend vermogen vergelijkbaar zou zijn met het thermisch en foto-electrisch emitterend vermogen. Het is uit de metingen, die in § 2 werden beschreven, duidelijk, dat hiervan geen sprake is, indien V_p van de orde van grootte van enkele honderden Volts is. Wij willen hiervan een sprekend voorbeeld geven. In de buis, die afgebeeld is in fig. 8 (hoofdstuk II), werd van Ni, Ba en BaO de secundaire emissie en de fotostroom gemeten. De tabel IV geeft een overzicht van de uitkomsten. De meting der secundaire electronenstroom geschiedde bij $V_p = 300$ Volt. De fotostroom wordt aangegeven in schaaldeelen uitslag van de galvanometer; als lichtbron werd gebruik gemaakt van een wolfram bandlamp, waarvan het bandje een temperatuur had van ca. 2800°K.

TABEL IV.

Secundair en foto-electronen emitteerend vermogen van Ni, Ba en BaO *).

Oppervlak	δ	Fotostroom
Nikkel	1,28	niet waarneembaar
Barium	0,81	16,2
Bariumoxyd †)	3,6	1,2

§ 4. Interpretatie der resultaten.

Door de experimenten, die in dit hoofdstuk zijn beschreven, zijn een groot aantal nieuwe feiten aan het licht gekomen. Het is ondoenlijk de verklaring der waargenomen verschijnselen in dit hoofdstuk weer te geven; wij zullen hierop uitvoerig ingaan in de hoofdstukken IV, V en VI. Wij willen echter wel aangeven in welke richting men een eventueel mogelijke verklaring zou moeten zoeken, mede in verband met enkele opvattingen betreffende het mechanisme der secundaire electronenemissie, die in de literatuur te vinden zijn.

*) De oppervlakken, die in de z.g. electronen multiplicatoren worden gebruikt, vertoonen eveneens zeer duidelijk een niet overeenkomstig verloop der gevoeligheden voor secundaire en foto-electronenemissie. Deze kathoden bestaan gewoonlijk uit een zilver onderlaag, welke bedekt is met een laag Cs_2O (met ingebouwde Ag en Cs-atomen) en uitwendig geadsorbeerde Cs-atomen. Deze laatste leveren de foto-electronen. Zooals uit de proeven, die in dit hoofdstuk beschreven zijn, blijkt, zullen de secundaire electronen worden vrijgemaakt uit de Cs_2O -laag. Door vele onderzoekers (zie bijv. 113, 119, 120, 129, 137) is nu gevonden, dat de Cs-bedekking, waarbij de foto-gevoeligheid het grootste is, niet samenvalt met de grootste „gevoeligheid” voor secundaire emissie, hetgeen na het voorafgaande geen verwondering meer behoeft te wekken. Wij komen hierop terug in hoofdstuk V.

†) Het is waarschijnlijk, dat het BaO in dit geval nog een zekere hoeveelheid vrij Ba bevatte. We moeten veronderstellen, dat de foto-electronen, die uittreden, afkomstig zijn van Ba-atomen, die in het BaO zijn ingebouwd en van enkele aan het oppervlak geadsorbeerde atomen.

A. Metalen.

In het begin van dit hoofdstuk werd de mogelijkheid verondersteld, dat thermische, foto-electrische en secundaire emissie een overeenkomstig verloop zouden kunnen hebben. Uit de tabel II blijkt evenwel, dat de metalen die gemakkelijk foto-electronen emitteren, slechts weinig secundaire electronen kunnen uitzenden.

Dit gedrag der electropositieve metalen kan gelegen zijn in het feit, dat de botsingsdiameter van de atomen in deze metalen ten opzichte van de snelle primaire electronen zeer klein, ten opzichte van de langzame secundaire electronen (fig. 1) zeer groot is. De primaire electronen kunnen dan dus tot groote diepte doordringen, terwijl de secundaire electronen het oppervlak niet kunnen bereiken. Dit verschil is wellicht kleiner bij de metalen, waarvan de uittreepotentiaal hooger is.

Deze veronderstelling kan worden beproefd door:

- a. De primaire electronen scherend op het oppervlak te doen invallen.
- b. De secundaire electronenemissie te meten bij beschieting met zeer langzame primaire electronen.

Deze proeven zullen in het vierde hoofdstuk worden besproken.

B. Verbindingen.

Uit de tabellen II en III blijkt, dat het secundair emitterend vermogen van de verbindingen der electropositieve elementen veel grooter is, dan van de elementen zelve. Voor de verklaring hiervan zou men zich kunnen aansluiten bij het uitgangspunt van de theorie van Fröhlich, welke in hoofdstuk I is vermeld. Bij de verbindingen zijn namelijk de geleidingselectronen vastgelegd aan de atomen van toegevoegde electronegatieve elementen. Men kan zich denken*), dat de geleidingselectronen in de metalen hoofdzakelijk een versnelling naar dieper gelegen atoomlagen ondervinden door de werking van loodrecht op het oppervlak invallende primaire electronen, terwijl bij de verbindingen de toe-

*) Een soortgelijke „klassieke” beschouwing is ook door Richardson (76) gegeven.

gevoegde atomen impuls kunnen opnemen, waardoor een emissie „an der Eintrittsseite” wel mogelijk is. Indien deze verklaring juist is en de eenige oorzaak van het verhoogd secundair emitterend vermogen is, moeten *alle* verbindingen (dus ook van Ag, Cu, enz.) meer secundaire electronen uitzenden dan de metalen, waarvan zij zijn afgeleid. Dit blijkt niet het geval te zijn, zooals in hoofdstuk V zal worden uiteengezet.

Een andere verklaring voor de gedragingen der verbindingen kan wellicht gezocht worden in de wijze, waarop de primaire electronen hun kinetische energie in de beschoten materie verliezen. In het metaal zijn namelijk de toegelaten energiezōnes door de electronen gedeeltelijk bezet. Een electron kan dus van een invallend primair electron een willekeurig kleine hoeveelheid energie opnemen, zonder als secundair electron te behoeven te worden geëmitteerd. Bij de verbindingen (met name de verbindingen, waarvan hier sprake is) is een dergelijke band of niet, of gedeeltelijk bezet. Een electron kan dus alleen van de bezette in de onbezette band worden gebracht; de ligging van de onbezette band bepaalt dan of het electron al dan niet zal kunnen worden geëmitteerd. Deze hypothese zal in hoofdstuk V worden beproefd.

In het zesde hoofdstuk zal tenslotte nader worden ingegaan op het verloop van de kromme, die in fig. 12 is afgebeeld. Het betreft hier de invloed van uitwendig geadsorbeerde ionen en atomen op het secundair emitterend vermogen.

HOOFDSTUK IV.

ABSORPTIE DER SECUNDAIRE ELECTRONEN.

§ 1. *Inleiding.*

Een der belangrijkste verschijnselen, die het secundair emitteerend vermogen van een stof bepaalt, is de absorptie, die de secundaire electronen ondergaan, voordat zij het oppervlak verlaten. Hierbij speelt de diepte onder het oppervlak, waarop de electronen worden vrijgemaakt, een belangrijke rol. Deze diepte hangt weer af van het gedrag der primaire electronen, die, nadat zij het materiaal zijn binnengedrongen, werden geremd en verstrooid. De bouw van de onderzochte stof bepaalt mede de diepte, tot welke de primaire electronen doordringen, terwijl voorts de absorptiecoëfficiënt van de secundaire electronen van deze bouw afhankelijk is.

Over het gedrag van langzame electronen in vaste stoffen is zeer weinig bekend. De absorptiecoëfficiënt is slechts in zeer enkele gevallen bekend en dan nog weinig nauwkeurig bepaald, zoodat men voor een vrijwel onontgonnen terrein staat.

§ 2. *De oorzaak van de absorptie der secundaire electronen.*

Opdat een electron uit de onderzochte stof als secundair electron kan worden geëmitteerd, moet dit een zoodanige energie opnemen, dat het de stof kan verlaten. Indien een electron in het materiaal van een primair electron de benodigde energie *) W_a moet opnemen om de potentiaaldrempel te overwinnen, moet het primaire

*) Deze energie behoeft niet W_a te zijn, doch moet minstens $\epsilon\phi$ bedragen, wanneer $\epsilon\phi$ de kleinste energie is, noodig om een electron buiten het metaal te brengen

electron het toekomstige secundaire electron passeeren binnen een bepaalde afstand.

Wij hebben hier een probleem, dat zijn analogon vindt in de gasontladingsverschijnselen. Bij een gasontlading is het bekend, dat het aantal gevormde secundaire electronen (ionisaties) per cm weglengte als functie van de energie van het ioniseerende electron een maximum vertoont; gewoonlijk wordt dit maximum bij $V_p \sim 100$ Volt gevonden. Wij zullen veronderstellen, dat deze eigenschap ook bij de secundaire electronenemissie aanwezig is. Wanneer het primaire electron met een energie van bijv. 1000 e-Volt op het metaaloppervlak wordt geschoten, zal het aantal per cm baanlengte gevormde secundaire electronen met een energie $\geq W_a$ niet constant zijn. Wij zullen aannemen, dat de „dichtheid” het grootst is, wanneer het electron een energie van ca. 100 e-Volt heeft bereikt, dus tegen het einde van de weg, wanneer het reeds een aantal atoomlagen heeft doorlopen. Het grootste aantal der secundaire electronen met voldoende kinetische energie wordt, bij groote V_p op grooter diepte gevormd en zal dus gedeeltelijk geabsorbeerd worden, voordat het oppervlak van het metaal is bereikt.

§ 3. *Secundair emitterend vermogen van samengestelde oppervlakken.*

In deze paragraaf zal door middel van enkele proeven kwalitatief worden aangetoond, dat de in § 2 van dit hoofdstuk besproken absorptie inderdaad moet bestaan. Het zal blijken, dat de secundaire electronen op grooter diepte kunnen worden vrijgemaakt. Wij zullen laten zien, dat deze diepte grooter wordt, wanneer V_p toeneemt. Dit is mogelijk door als secundair emitterend oppervlak een laag te nemen, die samengesteld is uit een laag met groot secundair emitterend vermogen, gedragen door een stof, die weinig secundaire electronen uitzendt of omgekeerd.

Het eerste kan men bereiken, door NaCl of KCl*) in lagen van verschillende dikte op een molybdeen plaatje te dampen. De tabellen V en VI geven een overzicht van de uitkomsten (δ_{tot}).

*) Zooals in hoofdstuk V zal blijken, hebben de halogeniden van alkali- en aardalkali-metalen een groot secundair emitterend vermogen.

TABEL V.

Oppervlak	$V_p = 20 \text{ V.}$	$V_p = 800 \text{ V.}$
Dunne laag NaCl ...	1,27	4,45
Dikke laag NaCl	1,28	6,2

TABEL VI.

Oppervlak	$V_p = 20 \text{ V.}$	$V_p = 800 \text{ V.}$
Dunne laag KCl	1,34	3,9
Dikke laag KCl	1,37	7,0

Uit deze tabellen blijkt, dat bij $V_p = 20$ Volt in het geval van de „dunne” laag alle secundaire elektronen in de opgedampte zout-

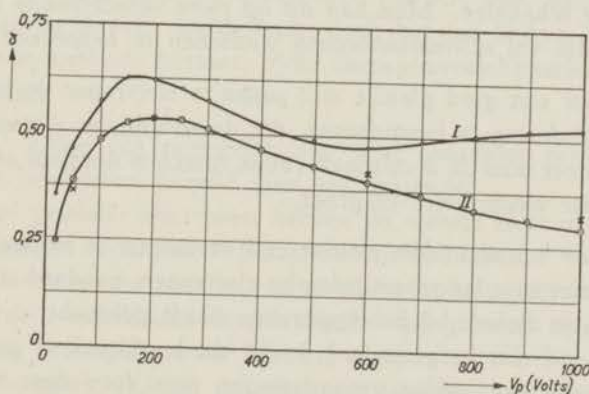


Fig. 19.

Secundair emitteerend vermogen van beryllium op molybdeen.

I: dunne laag beryllium; een gedeelte der secundaire elektronen ontstaat in het molybdeen.

II: dikke laag beryllium; alle secundaire elektronen zijn uit het beryllium afkomstig.

laag werden vrijgemaakt, daar een vergrooting van de dikte geen noemenswaardige vergrooting van δ_{tot} geeft. Bij $V_p = 800$ Volt is dit wel het geval, zoodat men hier bij de „dunne” laag nog

rekening heeft te houden met de secundaire electronen, afkomstig uit het dragende metaalplaatje.

Een voorbeeld van een meting aan beryllium met gering secundair emitterend vermogen, neergeslagen op molybdeen, waarvan het secundair emitterend vermogen grooter is, wordt gegeven in fig. 19. De lijn II geeft hier de factor δ voor een berylliumlaag, die voldoende dik is, dat tot $V_p = 1000$ Volt alle secundaire electronen in het beryllium ontstaan *). De lijn I geeft evenwel de metingen aan een laag, die blijkbaar zoo dun is, dat ook secundaire electronen van het molybdeen naar buiten kunnen treden, hetgeen blijkt uit het feit, dat de kromme voor $V_p > 600$ Volt weer begint te stijgen.

§ 4. *Uitschakeling van de absorptie der secundaire electronen.*

Daar de absorptie het toch reeds ingewikkelde mechanisme der secundaire electronenemissie compliceert, doet men goed te trachten deze uit te schakelen. Men kan dit op twee verschillende manieren bereiken, die wij achtereenvolgens wenschen te bespreken:

A. Door een glad plaatje met primaire electronen te beschieten en de verandering te bestudeeren, die de secundaire emissie ondergaat, wanneer men de invalshoek (hoek tusschen normaal en richting der primaire electronen) vergroot.

B. Door het secundair emitterend vermogen te bepalen, bij beschieting met zeer langzame primaire electronen, zoodat het optimum van ionisatie dicht bij het oppervlak wordt gebracht.

In verband met hetgeen in § 2 van dit hoofdstuk is gezegd, zal worden nagegaan, welke veranderingen men door deze wijze van experimenteren aanbrengt.

a d A. Evenals bij een invalshoek van 0° zullen, bij scherende inval, de primaire electronen, aan het einde van hun baan, de gunstigste kinetische energie hebben om aan een electron van het metaal of dielectricum een zoo groote energie over te dragen, dat

*) De kruisjes geven de meetpunten, nadat een nog grooter hoeveelheid beryllium was opgedampt. Deze kromme is dezelfde als die in fig. 14.

een dergelijk electron kan uittreden. Lag dit einde van de baan bij een inval loodrecht op het oppervlak op een gemiddelde diepte l , dan wordt deze diepte, bij een invalshoek θ , $l \cos \theta$, zooals in fig. 20 is aangegeven.

In de paragrafen 5 en 6 willen wij nu een aantal proeven bespreken, waarbij de primaire electronenbundel het oppervlak van de secundair emitteerende laag scherend treft. Het directe doel, dat wij nastreven, is tweeërlei:

1e. Te bepalen in welke mate de secundaire electronenemissie verandert, wanneer de hoek van inval met een bepaald bedrag wordt vergroot. Deze hoekafhankelijkheid zullen wij quantitatief door een factor p kunnen aangeven.

2e. Aan te geven, hoe groot de secundaire electronenemissie zal zijn, wanneer men de invalshoek tot 90° laat naderen. Experimenteel is dit niet uitvoerbaar, doch het zal blijken, dat er een extrapolatie-methode bestaat. Alle absorptieverschijnselen zijn dan geëlimineerd.

a d B. Door een oppervlak met zeer langzame primaire electronen te beschieten, bereikt men het volgende:

1e. De primaire electronen hebben de meeste kans in de bovenste atoomlagen secundaire electronen vrij te maken.

2e. De kinetische energie van primaire en secundaire electronen, die uittreden, wordt van dezelfde orde van grootte, waardoor het verschil in botsingsdiameter kleiner wordt.

De uitkomsten van de proeven met langzame electronen zullen worden medegedeeld in § 7 van dit hoofdstuk.

§ 5. Orienteerende onderzoeken betreffende het effect van een invalshoekvergrooting der primaire electronen.

Op het tijdstip, dat de onderzoeken betreffende dit probleem begonnen, was niet bekend, wat de invloed van de vergrooting der invalshoek op de grootte der secundaire emissie was. De literatuur was op dit punt tegenstrijdig. Zoo zou volgens Tate (25) en

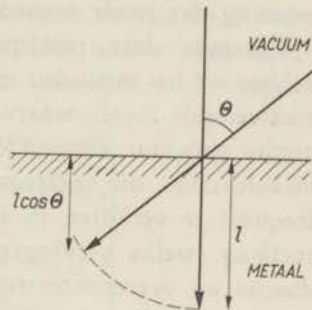


Fig. 20.

Tingwaldt (46) geen invloed bemerkbaar zijn; daarentegen namen Baltruschat en Starke (26) evenals Farnsworth (39) waar, dat een vergroting der invalshoek een vergroting der totale secundaire emissie tengevolge had.

Teneinde deze principieele vraag afdoende te beantwoorden, hebben we het secundair emitterend vermogen onderzocht van twee emitterende lagen, waarvan het oppervlak verschillende macroscopische structuur vertoonde. De eene bestond uit een gladde laag nikkelcarbide, die verkregen was door een glad nikkelplaatje hoogfrequent te verhitten in acetyleneegas. De andere bestond uit een roetlaag, welke verkregen werd door het nikkel te etsen en het daarna op overeenkomstige wijze te verhitten. Deze roetlaag bestond uit deeltjes ter grootte van ca. 30 Å. E. *), die het oppervlak zeer ruw maakten. Bij het laatste oppervlak is de invalshoek der primaire electronen dus min of meer onbepaald. Men kan dus verwachten, dat een vergroting van de invalshoek bij het gladde plaatje de secundaire electronenstroom zal doen toenemen, doch dat dit in veel mindere mate het geval zal zijn bij het ruwe oppervlak.

Het resultaat der metingen, dat in fig. 21 is weergegeven, toont, dat deze opvatting juist is †). In de eerste plaats blijkt, dat bij een invalshoek van 0° het totaal aantal uit tredende secundaire electronen bij het ruwe plaatje veel geringer is dan bij het gladde. Dit wordt veroorzaakt door de min of meer „labyrinthachtige” structuur van de met roet bedekte emitter; de primaire electronen, die in de holten vallen, zullen daar namelijk ook secundaire electronen vrijmaken, doch deze zullen door de omringende zijwanden voor een deel weer worden opgevangen *).

Verder blijkt, dat de toename der totale secundaire emissie bij het ruwe plaatje veel geringer is, dan bij het gladde, ook in relatieve zin.

*) Zie hoofdstuk VII, waar deze oppervlakken nader besproken zullen worden.

†) De metingen, waarvan hier sprake is, werden uitgevoerd met een vereenvoudigde apparatuur, die beschreven is in *Physica* 3, 1046, 1936. Dit toestel moest voor iedere hoekinstelling geopend worden. Daar het secundair emitterend vermogen van deze oppervlakken weinig afhankelijk was van verontreinigingen (weinig reactief) leverde deze werkwijze hier geen bezwaren op.

Bezien wij thans de resultaten, welke met het gladde plaatje verkregen zijn, dan dient eerst uitgemaakt te worden in hoeverre de factor δ_{tot} van δ afwijkt. Het blijkt, dat bij $V_p = 50$ Volt nog nagenoeg geen verschil in totale secundaire emissie door draaiing van het plaatje te constateeren valt. Het is dus aannemelijk, dat door de draaiing het reflecteerend vermogen niet vergroot

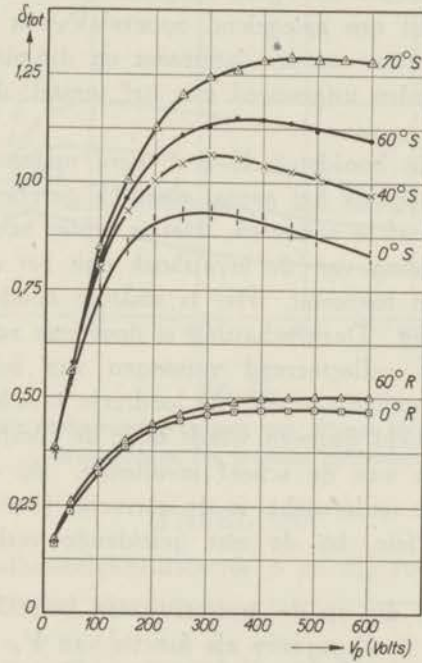


Fig. 21.

Totaal secundair emitterend vermogen bij verschillende invalshoek der primaire electronen.

S: krommen voor glad plaatje (nikkel-carbide).

R: krommen voor ruw plaatje (roet).

wordt. Daar dit vermogen nu voor $V_p = 100$ Volt en hooger te verwaarloozen is, zoo kan men concludereen, dat, in dit gebied van V_p , $\delta_{tot} = \delta$ moet zijn, binnen de meetnauwkeurigheid voor de emitterende laag, die hier onderzocht is. Uit de figuur kan besloten worden, dat het secundair emitterend vermogen met toenemende invalshoek grooter wordt.

§ 6. *Secundair emitterend vermogen bij een invalshoek der primaire electronen grooter dan 0° .*

I. Metalen.

Van de metalen werden onderzocht lithium, barium en nikkel. Zooals uit § 5 reeds gebleken is, is het zeer belangrijk, dat het onderzochte oppervlak zoo glad mogelijk is. Daarom werd het nikkel gepolijst tot een spiegelend oppervlak was verkregen; het lithium en het barium werden langzaam op dit plaatje verdampt. De metingen werden uitgevoerd met het toestel, dat in fig. 7 is weergegeven.

Zooals reeds in hoofdstuk II § 3 werd opgemerkt, is het bij dit toestel niet mogelijk het aantal elastisch gereflecteerde electronen als zoodanig af te zonderen. Het is echter zeer wel mogelijk, dat door vergrooting van de invalshoek ook het elastisch reflecteerend vermogen toeneemt. Het is daarom noodig hierover een schatting te maken. Deze schatting is door ons zoo gemaakt, dat wij het elastisch reflecteerend vermogen van scheef invallende electronen gelijk stellen aan dat van loodrecht invallende electronen, waarvan de snelheid gegeven wordt door de component loodrecht op het oppervlak van de scheef invallende. Bij de metalen, die door ons werden onderzocht, is de correctie (hoofdstuk II, § 7) dan nog zeer klein, bij de niet geleidende verbindingen is zij echter groot.

In de figuren, die op de meetresultaten betrekking hebben, is, evenals vroeger, δ aangegeven als functie van V_p , waarbij de verschillende krommen behooren bij de ingestelde invalshoeken. Voor $V_p < 200$ Volt zijn de krommen gestippeld, daar in dit gebied de geometrische invalshoek kleiner is dan de werkelijke invalshoek, zooals reeds eerder werd opgemerkt (hoofdstuk II § 3).

Alvorens tot bespreking van de resultaten van de metalen afzonderlijk over te gaan, willen wij op een gemeenschappelijke eigenschap der krommen wijzen. Het blijkt namelijk uit de figuren 21—24, dat het maximum in de krommen, die δ als functie van V_p geven, naar grooter V_p verschuift, wanneer de invalshoek toeneemt. Voor het ontstaan van dit maximum hebben verschillende onderzoekers (zie b.v. 132) getracht een verklaring te geven. Deze verklaringen komen hierop neer, dat bij toenemende V_p het aantal

in het metaal vrijgemaakte secundaire electronen weliswaar toeneemt, doch dat de diepte, waarop deze in vrijheid worden gesteld, eveneens grooter wordt (§ 3 van dit hoofdstuk), zoodat het aantal

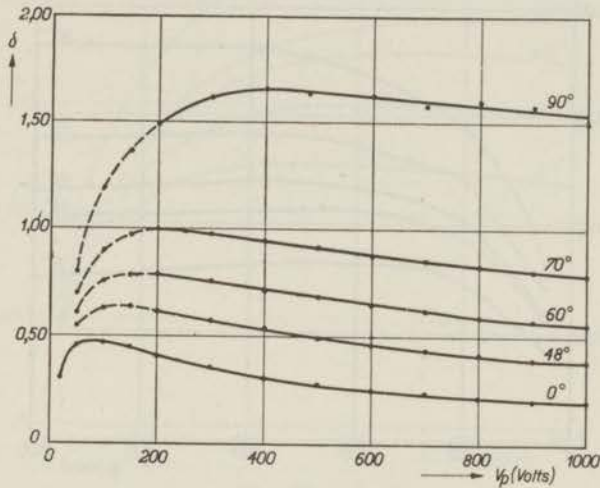


Fig. 22.

Secundair emitteerend vermogen van lithium bij verschillende invalshoeken der primaire electronen

TABEL VII.

Hoekafhankelijkheidsfactor p en δ_{90} voor lithium.

V_p (Volts)	p $\theta = 48^\circ$	p $\theta = 60^\circ$	p $\theta = 70^\circ$	p gemiddeld	δ_{90}
50	0,54	0,57	0,57	0,56	0,80
100	0,87	0,95	0,97	0,93	1,19
200	1,23	1,30	1,33	1,29	1,49
300	1,48	1,53	1,54	1,52	1,62
400	1,66	1,69	1,68	1,67	1,66
500	1,71	1,81	1,79	1,77	1,64
600	1,80	1,91	1,86	1,86	1,63
700	1,81	1,92	1,92	1,88	1,58
800	1,96	1,98	1,99	1,98	1,60
900	1,99	2,08	2,05	2,04	1,58
1000	1,95	2,06	2,06	2,02	1,50

uittredende electronen door absorptie wordt verminderd. Daar nu de diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt, afneemt, door de primaire electronen schief te doen invallen (§ 4 A

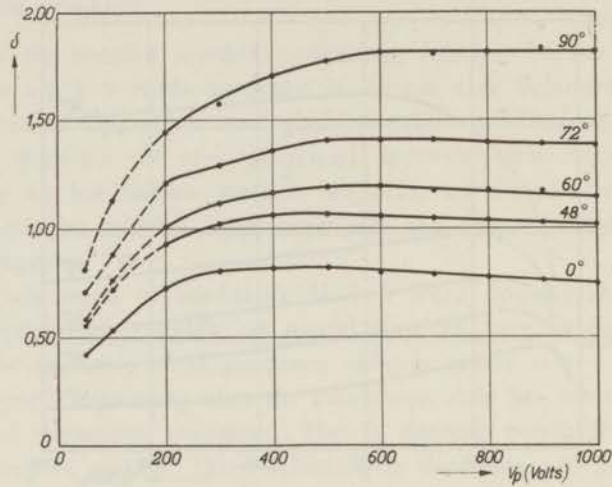


Fig. 23.

Secundair emitterend vermogen van barium bij verschillende invalshoeken der primaire electronen.

TABEL VIII.

Hoekafhankelijkheidsfactor p en δ_{90} voor barium.

V_p (Volts)	p $\theta = 48^\circ$	p $\theta = 60^\circ$	p $\theta = 72^\circ$	p gemiddeld	δ_{90}
50	0,76	0,55	0,73	0,68	0,81
100	0,87	0,70	0,71	0,76	1,13
200	0,69	0,64	0,72	0,68	1,45
300	0,69	0,65	0,68	0,67	1,58
400	0,76	0,69	0,72	0,73	1,71
500	0,78	0,72	0,77	0,76	1,77
600	0,84	0,81	0,82	0,82	1,82
700	0,84	0,78	0,83	0,82	1,81
800	0,85	0,82	0,84	0,84	1,82
900	0,90	0,87	0,88	0,88	1,83
1000	0,91	0,85	0,88	0,88	1,82

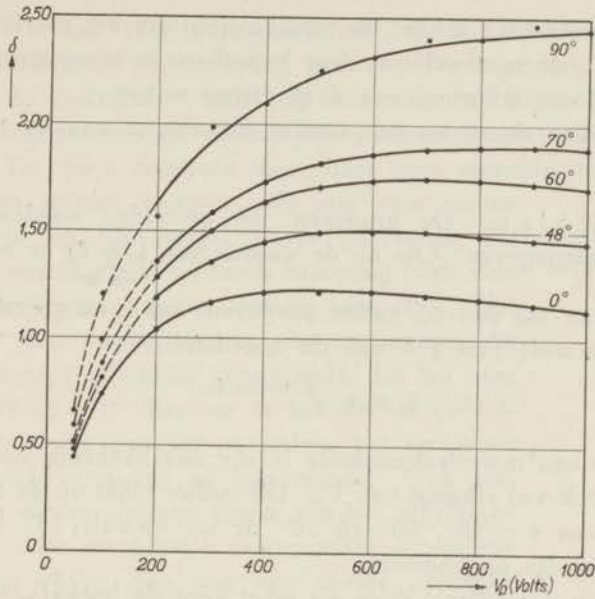


Fig. 24.

Secundair emitteerend vermogen van nikkel bij verschillende invalshoeken der primaire electronen.

TABEL IX.

Hoekafhankelijkheidsfactor ρ en δ_{90} voor nikkel.

V_p (Volts)	ρ $\Theta = 48^\circ$	ρ $\Theta = 60^\circ$	ρ $\Theta = 70^\circ$	ρ gemiddeld	δ_{90}
50	0,26	0,29 ₅	0,44	0,33	0,66
100	0,23	0,32	0,28 ₅	0,28	1,20
200	0,40 ₅	0,41 ₅	0,39 ₅	0,40 ₅	1,56
300	0,47	0,52	0,46 ₅	0,48 ₅	1,90
400	0,52	0,60	0,53 ₅	0,55	2,10
500	0,62	0,67	0,60 ₅	0,63	2,25
600	0,59 ₅	0,70	0,62 ₅	0,64	2,32
700	0,65 ₅	0,74	0,67	0,69	2,40
800	0,64 ₅	0,76 ₅	0,69 ₅	0,70	2,40
900	0,70	0,77	0,72 ₅	0,73	2,47
1000	0,71 ₅	0,80	0,75	0,75 ₅	2,44

van dit hoofdstuk) schijnt de verschuiving van het maximum naar groter V_p de juistheid van deze hypothese te bevestigen. In § 8 zullen wij een schatting van deze diepte maken.

Wij willen thans tot een nadere bespreking van de resultaten overgaan.

A. Lithium. De krommen, die gevonden werden, zijn in fig. 22 weergegeven. Om nu de waarde van $\lim_{\theta \rightarrow 90^\circ} \delta_\theta$ te berekenen,

welke limiet wij met δ_{90} zullen aangeven, kan men gebruik maken van de formule (zie § 8 van dit hoofdstuk):

$$\delta_\theta = \delta_0 e^{p(1 - \cos \theta)} \dots \dots \dots (3),$$

waarbij p een materiaalconstante is, die onafhankelijk van θ bleek te zijn, doch wel afhangt van V_p . Dit laatste blijkt uit de tabel VII, waarin voor $\theta = 48^\circ, 60^\circ$ en 70° de uit formule (3) berekende p -waarden zijn opgenomen.

p kan in deze dienst doen als maat voor de hoekafhankelijkheid van de secundaire electronenemissie. In tabel VII zijn tevens de waarden voor δ_{90} aangegeven. Uit fig. 22 blijkt, dat bij $V_p = 1000$ Volt de secundaire electronen bij loodrechte inval der primaire electronen zeer sterk worden geabsorbeerd.

B. Barium. Voor barium is een overzicht der meetresultaten gegeven in fig. 23 en de tabel VIII. De factor p is kleiner dan van lithium.

C. Nikkel. Fig. 24 en tabel IX geven het overeenkomstige overzicht voor nikkel. Daaruit blijkt, dat de gemiddelde waarde van p van nikkel iets kleiner is dan die van barium en dat δ_{90} voor nikkel groter is.

Nu is als oorzaak voor het gering secundair emitterend vermogen der electropositieve metalen, bij groote V_p , in hoofdstuk III verondersteld, dat een groot percentage der vrijgemaakte secundaire electronen geabsorbeerd wordt, als gevolg van de groote indringdiepte der primaire electronen en de groote absorptiecoëfficiënt der secundaire electronen zelve. Door bepaling van de factor δ_{90} hebben wij de invloed van de absorptie uitgeschakeld en men zou nu verwachten dat δ_{90} voor lithium en barium groter was

dan voor nikkel. Het blijkt echter ook, dat δ_{90} als functie van V_p nog een maximum vertoont, dat, hoewel bij veel grooter V_p gelegen dan in de δ_0 -kromme, toch nog aanwezig is. Blijkbaar zijn wij in het elimineren der absorptieverschijnselen niet ten volle geslaagd. De reden daarvoor moet, naar onze meening, de volgende zijn. Een primair electron, dat met zeer groote invalshoek op het metaal wordt geschoten, zal door de steeds plaats vindende strooiing twee verschillende wegen kunnen inslaan (fig. 25). Het kan bijv. een onelastische botsing ondergaan, die een zoodanige afbuiging veroorzaakt, dat het naar buiten treedt (I); daardoor is het slechts gedeeltelijk werkzaam geweest, waardoor het secundair emitterend vermogen af kan nemen. Ook kan het naar dieper gelegen lagen worden afgebogen (II); de daar ter plaatse vrijgemaakte secundaire electronen zullen dan nog een zekere absorptie ondergaan voordat zij uittreden. Het blijkt dus,

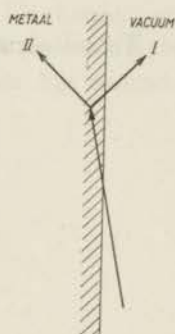


Fig. 25.

dat men de absorptieverschijnselen slechts gedeeltelijk elimineert door middel van de hier toegepaste meet- en extrapolatiemethode.

Vergelijkt men de gevonden waarden voor de hoekafhankelijkheidsfactor p , dan blijkt deze voor de beide electropositieve metalen, lithium en barium, grooter te zijn, dan voor nikkel. Zooals in § 8 zal blijken, kan men p in eerste benadering gelijk stellen aan het product αl , waarbij de α de absorptiecoëfficiënt der secundaire electronen is en l de gemiddelde diepte, waarop deze worden vrijgemaakt. De uitkomsten, die wij vonden, geven dus een aanwijzing, dat onze veronderstelling over de oorzaak van het gering secundair emitterend vermogen der electropositieve metalen juist was.

II. Verbindingen.

Ook van enkele verbindingen der electropositieve metalen werd de factor δ_{90} gemeten. Er werden bepalingen verricht aan BaO (geoxydeerd barium) en MgO (MgO overgedampt van een platina-spiraal). Wij zijn er bij deze proeven niet zeker van, dat de gebruikte oppervlakken geheel glad waren. Voorts is het reflecteerend vermogen van dergelijke oppervlakken

zeer groot, zooals in de volgende paragraaf zal blijken. Wij willen ons daarom beperken tot de opgave van het totaal secundair emitteerend vermogen bij $V_p = 1000$ Volt. De werkelijke factor δ is grooter dan δ_{tot} , welke in dit geval wordt opgegeven.

TABEL X.

Totaal secundair emitteerend vermogen van MgO en BaO.
($V_p = 1000$ Volt).

Verbinding	Hoek van inval	
	0°	70°
MgO	3,13	4,95
BaO	4,4	5,9

Indien men op dezelfde wijze de factor δ_{90} bepaalt, zou deze voor MgO en BaO minstens resp. 6,3 en 6,8 bedragen. De overeenkomstige grootte is voor de metalen dus nog belangrijk kleiner. Ook wanneer de absorptie der secundaire electronen uitgeschakeld is, is het secundair emitteerend vermogen voor de verbindingen der electropositieve elementen belangrijk grooter dan voor de elementen, waarvan deze verbindingen zijn afgeleid.

§ 7. *Secundair emitteerend vermogen bij beschieting met langzame primaire electronen.*

Op deze wijze werden onderzocht zilver, barium en bariumoxyd. Het zilver werd verdampt van een wolframdraadje, dat te voren electrolytisch met dit metaal was bedekt. Het barium werd op een reeds eerder beschreven wijze verdampt (hoofdstuk III, § 2 e), terwijl het bariumoxyd werd verkregen door barium te oxydeeren in droge zuurstof. De metingen werden uitgevoerd met de in fig. 4 afgebeelde buis.

Proeven met langzame electronen zijn moeilijk. Een zeer oppervlakkige verontreiniging beïnvloedt de meetresultaten in aanzienlijke mate. Daarom dienen de metingen in een zeer snel tempo

te worden uitgevoerd. Het is bijvoorbeeld niet mogelijk de zg. fijnstructuur na te gaan (hoofdstuk I, § 5 h), zooals dat door andere onderzoekers is gedaan. Dat de meetpunten niet op een gladde kromme liggen, wordt vermoedelijk door deze fijnstructuur veroorzaakt. Direct nadat de metalen waren neergeslagen werd de meting uitgevoerd, waarna een of meer controlemetingen werden verricht. Dit laatste gebeurde bij $V_p = 6$ Volt. De hierbij gevonden waarden zijn uitgezet in de figuren 27 en 28 (boven elkaar liggende punten; door de aangebrachte correctie voor het contact-

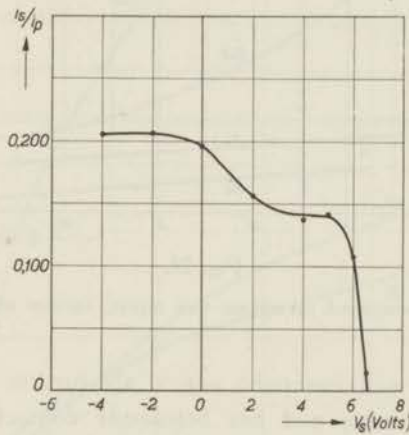


Fig. 26.

Methode van bepaling van de coëfficiënt van elastische reflectie $\delta_{refl.}$ (zilver)

potentiaalverschil ligt de abscis van deze punten tusschen 5 en 7 Volt).

Zooals reeds eerder is betoogd, is bij kleine V_p het reflecteerend vermogen niet meer te verwaarloozen. De wijze waarop de benooidigde correctie voor zilver werd aangebracht, is aangegeven in fig. 26. In deze figuur is bij een constante V_p , die 6 Volt bedroeg, als abscis uitgezet het potentiaalverschil V_s tusschen het plaatje. Is $V_s > 0$, dan heeft de veldsterkte een zoodanige richting, dat de secundaire electronen worden geremd. Als ordinaat is uitgezet het aantal secundaire electronen per primair electron, dat de bol treft. Wanneer de tegenspanning grooter dan 5 Volt wordt genomen, daalt de kromme zeer snel. Wij hebben aangenomen in dit punt

met elastisch gereflecteerde electronen te doen te hebben. De ordinaat, die hierbij behoort, geeft dus δ_{refl} *)).

Fig. 27 geeft een overzicht van de coëfficiënt van elastische reflectie (δ_{refl}) als functie van V_p †). Voor de drie oppervlakken daalt deze met toenemende V_p . Zeer opvallend is de groote waarde voor BaO, terwijl het zilver meer electronen reflecteert dan het barium.

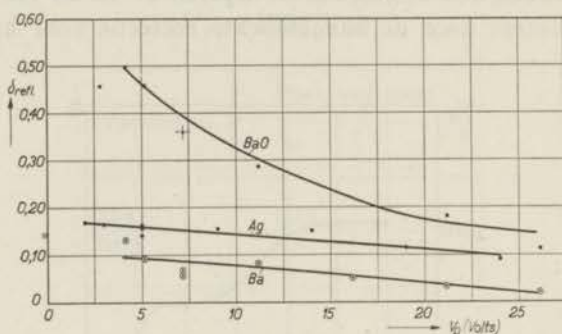


Fig. 27.

Elastisch reflecteerend vermogen van zilver, barium en bariumoxyd.

Fig. 28 geeft een overzicht van δ als functie van V_p . Hierbij is rekening gehouden met het bestaande contactpotentiaalverschil tusschen de wolframkathode en de onderzochte oppervlakken. Bezieet men de metingen aan zilver en barium, dan blijkt, dat voor $V_p > 30$ Volt, het secundair emitteerend vermogen van zilver

*) Bij deze metingen werden de potentialen van bol en plaatje gemeten t o.v. de kathode. Voor het werkelijke tegenveld dient men dus een correctie aan te brengen voor het contact-potentiaalverschil tusschen de secundair emitteerende laag en het nikkel, waarvan de bol was vervaardigd. De metingen zijn echter alleen met de bedoeling geschied om de coëfficiënt van elastische reflectie te bepalen, hetgeen dus de „secundaire” electronen betreft, die een energie hebben, die nagenoeg gelijk is aan die van de primaire electronen. In dit geval gaat het dus alleen om het potentiaalverschil tusschen bol en kathode, terwijl de aard van de secundair emitteerende laag niets ter zake doet.

†) In deze figuur is *wel* rekening gehouden met het bestaande contactpotentiaalverschil tusschen de wolframdraad, die de primaire electronen levert en de secundair emitteerende laag. Bovendien is het potentiaalverval over de wolframdraad in rekening gebracht.

grooter is dan dat van barium, zooals vroeger ook werd geconstateerd. Voor $V_p < 30$ Volt draaien de rollen om. Daarentegen vertoont bariumoxyd, ook bij kleine V_p , een nog veel grooter secundair emitterend vermogen.

Het blijkt dus, dat *bij de metalen* het aantal uitgezonden secundaire electronen misschien toch door de uittreepotential wordt

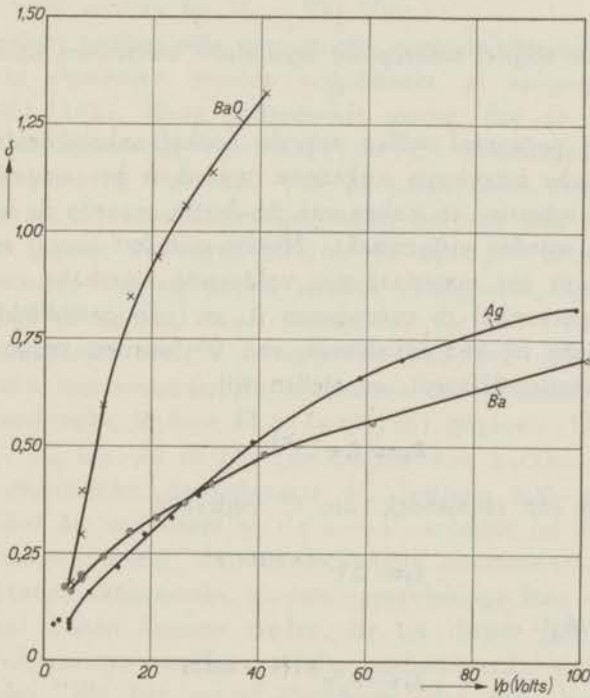


Fig. 28.

Secundair emitterend vermogen van zilver, barium en bariumoxyd bij kleine V_p .

bepaald, bij zeer geringe snelheid der primaire electronen. Zooals reeds werd medegedeeld, werd als mogelijke oorzaak voor het gering secundair emitterend vermogen der electropositieve metalen, bij groote V_p , verondersteld, dat de primaire electronen diep in het metaal doordringen, terwijl de veel langzamer secundaire electronen sterk geabsorbeerd worden. Bij een proef met langzame primaire electronen is de indringdiepte veel kleiner (§ 4 van dit

hoofdstuk). De secundaire emissie lijkt dan veel meer op de thermische en foto-electrische emissie.

Aan de andere kant zenden *de verbindingen* der electropositieve metalen, ook bij kleine V_p , een groot aantal secundaire electronen uit. Dit laatste laat zich blijkbaar niet verklaren door een geringe absorptie der secundaire electronen. In het vijfde hoofdstuk zal hierop nader worden ingegaan.

§ 8. *De diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt.*

In deze paragraaf willen wij de hoekafhankelijkheidsfactor p een physische beteekenis toekennen, waardoor het mogelijk is een zeer ruwe schatting te maken van de diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt. Noemt men het aantal secundaire electronen in het materiaal met voldoende kinetische energie om de uittreepotentiaal te overwinnen Δ , is l de gemiddelde diepte, waarop deze bij een invalshoek van 0° worden vrijgemaakt, is α de absorptiecoëfficiënt, en stellen wij

$$\delta_0 = \Delta e^{-\alpha l}$$

dan is bij een invalshoek, die θ° bedraagt,

$$\delta_\theta = \Delta e^{-\alpha l \cos \theta}$$

waaruit volgt:

$$\delta_\theta = \delta_0 e^{\alpha l (1 - \cos \theta)} \dots\dots\dots (4)$$

De vergelijking (4) heeft geheel dezelfde gedaante als de vergelijking (3); het blijkt, dat $p = \alpha l$ is, terwijl δ_{00} Δ is geworden. Bij de afleiding is verondersteld geworden, dat de richting der primaire electronenstraal in vacuo en in de secundair emitteerende laag gelijk is; met een eventueele afbuiging is geen rekening gehouden. De uit de experimenten gevonden waarde δ_{00} is in werkelijkheid kleiner dan Δ , omdat bij scherende inval een aantal primaire electronen na een eerste botsing een zekere waarschijnlijkheid hebben het metaal weer te verlaten en dus minder secundaire electronen vrijmaken, dan bij de afleiding van de vergelijking (4)

is verondersteld. Het gevolg hiervan is, dat de op deze wijze gevonden waarde van αl kleiner is dan de werkelijke.

De eenige bepaling van α voor zeer langzame electronen door nikkel is uitgevoerd door Becker*), die de absorptiecoëfficiënt bepaalde door de electronen-doorlaatbaarheid van zeer dunne foliën te meten. Gevonden werd $\alpha = 1,5 \times 10^6 \text{ cm}^{-1}$ *). Hieruit volgt dan, dat de gemiddelde diepte l voor nikkel op minstens 40 Å. E. geschat moet worden bij $V_p = 500 \text{ Volt}$.

Een geheel andere orde van grootte voor de diepte, waarop de secundaire electronen worden vrijgemaakt, is aangegeven door Treloar (148). Deze onderzoeker meent, dat de gemiddelde diepte voor barium bij $V_p = 300 \text{ Volt}$ 1,6 atoomlagen bedraagt; door ons werd bij $V_p = 300 \text{ Volt}$ bij nikkel meer dan 30 Å. E., d.i. ongeveer 17 atoomlagen gevonden, hetgeen dus een andere orde van grootte beteekent. Gezien de metingen betreffende de diepte, waarop foto-electronen worden vrijgemaakt, lijkt de door ons opgegeven waarde voor l juist, dan die van Treloar.

Een eenigszins andere interpretatie van de uitkomsten, die bij proeven met veranderlijke invalshoek der primaire electronen werden verkregen, is door Müller (146) gegeven. Deze auteur heeft W, Ni, Cu, Al en Mo (de laatste twee metalen met oxydhuidje) onderzocht; de gebruikte V_p bedroeg 800—4000 Volt, waarbij dus het maximum in de $\delta - V_p$ -kromme bij kleinere V_p ligt. Müller meent, dat de secundaire electronen, die in het metaal worden vrijgemaakt, uit een oppervlakkige laag van zekere dikte naar buiten kunnen treden, de uit dieper gelegen lagen komende electronen worden volledig geabsorbeerd. Voorts wordt aangenomen, dat het aantal electronen, dat door het primaire electron wordt vrijgemaakt, per eenheid van weglengte constant is. Men verkrijgt dan voor

$$\delta = \frac{cb}{\cos \theta} \dots\dots\dots (5)$$

*) A. Becker, Ann. Physik, 2, 249, 1929.

De absorptiecoëfficiënt van foto-electronen is van dezelfde orde van grootte, evenals de gemiddelde diepte, waarop deze worden vrijgemaakt; zie bijv.

K. T. Compton en L. W. Ross, Phys. Rev., 13, 374; 1919.

P. Lukirsky en S. Prilezaev, Z. Phys., 49, 236, 1928.

J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionerscheinungen, Leipzig, 1937, pag. 170.

waarbij c een constante is, b de dikte van de bedoelde oppervlakkige laag en θ de invalshoek. Indien θ tot 90° zou naderen, zou $\delta = \infty$ moeten worden; θ mag in de formule evenwel een bepaalde grootte niet overschrijden, daar bij zeer groote invalshoek van het primaire electron de geheele baan in de bedoelde strook ligt, zoodat boven een kritische invalshoek alle secundaire electronen naar buiten kunnen treden. Ook beneden deze invalshoek klopt de formule niet met de uitkomsten der metingen. Dit moet, volgens Müller, geweten worden aan de verstrooiing, die de primaire electronen in het metaal ondergaan. Inderdaad wordt gevonden, dat de afwijkingen grooter worden met toenemende dichtheid van het onderzochte materiaal.

Tegen de wijze, waarop Müller zijn meetuitkomsten interpreteert, zijn verschillende bezwaren aan te voeren. Uit de veronderstelling, dat het aantal per eenheid van weglengte gevormde electronen constant is en de vergelijking (5) volgt n.l., dat de secundaire electronenstroom constant moet worden, indien V_p een zekere waarde overschrijdt. Dit is in strijd met de waarneming, dat de $\delta - V_p$ -kromme een maximum vertoont. Ook lijkt het niet juist een strook met dikte b aan te nemen, waaruit de secundaire electronen ongehinderd kunnen uittreden, terwijl de electronen uit dieper gelegen lagen het oppervlak niet kunnen bereiken. Door deze schematisering kent men de secundaire electronen een dracht toe; gezien het feit, dat alle mogelijke snelheden en richtingen voorkomen, lijkt dit beeld ons echter voor dit doel niet zeer geschikt.

De uitkomsten, die door Müller gevonden zijn, laten zich goed beschrijven met de formule (3) (§ 6). De aldus berekende factor δ_{90} daalt met toenemende V_p . De waarde van p voor nikkel, berekend uit de uitkomsten van Müller, verschilt weinig van de door ons gevonden waarde, zooals blijkt uit tabel XI ($V_p = 1000$ Volt).

Het is nu interessant om in dit verband na te gaan, in welke atoomlagen de electronen ontstaan, die het electronendiffractiebeeld vormen. Dit zijn elastisch gereflecteerde electronen. Zoodra een primair electron een onelastische botsing heeft ondergaan, kan het niet meer tot het electronendiffractiebeeld bijdragen, maar kan nog zeer goed secundaire electronen vrijmaken. Men kan dus verwachten, dat dit beeld op veel geringere diepte wordt

TABEL XI.

	δ_0	δ_{60}	p
Müller (146) ..	1,16 *)	1,64 *)	0,68 ₅
Bruining	1,14	1,68 ₅	0,78 ₅ †)

gevormd. Inderdaad heeft Farnsworth §) geconstateerd, dat bij $V_p = 300$ Volt de twee buitenste atoomlagen voor 90 % tot de vorming er van bijdragen (zilver).

*) Afgelezen uit fig. 5 van bovengenoemde publicatie.

†) Om onze waarneming met die van Müller te kunnen vergelijken, is voor de berekening van δ_{60} geen correctie voor de coëfficiënt van elastische reflectie aangebracht. Daarom geven wij in tabel XI $p = 0,785$ en in tabel IX $p = 0,80$ op.

§) H. E. Farnsworth, Phys. Rev. 49, 605, 1936.

HOOFDSTUK V.

SECUNDAIR EMITTEEREND VERMOGEN VAN METAALVERBINDINGEN.

§ 1. *Inleiding.*

In hoofdstuk IV is aangetoond, dat de groote factor δ voor de verbindingen der electropositieve elementen niet kan worden verklaard door een geringe absorptie der secundaire electronen in het materiaal. Hiervoor moet een andere oorzaak worden gezocht. Alvorens op het mechanisme van de secundaire electronenemissie van verbindingen in te gaan, willen wij de uitkomsten van enkele metingen vermelden, teneinde het experimenteele materiaal te completeeren.

§ 2. *Metingen aan verbindingen van metalen met lage ionisatie-energie.*

Niet alleen de oxyden hebben een groot secundair emitteerend vermogen. Ook de halogeniden van de alkali- en aardalkalimetalen kunnen een zeer groot aantal secundaire electronen uitzenden. Dit bleek uit metingen aan lagen, die waren verkregen, door deze zouten van een wolfraamspiraal naar een metalen plaatje nikkel of molybdeen te sublimeeren.

De tabel XII geeft een overzicht van de maximale waarde van δ , die werd waargenomen; deze metingen werden uitgevoerd met het, in fig. 4 afgebeelde, toestel. Wij willen hierbij opmerken, dat het ons niet mogelijk is, nauwkeurige waarden op te geven, om redenen, die nader zullen worden uiteengezet. De tabel moge slechts een indruk geven van het zonder uitzondering groote secundair emitteerend vermogen.

TABEL XII.

Secundair emitterend vermogen der halogeniden van enkele metalen met lage ionisatie-energie.

Verbinding	δ_{max} .
LiF	5,6
NaF	5,7
CaF ₂	3,15
BaF ₂	4,5
NaCl	6,8
KCl	7,5
RbCl	5,8
CsCl	6,5
NaBr	6,25
NaJ	5,5
KJ	5,6

§ 3. *Metingen aan verbindingen van metalen met hooge ionisatie-energie.*

In tegenstelling met de verbindingen, die in § 2 werden genoemd, hebben stoffen als Cu₂O, Ag₂O, MoS₂ etc. een betrekkelijk gering secundair emitterend vermogen. Tabel XIII geeft van de uitkomsten der metingen een overzicht.

Uit deze metingen blijkt, dat het groote secundair emitterend vermogen van de verbindingen, die in tabel XII zijn genoemd, niet veroorzaakt wordt door het vastleggen der geleidingselectronen aan atomen van electronegatieve elementen. Was dit namelijk wel het geval, dan zouden ook de verbindingen, die in tabel XIII gegeven zijn, meer secundaire electronen moeten uitzenden dan de metalen, waarvan deze verbindingen zijn afgeleid. Dit is niet het geval, daar de factor δ_{max} bijv. voor Ag 1,56 en voor Cu 1,29 bedraagt (hoofdstuk III, tabel II).

TABEL XIII *).

Secundair emitteerend vermogen van enkele verbindingen van metalen met hoge ionisatie-energie.

Verbinding	δ_{max} .	Afkomstig van:
MoS ₂	ca. 1,10	eigen meting.
MoO ₂	1,09 — 1,33	Afanasjewa en Timofeew (116).
WS ₂	0,96 — 1,04	eigen meting.
Cu ₂ O	1,19 — 1,25	eigen meting.
Ag ₂ O	0,90 — 1,15	Afanasjewa en Timofeew (116).

§ 4. Mechanisme der secundaire electronenemissie van verbindingen.

Om het verschillend gedrag van de verbindingen te verklaren, willen wij nagaan op welke wijze de primaire electronen energie verliezen aan de electronen in het materiaal. Bij de verbindingen, die in tabel XII zijn genoemd, in het algemeen isolatoren, zijn de toegelaten energiebanden of niet, of geheel bezet door electronen. Een primair electron kan dus slechts energie verliezen door een electron uit een bezette band in een onbezette band te brengen. Er dient nu bepaald te worden, hoe de uittrekansen voor een electron zijn, indien dit van een bezette band in de *naastliggend* onbezette band wordt gebracht. Men kan zich verbindingen van twee verschillende typen voorstellen:

A. De onbezette band heeft een zoodanige ligging, dat de in deze band gebrachte secundaire electronen het materiaal kunnen verlaten, zonder dat daarvoor een extra toename van energie noodig is.

B. De onbezette band heeft een zoodanige ligging, dat de secundaire electronen, die een niveau in deze band bezetten, niet of niet altijd kunnen uittreden. In fig. 29a is het energieschema

*) De emitteerende lagen waren als volgt vervaardigd:

MoS₂ en WS₂: gestreken op nikkel plaatje, daarna verhit in hoog vacuum

Ag₂O: Ag geoxydeerd in een zuurstofontlading.

Cu₂O en MoO₂: Cu- en Mo-plaatje verhit in de meetbuis in droge zuurstof.

voor een verbinding van het type A aangegeven. De dikke lijn stelt hierbij de verandering der potentieele energie van een electron voor, wanneer dit zich van het vacuum naar het materiaal of omgekeerd beweegt. De bezette band I is hierbij met kruisarcering aangegeven; de onbezette band II met enkele arceering. Bij een verbinding met een energieschema, zooals in deze figuur is aangegeven, kan een electron in de band II steeds buiten het materiaal komen, zonder dat daarvoor extra energie behoeft te worden opgenomen. In de figuur 29b is de situatie echter anders; bij dit schema kan een electron in de band II niet naar buiten

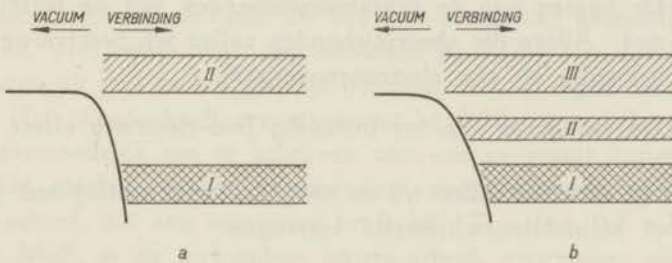


Fig. 29.

Energieschema voor een stof met groote factor δ (a) en voor een stof met kleine factor δ (b).

treden; dit is wel mogelijk, wanneer het in de band III gestooten wordt.

Het is nu gemakkelijk in te zien, dat het materiaal onder A genoemd, veel secundaire electronen zal kunnen uitzenden, het materiaal onder B zal echter een stof zijn met gering secundair emitteerend vermogen. In het eerste geval zal een primair electron namelijk uitsluitend energie kunnen verliezen door electronen van de band I in de band II te brengen, welke electronen dan met een groote waarschijnlijkheid zullen kunnen uittreden. De eenmaal op een niveau in de band II aanwezige electronen, zullen bovendien niet naar een niveau in een lagere band kunnen terugvallen, omdat daar alle plaatsen bezet zijn. In het tweede geval echter zullen de primaire electronen energie verliezen door het veroorzaken van electronenovergangen van I naar II; de electronen, die bij deze verbindingen in de zône II zijn gebracht, kunnen niet uittreden.

De electronen in de zône III kunnen dit wel, maar ook kunnen ze terugvallen naar een niveau van de band II. Deze stof zal dus zeker een kleiner aantal secundaire electronen uitzenden dan de stof onder A beschreven.

Wij willen thans naar middelen zoeken om de ligging van de onbezette energiebanden bij verschillende verbindingen op te sporen. Daarvoor moet nagegaan worden, welke waarde de uittree-arbeid voor het uitwendig foto-electrisch effect heeft. Om de ligging van de onbezette energieband ten opzichte van de bezette band te leeren kennen, staan ons de volgende middelen ten dienste:

- I. De ligging van de lichtabsorptiebanden van de betreffende stof. Alleen die absorptiebanden zullen wij beschouwen, die behooren bij een electronenovergang.
- II. De roodgrens van het inwendig foto-electrisch effect.

Deze grootheden willen wij nu aangeven voor stoffen met gering en groot secundair emitterend vermogen.

§ 5. *Vergelijking van stoffen met groot en klein secundair emitterend vermogen.*

A. *Alkalihalogeniden*: Van de verbindingen met groot secundair emitterend vermogen kiezen wij de alkalihalogeniden, daar slechts hiervan de gezochte gegevens bekend zijn. Door Fleischmann*) is aangetoond, dat het licht met de grootste golflengte, dat door zuiver KBr wordt geabsorbeerd, tevens in staat is electronen in vacuum te brengen. Uit deze proef volgt nu, dat wij hier te doen hebben met een stof met energieschema A. Instraling met licht van de eigen absorptieband heeft namelijk een electronenovergang van het electron van het broomion naar de vrije band in het rooster tengevolge. Daar nu, volgens Fleischmann, een electron, aanwezig op het laagste niveau van een onbezette band, in staat is uit te treden, kunnen wij het energieschema, dat in fig. 29a is weergegeven, op KBr toepassen.

*) R. Fleischmann, Z. Phys., 84, 717, 1933.

B. Verbindingen van metalen met groote ionisatie-energie. Van de in tabel II genoemde verbindingen willen wij Cu_2O en MoS_2 bespreken. Beide verbindingen vertoonen een foto-electrische geleiding. Om dus de ligging van de onbezette zône na te gaan, lijkt het geschikt te zoeken naar de absorptiegebieden, waarbij, door straling met het betreffende licht, foto-electrische geleiding optreedt.

Voor Cu_2O is de uitwendige uittree-arbeid door Fleischmann *) vastgesteld op 5,4 e-Volt. De foto-electrische roodgrens voor het inwendig effect is in dit geval bij kleinere energie gelegen †). Zoo worden na een geschikte voorbehandeling drie absorptiegebieden verkregen, die een foto-electrische geleiding veroorzaken. Het eerste heeft een maximum bij $0,63 \mu$ (ca. 2 e-Volt), dat samenvalt met de langgolvige uitlooper van de eigen absorptieband. Het tweede heeft een maximum bij $0,80 \mu$ (ca. 1,5 e-Volt) en is vermoedelijk toe te schrijven aan een overmaat koper. De voor het rooster opgenomen overmaat zuurstof veroorzaakt een derde gebied, dat een maximum heeft bij $1,7 \mu$ (ca. 0,7 e-Volt).

Van MoS_2 is de uitwendige uittree-arbeid, voorzoover ons bekend is, niet gemeten. Fleischmann §) suggereert evenwel, dat deze van dezelfde orde van grootte als van Cu_2O is. De roodgrens van het inwendig effect ligt in dit geval in het infrarood ||). Er zijn twee gebieden, waarvan het eerste een maximum heeft bij 1μ (ca. 1,2 e-Volt), terwijl het tweede een maximum heeft bij $1,8 \mu$ (ca. 0,7 e-Volt).

Op deze verbindingen is dus het schema in fig. 29b van toepassing. De band II is echter van een veel ingewikkelder structuur en bestaat vermoedelijk uit twee of meer, elkaar overlappende, banden. Ook van de andere verbindingen, in tabel XIII genoemd, is met zekerheid te zeggen, dat hun eerste absorptieband aan de zijde der lange golven, welke aan een electronenovergang beantwoordt, bij aanmerkelijk grotere golflengten ligt, dan de roodgrens van het uitwendig foto-electrisch effect.

*) R. Fleischmann, Ann. Physik, 5, 73, 1930.

†) J. H. de Boer en W. Ch. van Geel, Physica, 2, 286, 1935.

§) R. Fleischmann, Ann. Physik, 1c,

||) J. H. de Boer en W. Ch. v. Geel, 1c.

In dit schema past eveneens het gering secundair emitterend vermogen der metalen. Bij de metalen is of de band I gedeeltelijk bezet (bijv. alkalimetalen) of valt de band II (zie fig. 29b) gedeeltelijk over de band I (bijv. aardalkalimetalen). Ook hierbij zal men, om dezelfde redenen als bij de verbindingen in tabel XIII, een gering secundair emitterend vermogen aantreffen.

§ 6. *Vorming van metaalatomen in een secundair emitterende laag van een alkalihalogenide.*

In § 2 is de opmerking gemaakt, dat het niet mogelijk was een nauwkeurige waarde op te geven van δ . De reden hiervan is, dat

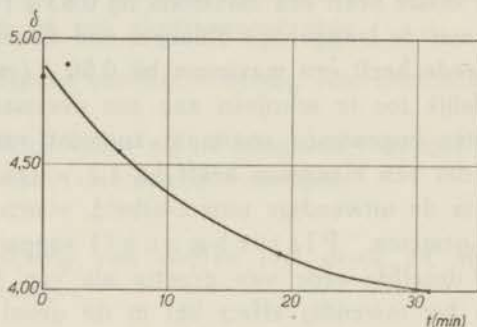


Fig. 30.

Verloop van het secundair emitterend vermogen van een laagje NaCl met de tijd.

de secundaire emissie een daling vertoont, zodra de primaire stroom wordt ingeschakeld. Fig. 30 geeft een overzicht van de uitkomsten van een waarnemingsreeks, die genomen werd aan een laagje NaCl, waarbij $i_p = 10^{-7}$ A was. De kromme geeft voor $V_p = 200$ Volt, het verloop van δ als functie van de tijd *). Werd i_p veel grooter, bijv. van de orde van grootte van 500×10^{-7} A genomen, dan verliep de daling veel sneller. Zoo werd bij $V_p = 200$ Volt een beginwaarde $\delta = 4,15$ gevonden, terwijl deze na 10 minuten nog slechts 1,29 bedroeg. Door het inbrengen van

*) In het begin schijnt een zeer klein maximum op te treden, waarvan de realiteit, gezien de meetnauwkeurigheid, evenwel te betwijfelen valt.

zuurstof kon de secundaire stroom weer vergroot worden. De tabel XIV geeft een overzicht van het verloop van de proef, die dit aantoonde. ($V_p = 200$ Volt, $i_p = 3 \times 10^{-6}$ A).

TABEL XIV.

Meting	δ
Begin	3,6
Na enkele keeren sluiten van de stroom voor het meten van δ	3,25
Na ca. 10 minuten	2,06
Na het toelaten van O_2	2,85

Deze proeven maken het waarschijnlijk, dat afgescheiden vrij natrium de oorzaak is geweest van de daling van δ . In het volgende willen wij de verklaring van deze natriumvorming geven. In fig. 31 is schematisch het NaCl-laagje weergegeven. De richting van de primaire elektronenstroom wordt aangegeven door de pijl met één punt. Bij $V_p = 200$ Volt is $\delta > 1$, zoodat door het laagje naar het vacuüm een resulterende elektronenstroom in de richting van de pijl met twee punten loopt. De secundaire electronen zijn, zooals reeds opgemerkt is, electronen afkomstig uit de hoogste bezette energieband en zijn 3 p -electronen van de chloorionen *). Worden deze geëmitteerd, dan blijven chlooratomen over.

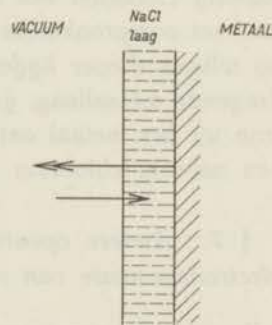


Fig. 31.

Beschouwen we een dergelijk chlooratoom, dan kunnen we twee gevallen onderscheiden:

- het chlooratoom blijft als zoodanig in het rooster.
- het chlooratoom ontsnapt.

*) J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen, Leipzig, 1937, pag. 182.

Doordat door de emissie van een secundair electron ter plaatse een positieve lading in het rooster is achtergebleven, moet een aanvullend electrontransport deze lading neutraliseeren. In het geval *a* zal de plaatselijke electriche neutraliteit worden bereikt, doordat het aanvullende electron zich met het chlooratoom wederom tot een chloorion vereenigt, waarna de oude toestand weer hersteld is. In het geval *b* is er een chloorion verdwenen en wordt de ontstane positieve overschotlading geneutraliseerd, doordat een natriumion, naast het verdwenen chloorion gelegen, tot natriumatoom wordt geneutraliseerd. Wanneer een gedeelte der chlooratomen ontsnapt is, kan een aantal der gevormde natriumatomen zich tenslotte tot colloïdale natriumconglomeraten (met geleidings-electronen) vereenigen *), waardoor het secundair emitteerend vermogen natuurlijk daalt.

Wij zijn van meening, dat in de beide gevallen het electrontransport door het laagje moet plaats hebben, volgens een mechanisme, dat met „Elektronenersatzleitung” wordt aangeduid †). Wij stellen ons in geval *a* voor, dat het gevormde chlooratoom aan een naburig chloorion een electron onttrekt. Het atoom wordt daarbij ion, het oorspronkelijke ion wordt atoom. Dit proces herhaalt zich op telkens dieper liggende lagen, totdat tenslotte de aldus, bij de dragende metaallaag, gevormde chlooratomen het ontbrekende electron uit het metaal ontvangen. In geval *b* zal het natriumion van een naburig chloorion een electron ontvangen.

§ 7. *Andere opvattingen over het mechanisme der secundaire electronenemissie van verbindingen.*

In de beschouwingen, die in de vorige paragrafen zijn gegeven over het mechanisme der secundaire electronenemissie van verbindingen, hebben wij uiteengezet, hoe het mogelijk is, dat een zuivere verbinding een groot aantal secundaire electronen kan uitzenden. Wat dat betreft wijken wij af van de voorstelling, die in het bijzonder Russische onderzoekers zich van dit mechanisme maken. Zoo stellen Timofeew en Pjatnitski (129) zich voor, dat

*) J. H. de Boer, l.c. pag. 223.

†) J. H. de Boer, l.c. pag. 223 e.v.

bij de fotokathode [Ag]-Cs₂O-Cs inwendig aanwezige Cs-atomen (metaaldeeltjes), de oorsprong voor de secundaire electronen zijn. Gezien echter de experimenten, die in § 6 zijn beschreven, waaruit blijkt, dat de meest verse lagen de grootste secundaire electronenstroom geven, kunnen wij de opvatting, dat de aanwezigheid van alkali-atomen voor een groot secundair emitterend vermogen noodzakelijk is, niet deelen.

Wij willen niet beweren, dat het inbouwen van *geïsoleerde* alkali-atomen („Farbzentren“) een vermindering van het secundair emitterend vermogen tengevolge heeft. Door ionisatie van deze atomen brengt men namelijk het electron in de vrije energieband in het rooster *), zoodat dit electron om dezelfde redenen, die in § 5 van dit hoofdstuk zijn genoemd, buiten het kristal kan treden. Een nader onderzoek zou dienen uit te maken, in hoeverre de aanwezigheid van geïsoleerde atomen een vermeerderende of verminderende invloed op het secundair emitterend vermogen kan hebben.

*) J. H. de Boer, l.c. pag. 194.

HOOFDSTUK VI.

DE INVLOED VAN UITWENDIG GEADSORBEERDE IONEN EN ATOMEN OP HET SECUNDAIR EMITTEEREND VERMOGEN.

§ 1. *Inleiding.*

Het is bekend, dat, zoowel bij metalen als bij diëlectrica, het vermogen foto-electrisch of thermisch electronen te emitteeren wordt vergroot, wanneer men aan het oppervlak ionen of atomen van electropositieve metalen laat absorbeeren.

Bij de metalen wordt door deze adsorptie de uittree-arbeid voor electronen verlaagd. Bij geringe bedekkingsgraad van het oppervlak met geadsorbeerd materiaal vindt uitsluitend een adsorptie van ionen plaats. De vermindering der uittree-potentiaal is dan evenredig met het aantal geadsorbeerde ionen. Bij grootere bedekking vindt tevens een adsorptie van atomen plaats, die eveneens tot de verlaging der uittree-potentiaal bijdragen, doch in minder sterke mate. Wanneer het aantal geadsorbeerde atomen ongeveer het viervoudige is van het aantal ionen, stijgt de uittree-potentiaal weer, totdat de waarde bereikt is, die voor het bedekkende metaal in compacte toestand geldt.

Dit verloop van de uittree-arbeid kan men volgen door meting van het foto-electrisch en thermisch emitteerend vermogen. De thermisch geëmitteerde electronenstroom vertoont namelijk als functie van de bedekkingsgraad een maximum. Ook de foto-electrische stroom doorloopt een maximum. Wordt echter licht ingestraald, dat ook door de geadsorbeerde atomen wordt geabsorbeerd, dan worden electronen van deze atomen geëmitteerd (selectief foto-electrisch effect). Als functie van de bedekkingsgraad vertoont de fotostroom dan een veel gecompliceerder verloop; er kunnen bijvoorbeeld twee maxima optreden. Het maximum,

behoorende bij de kleinste bedekkingsgraad wordt veroorzaakt, doordat bij deze bedekking de uittree-arbeid een minimale waarde heeft; het maximum bij de grootste bedekkingsgraad geeft de gunstigste bezetting met atomen voor het selectieve foto-electrische effect.

Wanneer het oppervlak van een dielectricum op overeenkomstige wijze met metaalatomen wordt bedekt, heeft men uitsluitend te doen met een dergelijke selectieve electronenemissie. Uitgaande van het „schoone” oppervlak verkrijgt men bij geringe bezetting, adsorptie van geïsoleerde atomen, welke atomen zich bij grotere bedekkingsgraad tot tweedimensionale gebiedjes vereenigen. In de geadsorbeerde toestand is de ionisatie-energie van het atoom in vele gevallen kleiner dan de uittree-arbeid van het compacte metaal, dat zich bij groote bedekkingsgraad vormt. Onder meer als gevolg hiervan, maar ook door de omstandigheid, dat het aantal geëmitteerde electronen per geabsorbeerd lichtquant voor de geadsorbeerde atomen veel grooter is dan voor de zich bij grotere bedekkingsgraad vormende metaalgebiedjes vindt men ook hier, dat de foto-electrische stroom als functie van de bedekkingsgraad een maximum vertoont *).

In dit hoofdstuk zal worden nagegaan, welke invloed de geadsorbeerde ionen en atomen uitoefenen op het secundair emitterend vermogen van de als adsorbens dienende onderlaag, terwijl tevens zal worden nagegaan of een emissie van secundaire electronen door de geadsorbeerde atomen geconstateerd kan worden. Wij zullen hierbij wederom van primaire electronen gebruik maken met een energie van 20—1000 e-Volt.

§ 2. Experimenteele uitvoering.

De experimenten met metalen werden uitgevoerd met het toestel, dat in fig. 4 (pag. 19) is afgebeeld. Voor de gelijktijdige bepaling van de foto-electrische emissie werd gebruik gemaakt van het toestel, dat in fig. 8 (pag. 28) is weergegeven. Als lichtbron deed een wolframbandlamp dienst, waarvan het bandje op een

*) J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen, Leipzig, 1937, Hfdst. III, IV, V en IX.

temperatuur van ca. 2800°K werd gegloeid. Als dragende metaallaag voor de geadsorbeerde atomen, als adsorbens dus, werd molybdeen gekozen, daar dit metaal door een niet te langdurige verhitting (ca. 15 min.) voldoende gasvrij te verkrijgen was. Voldoende gasvrij beteekent hier, dat de druk in de buis tijdens het verhitten 2×10^{-5} mm niet overschrijdt. Op deze wijze waren reproduceerbare resultaten te verkrijgen, zooals uit de uitkomsten der metingen zal blijken *).

§ 3. *Onderzoekingen aan metalen.*

Zooals verder zal blijken, stijgt het secundair emitterend vermogen van een schoon en gasvrij metaaloppervlak in eerste instantie, indien dit bedekt wordt met ionen en atomen van een electropositief element. De vraag is nu of dit grootere aantal secundaire electronen moet worden toegeschreven aan de verlaging der uittree-arbeid, of dat men hier te doen heeft met secundaire electronen, afkomstig van de geadsorbeerde atomen. In de literatuur heeft men uitsluitend aan de eerste mogelijkheid gedacht (Sixtus (71), Treloar (148)). De mededeelingen van den laatsten onderzoeker zijn zeer verwarrend. Eenerzijds geeft deze namelijk als gemiddelde diepte, waarop de secundaire electronen in barium worden vrijgemaakt, slechts 1,6 atoomlagen op, terwijl anderzijds wordt aangenomen, dat de toename van δ uitsluitend aan de verlaging van de uittreepotentiaal moet worden toegeschreven, zoodat de mogelijke aanwezigheid van secundaire electronen, afkomstig van de geadsorbeerde bariumatomen zelf niet wordt overwogen.

*) Een nikkel plaatje geeft bij een ongeveer mono-atomaire bedekking geen reproduceerbare resultaten. Evenmin was dit het geval bij de proef, die wij reeds in het derde hoofdstuk (§ 2, fig. 12) bespraken; het betrof hier zilver, dat na blootstelling aan de lucht, alleen een verhitting in vacuo tot 400°C had ondergaan en geleidelijk met een laag caesium werd bedekt bij de temperatuur van kokende stikstof. Wij vermoeden, dat in beide gevallen de nog aanwezige gaslaag of de eventueel mono-moleculaire laag de eerst aankomende atomen bindt, of als atomen adsorbeert, zoodat geen ionen-adsorptie, zooals bij het schoone metaal, plaats vindt; men heeft dan natuurlijk geen gedefinieerd oppervlak. Wij zijn van meening, dat dergelijke effecten de metingen van Treloar (148) hebben beïnvloed, zoodat wij ook om deze reden aan zijn uitkomsten weinig waarde kunnen toekennen (Hoofdstuk IV § 8).

Wij willen thans door een aantal experimenten aantonen, dat de verlaging der uittree-arbeid bij niet al te groote bedekkingsgraden inderdaad de oorzaak is van de toename van de factor δ . Wordt de bedekkingsgraad echter grooter, dan wordt de factor δ niet meer door de grootte van de uittreepotentiaal bepaald.

A. Vergelijking met foto-electrische emissie.

Met behulp van het in fig. 8 afgebeelde toestel hebben wij de foto-electrische en secundaire emissie van een molybdeen plaatje

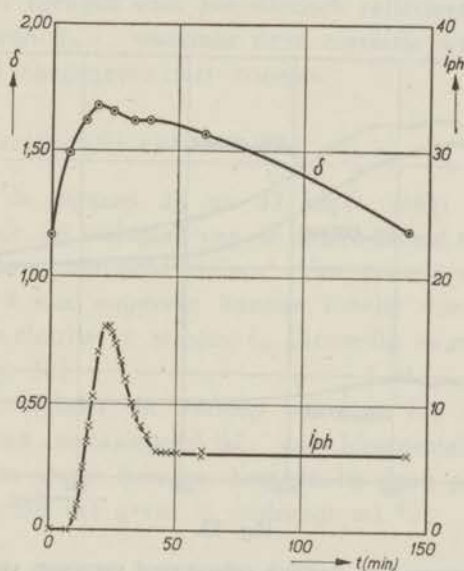


Fig. 32.

Secundaire en foto-electrische emissie van molybdeen, dat met barium wordt bedekt, als functie van de tijd (evenredig met bedekkingsgraad; $V_p = 200$ Volt.

De foto-electrische emissie is gemeten met het continu licht van een wolframbandlamp.

gemeten, dat met een, evenredig met de tijd toenemende, laag barium werd bedekt. De fig. 32 geeft de uitkomsten der metingen weer. Zoowel de factor δ , die bij $V_p = 200$ Volt werd gemeten, als de foto-electrische stroom i_{ph} , vertoonen als functie van de tijd, dus als functie van de bedekkingsgraad σ , een maximum; i_{ph} en δ bereiken bij gelijke σ ($\sigma = \sigma_m$) hun maximale waarde. Daar nu

de bedekkingsgraad, waarbij de foto-electrische emissie maximaal is, gelijk is aan de bedekkingsgraad, waarbij de uittree-arbeid de laagste waarde heeft, bewijst deze proef, dat het secundair emitterend vermogen mede door de grootte van de uittree-arbeid wordt bepaald, wanneer $\sigma \leq \sigma_m$ is.

B. Meting van δ bij $V_p = 20, 200$ en 1000 Volt.

Terwijl bij $\sigma < \sigma_m$ de toename der secundaire emissie verklaard moet worden door een afnemen der uittreepotentiala, is het moge-

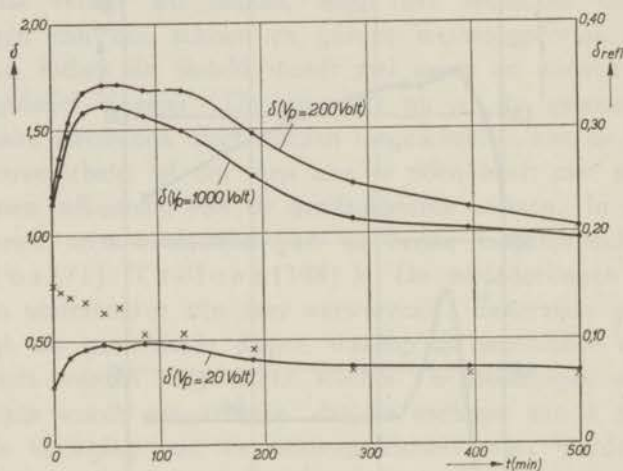


Fig. 33.

Secundair emitterend en elastisch reflecteërend vermogen van molybdeen, dat met barium wordt bedekt, als functie van de tijd (evenredig met bedekkingsgraad): $V_p = 20, 200$ en 1000 Volt.

lijk, dat bij $\sigma > \sigma_m$ een emissie van secundaire electronen door de geadsorbeerde atomen te constateeren zou zijn, hetgeen zich dan kan openbaren door de aanwezigheid van een tweede maximum in de kromme. Beschiet men het oppervlak met zeer snelle primaire electronen, dan zal men een gering effect vinden, daar het optimum van ionisatie bij kleinere energie ligt, zoodat dit eerst bereikt wordt in dieper gelegen lagen, wanneer het primaire electron eenige botsingen heeft gemaakt. Bij kleinere V_p echter wordt de situatie gunstiger, daar de kans van ionisatie in de bovenste atoom-

laag relatief het grootst is en de bijdrage der dieper liggende lagen geringer.

Inderdaad schijnt het (fig. 32 en 33), dat in de krommen voor $V_p = 20$ en 200 Volt een tweede maximum aanwezig is. Bij $V_p = 1000$ Volt is hiervan evenwel niets te zien. Het aantal meetpunten is te klein om te kunnen beslissen of het tweede maximum werkelijk bestaat; dit zou door een verder onderzoek uitgemaakt moeten worden.

Voor de bepaling van δ bij $V_p = 20$ Volt, was het noodig een correctie aan te brengen voor het elastisch reflecteerend vermogen. De waarden van $\delta_{refl.}$, waarmee deze correctie werd uitgevoerd, zijn in fig. 33 aangegeven met kruisjes.

§ 4. Interpretatie der uitkomsten bij $\sigma < \sigma_m$.

Zooals uit de figuren 32 en 33 blijkt, stijgt de secundaire electronenemissie, bij verlaging van de uittree-arbeid in veel geringer mate dan de foto-electrische emissie. Een tweede verschil is, dat bij $\sigma \ll \sigma_m$, δ een ongeveer lineaire functie van de tijd t is, terwijl de foto-electrische stroom i_{ph} evenredig is met e^{at} (a een constante) (fig. 32).

De theorie vereischt dit verloop van i_{ph} . De foto-electrische emissie van een metaaloppervlak, dat blootgesteld is aan de straling van een zwart lichaam, hetgeen bij onze proeven in voldoende benadering het geval is, bedraagt n.l. *)

$$i_{ph} = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}},$$

waarbij A een constante, T de temperatuur van het zwarte lichaam en k de Boltzmann-constante is. Bij onze proeven wordt het metaaloppervlak bedekt door middel van een constante straal atomen. De vermindering der uittreepotential $\Delta\varphi$ is dan voor $\sigma \ll \sigma_m$ een lineaire functie van de tijd, zoodat men kan schrijven †):

$$\Delta\varphi = ct \quad (c \text{ is een constante})$$

*) Zie bijv. J. H. de Boer, Elektronenemission und Adsorptionserscheinungen, Leipzig 1937, pag. 14.

†) Zie bijv. J. H. de Boer, l.c. pag. 56.

en i_{ph} , als functie van de tijd, geschreven wordt:

$$i_{ph}(t) = AT^2 e^{-\frac{\varepsilon(\varphi - ct)}{kT}} \dots\dots\dots (6)$$

Daar $kT \ll \varepsilon ct$, voldoet het gevonden verloop van i_{ph} met de tijd kwalitatief aan de eisch, die vergelijking (6) stelt.

Dat de secundaire emissie veel minder door een verandering van φ wordt beïnvloed, moet worden toegeschreven aan de omstandigheid, dat de uittreedende secundaire electronen gemiddeld een veel grootere kinetische energie hebben dan de uittreedende foto-electronen. Dit is het eerst opgemerkt door Sixtus (71), die het secundair emitteerend vermogen van wolfrum met verschillende thorium-bedekkingen onderzocht. Volgens dezen onderzoeker kan de secundaire electronenemissie uitgedrukt worden door:

$$\delta = P e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{\varepsilon V}},$$

waarin P een constante en εV de gemiddelde kinetische energie der secundaire electronen is.

Wanneer, door de inrichting van het experiment, $\Delta\varphi = ct$ gesteld kan worden, wordt $\delta(t)$:

$$\delta(t) = P e^{-\frac{\varepsilon(\varphi - ct)}{\varepsilon V}}.$$

Gelijk Sixtus reeds opmerkt is $\varepsilon V \gg \varepsilon\varphi$ en dus ook $\varepsilon V \gg \varepsilon\Delta\varphi$, zoodat bij benadering kan worden geschreven:

$$\delta(t) = P e^{-\frac{\varepsilon\varphi}{\varepsilon V}} \left(1 + \frac{\varepsilon ct}{\varepsilon V} \right) \dots\dots\dots (7)$$

Hieruit volgt, dat $\delta(t)$ bij benadering een lineaire functie van de tijd is. De uitkomsten van onze proeven zijn dus kwalitatief in overeenstemming met de uit de beschouwingen van Sixtus af te leiden vergelijking (7).

Bij de bestudeering van het „selectief” foto-effect als functie van de tijd, terwijl het onderzochte oppervlak wordt blootgesteld aan een constante straal atomen van een geschikt electropositief element, vindt men eveneens een toename van de emissiestroom, welke recht

evenredig is met de toename van de bedekkingsgraad van het oppervlak met geadsorbeerde atomen. De oorzaak is daarbij echter een andere; in dit geval toch zijn de geadsorbeerde atomen zelve de bron van de geëmitteerde electronen en is dus de toename van de stroom evenredig met de toename van het aantal emitterende atomen. Dat deze verklaring *niet* de juiste kan zijn in het boven besproken geval van de lineaire toename van de secundaire emissiestroom met de bedekkingsgraad, toont ons de in § 3 A beschreven proef. We hebben hier dus *niet* met een „selectief” secundair emissie-effect te maken.

De oorzaak van het toenemen der secundaire emissie wordt veroorzaakt door de vermindering der uittree-arbeid, waardoor de secundaire electronen, die in het molybdeen zijn vrijgemaakt, gemakkelijker uit kunnen treden. De energieverdeeling der secundaire electronen is de oorzaak, dat δ toevallig evenredig is met het aantal geadsorbeerde atomen.

Ook bij adsorptie van natriumatomen aan een molybdeen-oppervlak werden soortgelijke uitkomsten verkregen.

§ 5. *Onderzoekingen aan diëlectrica.*

Wanneer caesiumatomen aan het oppervlak van een diëlectricum, bijv. calciumfluoride of zinksilicaat (willemiet) worden geadsorbeerd, is de ionisatie-energie van deze atomen belangrijk kleiner dan de ionisatie-energie van het vrije atoom (§ 1 van dit hoofdstuk). Het is bekend, dat het licht met de grootste golflengte, dat door de geadsorbeerde atomen worden geabsorbeerd, in staat is deze te ioniseeren; volgens het beeld, dat in hoofdstuk V is ontwikkeld, zouden deze atomen dus gemakkelijk secundaire electronen uit kunnen zenden. Als functie van de bedekkingsgraad verwacht men dan, dat δ een maximum zal vertoonen; immers bij geringe bedekkingsgraad heeft men een bezetting met geïsoleerde atomen; bij grootere bedekkingsgraad zullen deze atomen zich tot metaaldeeltjes agglomereren, waarvan, zoodra men te maken heeft met gebiedjes, waarin van geleidingselectronen sprake kan zijn, het secundair emitterend vermogen natuurlijk kleiner is.

Om dit verloop van de secundaire emissie met de tijd te kunnen waarnemen, moet men uitgaan van een diëlectricum met een gering

secundair emitterend vermogen. Aan deze eisch voldoet zinksilicaat. Voor de nu te beschrijven experimenten werd het op een nikkelblikje gespoten. Daar een dergelijke laag isoleert, kan men de factor δ niet bepalen op de wijze, zooals dat tot dusverre geschiedde. Men kan echter de waarde van V_p bepalen, waarbij het aantal secundaire electronen gelijk is aan het aantal opvallende primaire electronen. Deze methode is in hoofdstuk II § 6 beschreven. Het zinksilicaat was daarom gespoten op de binnenzijde van de anode van een triode, die van een wolframkathode voorzien was. De waarden van V_a en V_g , waarbij het aantal uitgezonden secundaire electronen gelijk is aan het aantal opvallende primaire electronen, zullen $V_a(1)$ en $V_g(1)$ genoemd worden. Deze bepalen het secundair emitterend vermogen. Dalen $V_a(1)$ en $V_g(1)$ met de tijd, dan neemt het secundair emitterend vermogen toe; stijgen $V_a(1)$ en $V_g(1)$, dan daalt dit vermogen.

Aan het boven beschreven zinksilicaatoppervlak werd nu caesium geadsorbeerd. Dit werd vrijgemaakt door verhitting van een pastille, die een mengsel van caesiumchromaat en zirkonium bevatte. Bij kamertemperatuur heeft caesium een zoodanige dampspanning, dat alle onderdeelen in de buis geleidelijk met een laag van dit metaal worden bedekt.

Is oorspronkelijk het zinksilicaat bij het maken en pompen van de buis tot 400°C verhit geweest, dan verleent het geadsorbeerde caesium bij groote bedekkingsgraad de oorspronkelijk witte laag een bruine kleur. Wordt echter bij het maken van de buis het zinksilicaat door hoogfrequentverhitting van de anode tot ca. 900°C verwarmd, zoodat er een sintering optreedt, dan verkrijgt men een blauwe verkleuring.

Fig. 34 geeft een overzicht van de meetuitkomsten, die met gesinterd zinksilicaat werden verkregen. Als abscis is de tijd uitgezet, die een maat is voor het aantal geadsorbeerde atomen, doch daarmee niet evenredig is. Als ordinaat zijn uitgezet de waarden van $V_a(1)$ en $V_g(1)$. Daar deze als functie van de tijd uitgezet een kromme met een minimum geven, zal het secundair emitterend vermogen bij zekere bedekkingsgraad een maximale waarde hebben. De secundaire emissie verloopt dus, zooals wij verwachtten.

Wij betwijfelen evenwel of wij bij onze proeven inderdaad het oppervlak hebben gehad, dat in het begin van deze paragraaf werd

beschreven. De mogelijkheid bestaat namelijk, dat het zinksilicaat, ondanks de aan de proef voorafgaande warmtebehandeling, toch niet voldoende vrij is geweest van geadsorbeerde moleculen (bijv. watermoleculen). Het zinksilicaat is dan, bij geringe bedekkingsgraad, niet bezet geweest met caesiumatomen, doch bijv. met moleculen van caesiumoxyd of caesiumhydroxyd (zie § 2 van dit

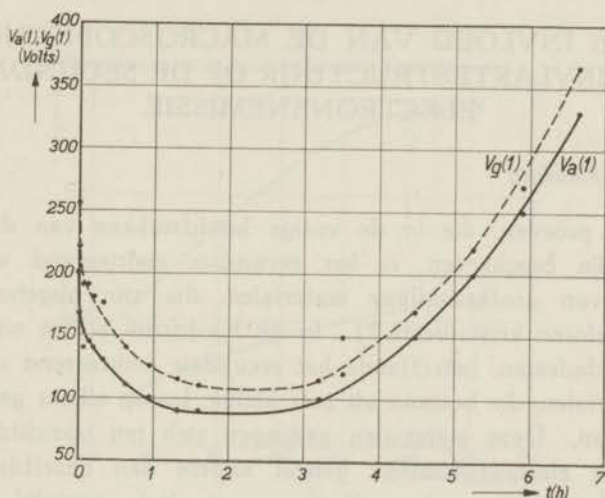


Fig. 34.

$V_a(t)$ en $V_g(t)$ van zinksilicaat, dat met caesium wordt bedekt, als functie van de tijd (niet evenredig met bedekkingsgraad).

hoofdstuk), waardoor de secundaire emissie als functie van de bedekkingsgraad eveneens door een maximum moet gaan.

Wij betwijfelen zelfs of het in het algemeen mogelijk zal zijn, het secundair emitterend vermogen van atomen, geadsorbeerd aan de oppervlakken van diëlectrica, te bestudeeren. Een secundair emitterende, uit een diëlectrische stof bestaande laag zal namelijk door ontleding gasatomen kunnen afgeven (zooals bijv. NaCl), waardoor de geadsorbeerde atomen chemisch gebonden worden; het oppervlak wordt dan door de meting zelf bedorven.

HOOFDSTUK VII.

DE INVLOED VAN DE MACROSCOPISCHE OPPERVLAKTESTRUCTUUR OP DE SECUNDAIRE ELECTRONENEMISSIE.

§ 1. *Inleiding.*

Bij de proeven, die in de vorige hoofdstukken van dit proefschrift zijn beschreven, is het secundair emitterend vermogen bepaald van grofkristallijne materialen, die zijn opgebouwd uit aaneengesloten kristallieten *). In dit hoofdstuk willen wij een en ander mededeelen, betreffende het secundair emitterend vermogen van materialen, die bestaan uit zeer kleine, los op elkaar gestapelde, kristallieten. Deze materialen gedragen zich ten opzichte van de secundaire electronenemissie geheel anders dan dezelfde stoffen met grofkristallijne samenstelling en een glad oppervlak. Zooals uit de onderzoekingen zal blijken, is het noodzakelijk onderscheid te maken tusschen geleidende en niet geleidende stoffen. Bij een geleidend materiaal is de secundaire emissie van de grofkristallijne vorm grooter dan van de microkristallijne modificatie. Bij een niet-geleidende stof kan men het tegenovergestelde waarnemen. Wij willen daarom de geleidende en niet-geleidende stoffen afzonderlijk bespreken.

A. GELEIDENDE MATERIALEN.

§ 2. *Vergelijking van „zwarte” en gladde metaaloppervlakken.*

Op verschillende manieren hebben wij metaallagen vervaardigd, die opgebouwd waren uit deeltjes van zóó kleine afmetingen, dat een optisch zwart oppervlak verkregen werd. Uit de proeven bleek,

*) Een uitzondering moet gemaakt worden voor het zinksilicaat, waarvan in hoofdstuk VI § 5 sprake was.

dat het secundair emitterend vermogen van een metaal met zwart oppervlak veel kleiner is dan van hetzelfde metaal met glad oppervlak. Als voorbeeld geven wij in fig. 35 de uitkomsten van een serie metingen aan wolfram. De lijn I geeft het verloop van δ als functie van V_p voor een wolframplaatje; de lijn II toont hetzelfde voor een plaatje, dat bedekt was met zeer fijn verdeeld, „zwart” wolfram *). De factor δ is voor het fijn verdeelde metaal

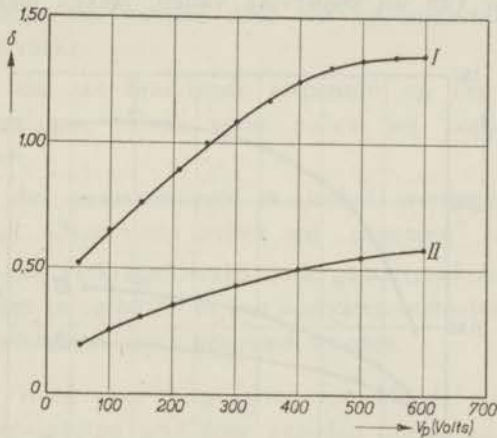


Fig. 35.

Secundair emitterend vermogen van wolframplaatje (I)
en van „zwart” wolfram (II).

veel kleiner dan voor het aaneengesloten, compacte metaaloppervlak. Hetzelfde laat fig. 36 voor nikkel zien; de lijn I geeft het verloop van δ voor een gepolijst nikkelplaatje, de lijn II voor „zwart” nikkel *). De lijn III heeft betrekking op zwart nikkel, dat vóór de meting in hoogvacuum is verhit; dit heeft tot gevolg gehad, dat het secundair emitterend vermogen is gestegen; deze stijging moet naar onze meening worden toegeschreven aan de omstandigheid,

*) Het „zwarte” wolfram werd verkregen door wolfram door een waterdamp-atmosfeer te verdampen naar een plaatje; de aldus verkregen laag bevat behalve het metallische wolfram ook wolframoxyd, welk laatste door verhitting werd verwijderd. Het zwarte nikkel werd gevormd door nikkel door een argonatmosfeer over te dampen.

dat de zeer kleine nikkel-kristalletjes zijn samengesinterd en zich tot grootere kristallieten hebben vereenigd *).

Ook bij zilver, zirkonium, ijzer en antimoon werden soortgelijke verschillen tusschen het secundair emitteerend vermogen van het gladde en het „zwarte” oppervlak gevonden.

Het ligt voor de hand de oorzaak van de geringe secundaire emissie van de zwarte oppervlakken te zoeken in de min of meer „labyrinthachtige” structuur. Primaire electronen, die in een der talrijke holten van dit oppervlak vallen, maken daar ter plaatse

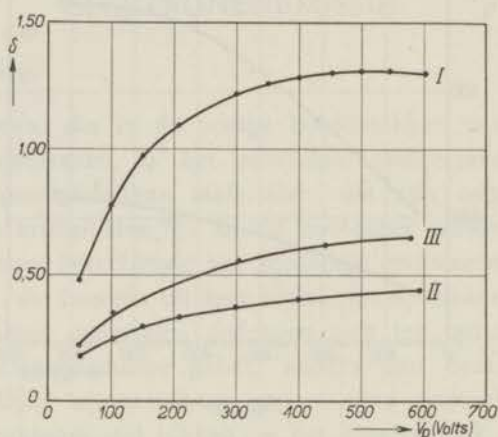


Fig. 36.

Secundair emitteerend vermogen van nikkelplaatje (I), „zwart” nikkel (II) en van „zwart” nikkel, dat gedeeltelijk gesinterd is (III)

secundaire electronen vrij, die weer door de omringende zijwanden zullen worden opgevangen. De zijwanden zijn n.l. op dezelfde potentiaal, zoodat in die holten geen electricch veld aanwezig is. Bij een glad oppervlak ondervindt daarentegen een vrijgemaakt secundair electron de werking van het uitwendig aangelegde veld.

*) Een dergelijke sintering kan men waarnemen, doordat de oorspronkelijk diepzwarte kleur van het oppervlak na de verhitting in grijs is overgegaan. De sintertemperatuur is veel lager dan de smeltemperatuur. Uit de verschillende proeven bleek, dat de metalen met het hoogste smeltpunt, de hoogste sintertemperatuur hebben.

Een glad oppervlak kan dus, naar een andere, er tegenover geplaatste electrode meer secundaire electronen uitzenden dan een „zwart” oppervlak, dat van hetzelfde materiaal is vervaardigd.

§ 3. *Secundaire electronenemissie van kooloppervlakken met verschillende structuur.*

Het element koolstof kan zeer gemakkelijk op verschillende manieren in fijn verdeelde toestand (roet) verkregen worden. De volgende roetsoorten werden door ons op secundaire electronenemissie onderzocht:

- 1e. Roet, dat uit brandende terpentijn op een plaatje werd neergeslagen. Deze vorm zullen wij „opgedampt” roet noemen.
- 2e. Roet, dat, gesuspendeerd in alcohol, werd gespoten op een plaatje. Deze vorm zullen wij „gespoten” roet noemen.
- 3e. Roet, dat verkregen werd door gematteerd nikkelblik hoogfrequent te verhitten in een acetyleen-atmosfeer. Deze soort zal „acetyleen” roet genoemd worden.

Daarnaast werd voor vergelijking een gladde electrode onderzocht, die vervaardigd was door gemalen grafiet in waterige suspensie op een plaatje te brengen; wanneer het water verdampt is, verkrijgt men een samenhangende gladde laag.

Enkele electronen diffractie opnamen, die door Dr. W. G. Burgers werden gemaakt, konden nadere gegevens verschaffen betreffende de structuur van deze koollagen. Fig. 37 a, b, c en d geven de interferentiebeelden weer. De eerste drie koolsoorten werden op de boven beschreven wijze op gaasjes aangebracht. Het colloïdale grafiet werd op een vliesje zaponlak uitgespreid, welk laatste door een gaasje gesteund werd. Gebruikt werden voor de opnamen electronen, die 30000 e-Volt energie hadden; de richting van de electronenstroom was loodrecht op het gaasje. Fig. 37a geeft het beeld, dat van het opgedampte roet werd verkregen. Men neemt in dit geval breede interferentieringen waar, identiek met die, welke door andere onderzoekers *) werden ge-

*) F. Trendelenburg, Z. techn. Phys. 14, 489, 1933.
Ch. Mongan, Helv. Phys. Acta, 5, 341, 1932.

vonden. Uit het feit, dat de basis-interferentie (0002) aanwezig is, en in verband met de diffuusheid van de lijnen, kan geconcludeerd worden, dat de afmetingen van de kristallieten veel kleiner zijn dan 10^{-6} cm *). Het gespoten roet (fig. 37b) daarentegen vertoont in het geheel geen ringen. Bij deze modificatie kunnen de electronen blijkbaar niet door de deeltjes zelve dringen, maar vliegen tusschen de deeltjes door, langs fijne kanaaltjes of poriën, waarvan de wanden „glad” zijn. Onder alle electronen dus, die aan de achterzijde van de laag uitreden, zijn er practisch geen, die op hun weg door een gedeelte van het grafietrooster zijn gedrongen, zoodat geen diffractieopname wordt verkregen, doch slechts een diffuse zwarting. Dit kan uitsluitend verklaard worden door aan te nemen, dat de kleine „elementaire” kristallieten zijn samengeklonterd tot compacte deeltjes met een glad oppervlak, zonder uitstekende onregelmatigheden, van voldoende kleine afmetingen om de electronen door te laten. Bij de opname van het opgedampte roet daarentegen hebben vele van de door de laag dringende electronen op hun weg een gedeelte van het grafietrooster van de elementaire kristallietjes met hun vele uitsteeksels doordrongen, waardoor een diffractiebeeld wordt verkregen. De juistheid van de voorstelling, die van beide structuren gemaakt werd, wordt bevestigd door de microfoto's (fig. 38), welke laten zien, dat het opgedampte roet (fig. 38 a) uit zeer kleine deeltjes bestaat, waarvan de afmetingen beneden het oplossend vermogen van het microscoop liggen. Het gespoten roet (fig. 38 b) vertoont de geagglomererde deeltjes zeer duidelijk; de diameter is van de orde van grootte van 10^{-2} cm.

Fig. 37 c toont de interferentiefiguur, die bij acetyleen roet gevonden werd. Dit beeld vertoont groote overeenkomst met fig. 37 a, zoodat de structuur van het acetyleen roet dezelfde is als van het opgedampte roet; naast de kleinere kristallieten zijn echter ook grootere aanwezig †), die waarschijnlijk door sintering van de kleine deeltjes zijn ontstaan.

*) Overeenkomstig Ch. Morgan l.c. bedraagt de grootte van de deeltjes van opgedampt roet ongeveer 30 Å.E.

†) Van de drie roetsoorten werden ook röntgenopnamen gemaakt. Het opgedampte en het gespoten roet gaven wederom diffuse banden te zien; in de opname van het acetyleenroet waren bovendien scherpere lijnen aanwezig. Dit beteekent, dat in deze roetsoort, naast kleine kristallieten, ook grootere aanwezig zijn.

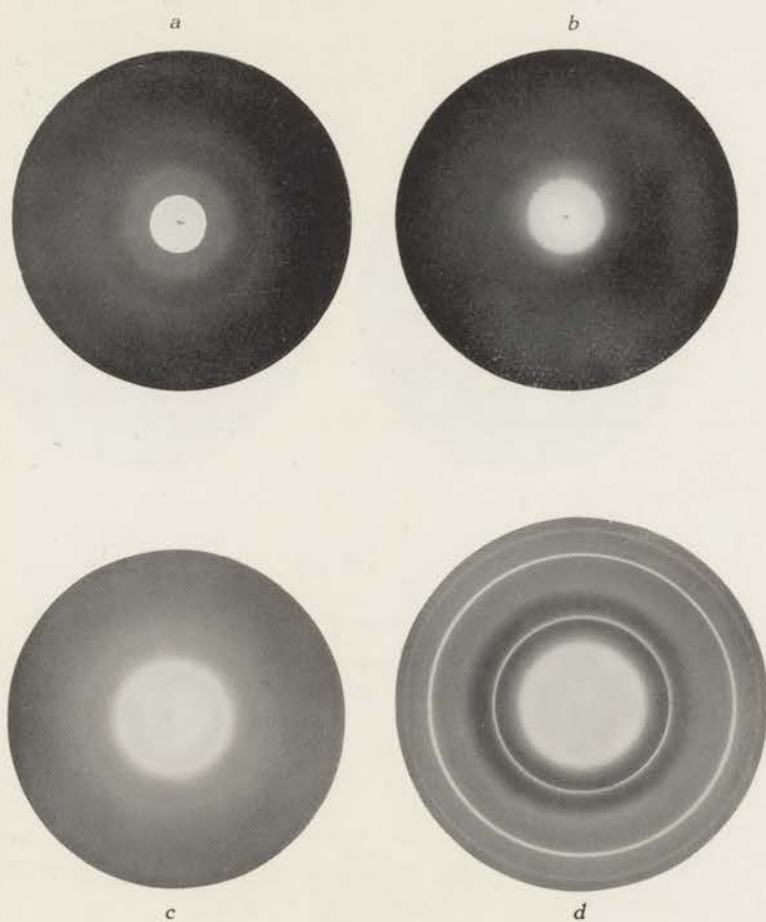
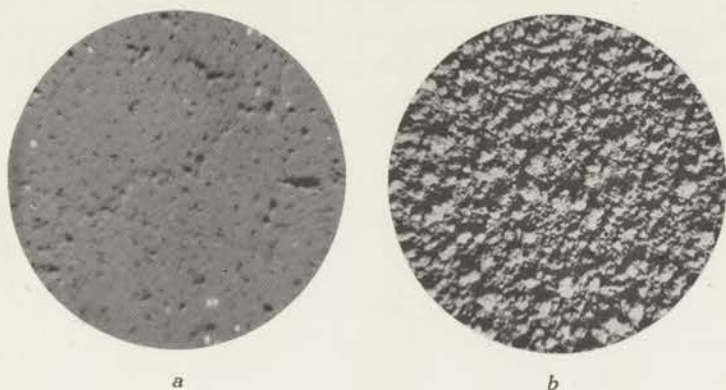


Fig. 37.

Electronen diffractie opnamen van verschillende soorten kooloppervlakken :

- a* : roet, neergeslagen op een gaasje uit brandende terpentijn (opgedampt roet).
- b* : roet, dat gespoten is.
- c* : roet, verkregen door verhitting van een gaasje in een acetyleenatmosfeer (acetyleenroet).
- d* : gemalen grafiet uitgespreid op een vliesje zaponlak.





a

b

Fig. 38.

Microphotographie van twee roetsoorten (vergrooting $15\times$)

a: opgedampt roet (vgl. fig. 37*a*),

b: gespoten roet (vgl. fig. 37*b*).



THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

Fig. 37 *d* geeft tenslotte de opname, die van gemalen grafiet verkregen werd. De fijne interferentieringen in het beeld zijn afkomstig van de prismavlakken, terwijl de overige interferentieringen blijken te ontbreken of zeer zwak aanwezig zijn. Dit beteekent, dat de grafietkristallietjes met hun natuurlijk slijpvlak evenwijdig aan het vlak van de onderlaag georiënteerd zijn. Uit het feit, dat

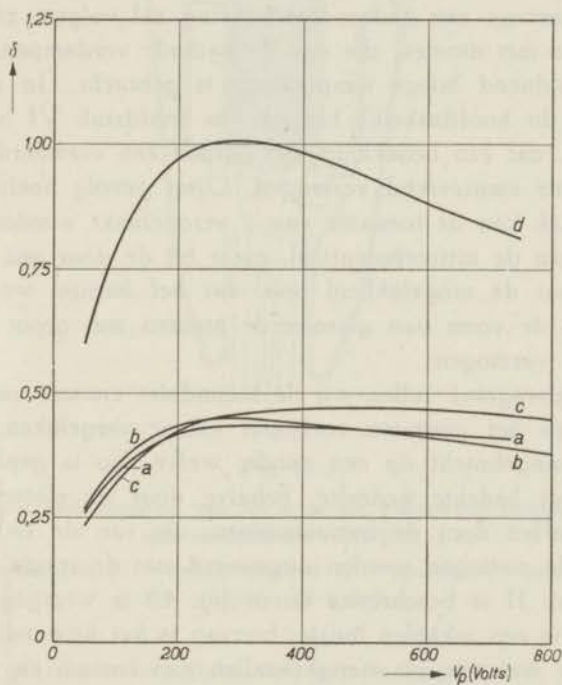


Fig. 39.

Secundair emitterend vermogen van opgedampt roet (a), gespoten roet (b), acetyleenroet (c) en gemalen grafiet (d).

de ringen scherp zijn, kan afgeleid worden, dat de afmetingen der kristallieten in een richting loodrecht op de electronenstraal groot zijn ten opzichte van de diameter van de kristallietjes van het opgedampte roet.

Fig. 39 geeft het verloop van δ voor de hier beschreven koollagen. Het grofkristallijne, gladde, gemalen grafiet (d) heeft het grootste secundair emitterend vermogen. Het terpentijn roet (a),

het gespoten roet (*b*) en het acetyleen roet (*c*) geven een kleinere secundaire emissie.

§ 4. *Secundair emitterend vermogen van verschillende roetsoorten bij een geleidelijke bedekking met bariumatomen (141).*

Wanneer een oppervlak geplaatst wordt tegenover een z.g. oxydkathode, waarvan een nadere beschrijving zal volgen, zal het bedekt worden met atomen, die van de kathode verdampen, wanneer deze op voldoende hoge temperatuur is gebracht. In de meeste gevallen is dit hoofdzakelijk barium. In hoofdstuk VI hebben wij aangetoond, dat een bedekking met barium een vermeerdering van het secundair emitterend vermogen, δ , tot gevolg heeft. *Bij een kooloppervlak* kan de toename van δ veroorzaakt worden door de verlaging van de uittreepotentiaal, maar bij de door ons gebruikte lagen bestaat de mogelijkheid ook, dat het barium wordt geadsorbeerd in de vorm van geïsoleerde atomen met groot secundair emitterend vermogen.

In deze paragraaf zullen wij de secundaire emissie van het opgedampte en het gespoten roet met elkaar vergelijken, wanneer deze zijn aangebracht op een anode, welke zoo is geplaatst, dat het met roet bedekte gedeelte, behalve door de electronen, ook wordt getroffen door de bariumatomen, die van de kathode verdampen. De metingen werden uitgevoerd met de triode, die reeds in hoofdstuk II is beschreven en in fig. 40 is weergegeven. De kathode *C* is een nikkelen buisje; hiervan is het uitwendige oppervlak bedekt met een, uit mengkristallen van barium en strontiumoxyd opgebouwde laag (ongeveer gelijke gewichtshoeveelheden bariumoxyd en strontiumoxyd); bovendien is in dit oxyd nog een kleine quantiteit vrij barium aanwezig. In het buisje is een wolframdraad *H* geschoven, die als verhittingsdraad dienst doet.

De kathode *C* had twee functies. In de eerste plaats was *C* de bron van de bariumatomen, die de roetlaag op de anode *A* treffen. Dit overdampen geschiedde bij een temperatuur van de kathode van 1100°K . In de tweede plaats diende de kathode als bron van primaire electronen, die noodig zijn om het secundair emitterend vermogen van de anode te bepalen. In dat geval werd de temperatuur zoo ingesteld, dat de door *C* geëmitteerde electronenstroom

ca. 1,5 mA bedroeg. Voor de meting van δ werd het potentiaalverschil tusschen anode en kathode, V_a , 250 Volt genomen, het potentiaalverschil tusschen rooster en kathode, V_g , 500 Volt.

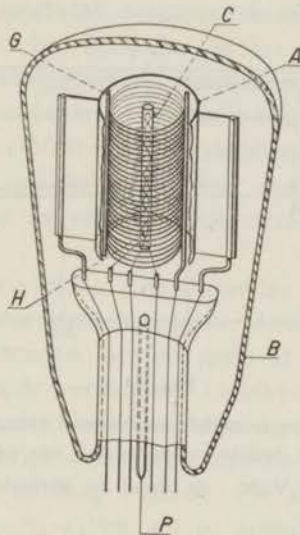


Fig. 40.

Triode voor bepaling van het secundair emitterend vermogen van verschillende roetlagen.

C = kathode. H = verhittingsdraad G = rooster. A = anode.
P = pompbuis. B = ballon.

Fig. 41 geeft een overzicht van het verloop van δ , als functie van de tijd, wanneer de kathode gedurende enkele honderden uren op een temperatuur van 1100°K werd gegloeid. De bij deze proeven gebruikte lampen hadden een anode, die bedekt was met opgedampt roet. De lijn AB stelt hierbij het verloop van δ voor, wanneer gedurende de tijd, dat de kathode op 1100°K werd gegloeid, $V_a = 0$ en $V_g = 100$ Volt werden genomen. Onder deze omstandigheden treffen dus wel bariumatomen, maar geen electronen de anode; alleen werd van tijd tot tijd het secundair emitterend vermogen gemeten bij $V_a = 250$ Volt en $V_g = 500$ Volt. De factor δ neemt volgens de figuur snel toe en blijft daarna, op een bepaalde waarde, constant. Wordt echter, gedurende de tijd, dat

de kathode op 1100°K gloeit, $V_a = V_g = 100$ Volt genomen, zoodat de anodestroom ca. 40 mA is, dan treffen zoowel bariumatomen als electronen de anode en de factor δ daalt weer op de oude waarde (BC). Iets dergelijks werd ook bij het gespoten roet waargenomen.

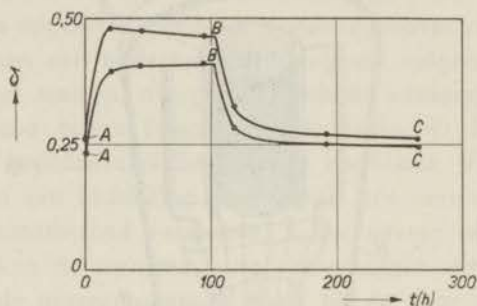


Fig. 41.

Verandering van het secundair emitteerend vermogen van een met barium bedekt roetoppervlak met de tijd.

AB : $V_a = 0$, $V_g = 100$ Volt; de door de kathode geëmitteerde electronen treffen de anode niet.

BC : $V_a = 100$ Volt, $V_g = 100$ Volt. $i_a \sim 40\text{ mA}$; de door de kathode geëmitteerde electronen treffen de anode.

De twee lijnen hebben betrekking op de meetuitkomsten, die met twee verschillende proeven zijn verkregen.

Deze proef levert dus de volgende nieuwe gegevens:

- 1e. Geadsorbeerd barium vergroot in eerste instantie het secundair emitteerend vermogen van een kooloppervlak.
- 2e. Van een roetoppervlak kan men het barium door beschieten met electronen gemakkelijk doen verdwijnen, hetgeen wij concludeeren uit de afname van δ .

Over het tweede verschijnsel willen wij wat uitweiden. Wij zijn van meening, dat het verdwijnen van de bariumatomen toegeschreven moet worden aan spreiding door oppervlakte bewegelijkheid. Daar roet uit zeer kleine kristallieten bestaat en daardoor een zeer poreuze structuur bezit, kunnen de bariumatomen zich over het oppervlak van de roetdeeltjes naar dieper gelegen lagen bewegen. Daardoor vermindert de bezettingsgraad met geadsorbeerde bariumatomen van

die kristallieten, die, bij het meten van δ , door de primaire electronen worden getroffen, hetgeen men waarneemt door een vermindering van het secundair emitterend vermogen.

Een dergelijke spreiding wordt bevorderd door een temperatuurverhoging van het oppervlak, waarover de spreiding plaats vindt *). Daarom kan men, in het bijzonder bij het opgedampte roet, verwachten, dat de spreidingssnelheid der bariumatomen vergroot wordt door electronenbombardement. Wanneer namelijk één electron met een energie van 100 e-Volt een roetkristalletje treft, ter grootte van $30 \times 30 \times 30 \text{ \AA} \cdot \text{E}^3$, zal de temperatuur van dit deeltje met 300°C stijgen, wanneer men de verliezen door straling en geleiding verwaarloost.

Wanneer men het verloop van δ met de tijd bepaalt, zal men, bij de interpretatie der meetuitkomsten, dientengevolge niet alleen rekening dienen te houden met de snelheid, waarmee de bariumatomen van de kathode verdampen (snelheid, waarmee het kooloppervlak bedekt wordt), maar ook met de snelheid, waarmee de, eenmaal op dit oppervlak aanwezige, atomen zich verspreiden over de deeltjes, waaruit de laag bestaat. De snelheid, waarmee het oppervlak bedekt wordt, zullen wij v_b noemen, de spreidingssnelheid zal v_s worden genoemd. De eerste hangt af van de kathodetemperatuur, terwijl v_s wordt bepaald door de temperatuur en de samenstelling van de roetlaag. Men kan dan gemakkelijk inzien, dat bij de proef, waarvan in fig. 41 de uitkomsten zijn aangegeven, gedurende de tijd, dat $V_a = 0$ en $V_g = 100$ Volt werden genomen (AB) $v_s \ll v_b$ is; gedurende de tijd, dat $V_a = V_g = 100$ Volt werd genomen (BC), is $v_s \gg v_b$.

Het is te verwachten, dat de geadsorbeerde bariumatomen door electronenbombardement bij het opgedampte roet sneller uitgespreid zullen worden over de kristallieten, dan bij het gespoten roet. Bij dit laatste hebben de kristallietjes namelijk klontjes gevormd, waardoor het oppervlak minder poreus wordt; bovendien is het warmtecontact tusschen de kristallieten, die de klontjes vormen, grooter, zoodat geen plaatsen met sterk verhoogde temperatuur aanwezig zijn. De kleinere spreidingssnelheid kan men aantonen door het verloop van δ te bepalen bij een proef, waarbij minder energie in

*) J. A. Becker, Trans. Faraday Soc., 28, 155, 1932.

de anode wordt gedissipeerd, dan bij de proef, waarop fig. 41 betrekking heeft.

Fig. 42 geeft het verloop van δ , waarbij de kathodetemperatuur weer 1100°K was, terwijl $V_g = 11$ Volt en $V_a = 250$ Volt werden genomen, zoodat de electronenstroom naar de anode (i_a) slechts

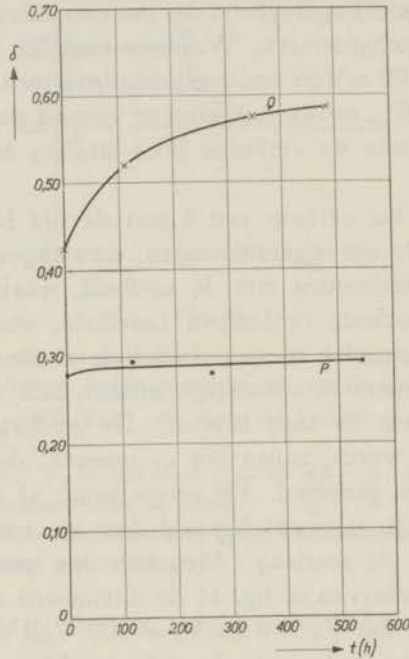


Fig. 42.

Verloop van het secundair emiteerend vermogen van roetoppervlakken, die tegenover een oxydkathode zijn geplaatst;

$$V_a = 250 \text{ Volt}, V_g = 11 \text{ Volt}, i_a \sim 6 \text{ mA.}$$

Lijn P : opgedampt roet. (gemiddelde waarde voor 5 lampen).

Lijn Q : gespoten roet (gemiddelde waarde voor 9 lampen).

6 mA bedroeg. De factor δ blijft, ook bij deze spanningen, voor het opgedampte roet constant (lijn P). Wel echter wordt een langzame stijging van δ gevonden voor het gespoten roet (lijn Q). Hieruit volgt, dat voor het opgedampte roet nog steeds $v_s \gg v_b$ is; voor het gespoten roet daarentegen is onder deze omstandigheden $v_s \sim v_b$.

B. DIËLECTRICA.

§ 5. *Secundair emitteerend vermogen van magnesiumoxyd in compacte en fijn verdeelde vorm.*

In § 2 van dit hoofdstuk hebben wij gezien, dat nikkel, dat door een argonatmosfeer verdampt wordt, in zeer fijn verdeelde vorm op een plaatje neerslaat. Wanneer de verdamping plaats vindt door vacuum, wordt een oppervlak verkregen, dat glad is.

Ook magnesiumoxyd kan men in dergelijke fijn verdeelde vorm neerslaan, bijv. door magnesium door een zuurstofatmosfeer te verdampen *). Wanneer magnesiumoxyd echter van een platina-spiraal door vacuum wordt verdampt, verkrijgt men een oppervlak, dat compact is. De laag, die op de eerste manier verkregen is, heeft een veel grooter uitwendig oppervlak, dan de laag, die verkregen is door het oxyd door vacuum te verdampen. Dit kan men constateeren door beide vormen naar de wand van een glazen ballon te verdampen en jodium te laten adsorbeeren. Het magnesium-oxyd, dat verkregen wordt door magnesium door zuurstof te verdampen, vertoont dan een duidelijker verkleuring dan het oxyd, dat door vacuum is overgedampt †).

Fig. 43 geeft het verloop van δ als functie van V_p , voor de op deze wijze gevormde lagen. In tegenstelling met de geleidende materialen is het secundair emitteerend vermogen van de labyrinthrijke vorm veel grooter dan van het gladde oppervlak.

Om de verklaring van dit verschijnsel te geven, willen wij eerst op een eigenschap van de secundaire emissie van de verbindingen van electropositieve elementen wijzen, welke bij de metalen niet aanwezig is. Terwijl n.l. bij de metalen de secundaire electronenstroom nagenoeg onafhankelijk van het potentiaalverschil tusschen bol en plaatje V_s is §), wanneer althans de veldsterkte een zoodanige richting heeft, dat de secundaire electronen van het plaatje naar de bol worden getrokken, is dit niet het geval bij de ver-

*) Eenzelfde soort oppervlak is ook te verkrijgen door MgO door een gasatmosfeer te verdampen.

†) Iets dergelijks wordt ook bij SiO₂ gevonden; zie J. H. de Boer en J. F. H. Custers, *Physica*, 4, 1017, 1937.

§) Zie de buis in fig. 4.

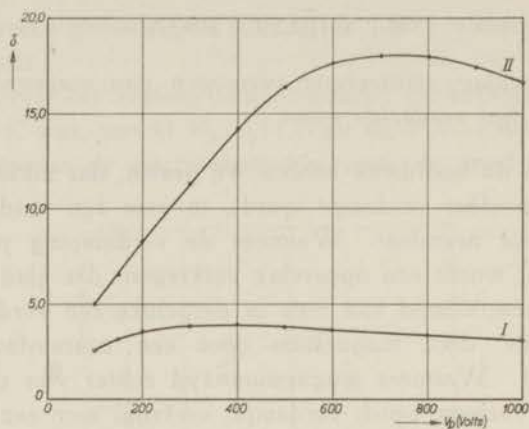


Fig. 43.

Secundair emitteerend vermogen van magnesiumoxyd, dat door vacuum is overgedampt (I) en van magnesiumoxyd, dat verkregen is door magnesium door een zuurstofatmosfeer te verdampen (II).

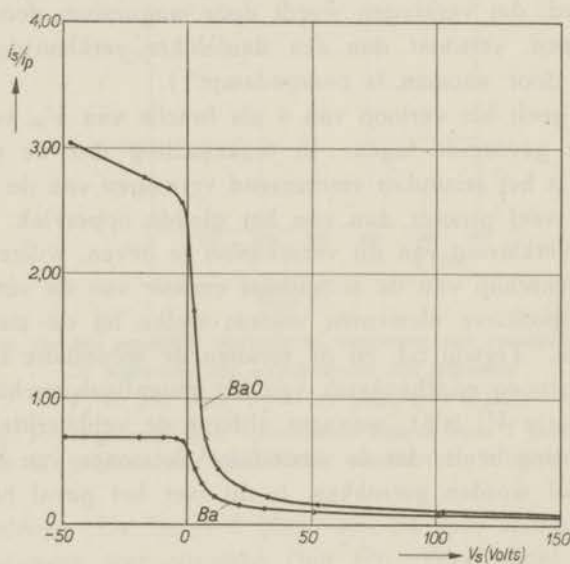


Fig. 44.

Verzadiging van de secundaire electronenstroom van barium en bariumoxyd ($V_s < 0$). Bij $V_s > 0$ wordt de energieverdeling der secundaire electronen gemeten ($V_p = 200$ Volt).

bindingen. Daar wordt steeds een afhankelijkheid van de veldsterkte gevonden. Een en ander wordt weergegeven in fig. 44. In deze figuur heeft V_s een positieve waarde, wanneer de secundaire electronen worden geremd. i_s/i_p heeft dan een verloop, zooals reeds in de figuren 1 en 2 is weergegeven. Wanneer V_s een negatieve waarde heeft, worden de secundaire electronen van de emitterende laag naar de bol getrokken. In dit gebied is, voor barium, i_s/i_p onafhankelijk van V_s . Bij bariumoxyd stijgt i_s/i_p steeds,

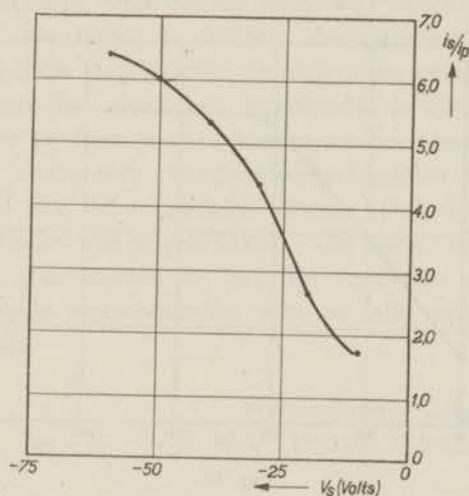


Fig. 45.

Verzadiging van de secundaire electronenstroom van een magnesiumoxydlaag, die verkregen is door magnesium door een zuurstofatmosfeer over te dampen. ($V_p = 150$ Volt).

wanneer het electronen wegtrekkende veld grooter wordt gemaakt.

Deze slechte verzadiging der secundaire emissie van het bariumoxyd moet verklaard worden door de geringe elektrische geleiding van deze verbinding. Voor dit oxyd is $\delta > 1$. Wanneer men bariumoxyd secundaire electronen laat uitzenden, kan in de, aan het vacuum grenzende lagen, een electronen-tekort ontstaan, daar de positieve overschotlading door de slechte geleiding niet voldoende snel geneutraliseerd kan worden. De potential van de oppervlakkige laag zal dus stijgen en zal een waarde aannemen

tusschen de potentiaal van de dragende metaallaag en de potentiaal van de bol. De bovengrens wordt door de potentiaal van de bol bepaald. Wordt deze namelijk te veel overschreden, dan kunnen de secundaire electronen niet meer worden afgevoerd. Indien dus de potentiaal van de bol verhoogd wordt, kan de potentiaal van het oppervlak ook stijgen. Daardoor wordt het potentiaalverval door het oxydlaagje grooter; de veldsterkte, die een zoodanige richting heeft, dat het uittreden der secundaire electronen bevorderd wordt, neemt toe, hetgeen zich openbaart door een stijging

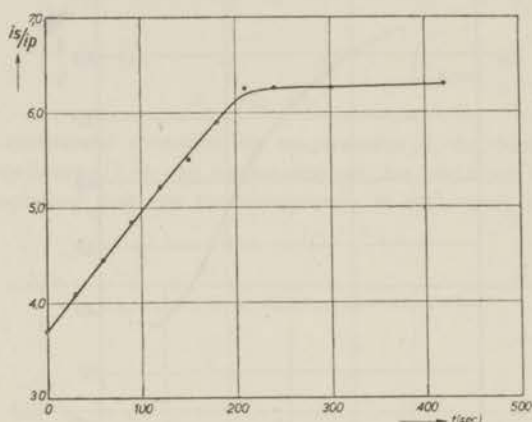


Fig. 46.

Verloop van de secundaire electronenstroom van een magnesiumoxydlaag, die verkregen is door magnesium door een zuurstofatmosfeer over te dampen, als functie van de tijd; bij $t=0$ is de primaire electronenstroom ingeschakeld ($V_p = 150$ Volt; $V_s = -60$ Volt).

der secundaire emissie. Deze vermeerdering wordt dus niet veroorzaakt door een toename van het rendement der primaire electronen. De oorzaak is, dat het uittreden der electronen wordt vergemakkelijkt door het veld, dat in het laagje is ontstaan.

Een en ander vindt men nu in veel sterker mate bij magnesiumoxyd, dat in fijn verdeelde toestand op een plaatje is gebracht. In fig. 45 is een soortgelijke kromme voor dit materiaal weergegeven, waarbij i_s/i_p als functie van het potentiaalverschil tusschen bol en plaatje (electronen wegtrekkend veld) is weergegeven. Wij houden het zelfs voor mogelijk, dat de energie der secundaire

electronen in het oxyd zoo groot is, dat door deze nieuwe (tertiaire) electronen worden vrijgemaakt.

Ook stelt de secundaire emissiestroom zich, na inschakeling der primaire electronenstroom, niet dadelijk op de volle waarde in, hetgeen in fig. 46 wordt aangetoond; blijkbaar is voor de vorming der oppervlakkige positieve overschotlading eenige tijd noodig.

Verschijselen, welke wellicht hiermede in verband staan, zijn ook door Malter (124) waargenomen bij een secundair emitterende laag, die opgebouwd was uit aluminium, dat bedekt was met een oxydhuidje, welk laatste weer was bedekt met een laagje caesiumoxyd. De factor δ , die hier waargenomen werd, bedroeg ca. 1000. Bij deze laag moeten de electronen energie opnemen uit het veld, dat in het aluminium oxydhuidje is ontstaan. Wellicht heeft men hier te doen met electronen uit het aluminium. Behalve de door ons beschreven traagheidsverschijnselen heeft Malter waargenomen, dat de secundaire stroom bleef doorlopen, nadat de primaire stroom was uitgeschakeld. Dit laatste hebben wij echter nooit kunnen constateeren bij het fijn verdeelde magnesiumoxyd, zoodat de beide verschijnselen niet in alle opzichten analoog schijnen te zijn.

Eindhoven,
Januari 1938.

Natuurkundig Laboratorium
der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken.

SUMMARY.

Chapter I. Introduction.

The electrons emitted by solids, which are bombarded with primary electrons, can be classified in the following groups:

- a. Secondary electrons; these are electrons expelled from the substance by the action of the primary electrons.
- b. Primary electrons, which have been scattered unelastically.
- c. Primary electrons, which have been scattered elastically.

Measurement of the energy distribution, as shown in fig. 3 suggests such a classification. (Number of electrons having an energy between E and $E + dE$, as a function of the energy E ; R = elastically scattered electrons, O = unelastically scattered electrons, S = secondary electrons).

If the kinetic energy of the primary electrons eV_p is ca. 50 e-Volt or more, the number of elastically reflected primary electrons is small compared with that of the secondary electrons.

Based on theoretical and experimental data it is pointed out that the existence of a correlation between the emission of secondary electrons and soft X-rays, as found by Richardson and other authors, cannot be accepted. The model used by Fröhlich to estimate the current of secondary electrons emitted by a metal seems to be logical at a first glance but does not include all the possibilities of expulsion of free electrons by the action of primary electrons, whereas it further neglects the electrical repulsion.

Chapter II. Apparatus and methods of measurement.

Fig. 4 shows the tube often used for the measurements described in this thesis. The filament F is the source of primary electrons.

which are made to form a beam by the gun G . The beam strikes T , the secondary emitting target; the secondary electrons are collected by S . T can be drawn into the neck N of the tube, where it can be covered with the substance to be investigated. The substances are evaporated from the filaments F_1 and F_2 . Fig. 5 shows the electrical connections. Fig. 6 is a diagram of the tube used for the determination of the secondary emission of caesium. The metal, previously distilled into R , is sublimed upon the flat bottom B of a chromium-iron cylinder C_1 , which can be filled with a cooling liquid. Fig. 7 shows the apparatus which is used for the determination of the secondary emission with varying angle of incidence of the primary electrons. Fig. 8 shows the tube which is used to determine the secondary emission and the photoelectric emission of the same target. Fig. 9 shows the triode used for the measurement of the secondary emission of a substance which coats the inner side of the anode. In § 6 a method is described of determining the secondary emission of non-conductive layers (see fig. 10). In § 7 the capacities of total secondary emission (δ_{tot}) and secondary emission (δ) are defined by the equations (1) and (2).

Chapter III. Secondary emission of metals.

With a primary electron energy of 100 e-Volts or more the electropositive metals have a smaller secondary emission than metals with a high work function. The opposite contention is often found in literature; it is pointed out, that this is due to experimental errors (insufficient vacuum), consisting in the fact that the measurements are carried out on the compounds which are found on the surface of the metals and which show a much higher secondary electron emission. Examples are shown in the fig. 11 and 13—17. Fig. 18 shows the secondary emission of copper and silver; there is only an insignificant difference between the results obtained with layers deposited by sublimation and those obtained with plates which had been heated in a vacuum. A great difference, however, is shown by similar targets of electropositive metals. Only the surfaces obtained by the sublimation process in a high vacuum are clean enough to give the real capacity of secondary emission of these

electropositive metals (figs. 15 and 17). Comparing different metals, the capacity of emitting secondary electrons does *not* run parallel with the capacities for thermionic and photoelectric emission. When the surface of an electropositive metal is contaminated (oxidized), the photoelectric emission decreases, the secondary emission however increases. This is shown by a special experiment (table IV).

The results obtained with clean metal surfaces are collected in table II, the results obtained with contaminated layers in table III.

Chapter IV. Absorption of secondary electrons.

It is supposed that the small secondary emission of the electropositive elements is caused by the great depth of penetration of the rapidly moving primary electrons and the large absorption coefficient of the slow moving secondary electrons. This hypothesis is tested by carrying out experiments in such a way as to eliminate the absorption of the secondary electrons in the substance. This may be attained by the following manners:

A. By measuring the secondary emission when the angle of incidence of the primary electrons is increased. By increasing the angle of incidence the mean depth l , at which the secondary electrons are freed, is diminished (fig. 20).

B. By measuring the secondary emission when the surface is bombarded with slow moving primary electrons ($V_p \sim 10$ Volts).

a d A. Results are shown in the figs. 22—24 and tables VII—IX (Li, Ba and Ni). The formula (3), gives a relation between δ_j and δ_0 with the aid of only one factor p (δ_j is the ratio between secondary and primary electron current with an angle of incidence θ).

$\lim_{j \rightarrow 90^\circ} \delta_j (= \delta_{90})$ is the secondary emission when the absorption of the secondary electrons is eliminated. The presence of a maximum in the curve relating to δ_{90} , however, gives an indication that the absorption has not been completely eliminated. This remaining absorption is probably caused by the scattering of the secondary electrons (fig. 25). There is still an indication, that the supposition relating to the cause of the low secondary emission of the electropositive elements, is right.

a d B. The secondary emission of Ba is greater than that of Ag, using slow moving primary electrons. With $V_p < 30$ Volt the secondary emission seems to run parallel with the thermionic and photoelectric emission. The factor δ of BaO however is still greater than that of Ba (fig. 28).

With some neglects p can be set equal to the product αl (α = absorption coefficient of the secondary electrons); see equation (4). In the case of nickel l is estimated to be at least 40 \AA with $V_p = 500$ Volts.

Chapter V. Secondary emission of compounds.

Table XII shows the secondary emission of the halides of some electropositive metals, table XIII the secondary emission of some compounds of metals with a high ionization energy. It is shown (fig. 29) that the secondary emission of a compound is high when the empty energy band II, next to the completely occupied energy band I has such a position that the electrons which are brought by the action of the primary electrons from the band I into the band II can leave the substance (fig. 29a). The secondary emission is low when the energy band II has such a position that the electrons brought into this band cannot escape (fig. 29b). From the results of experiments by other authors it may be concluded that scheme *a* can be applied to the alkalihalides, scheme *b* to the compounds of table XIII. With the metals there is a partly occupied band, so that the secondary emission is low.

The diminution of δ as a function of time (fig. 30), observed with NaCl, is explained by the formation of free sodium. A part of the Cl-atoms, which are formed, escape; the Na^+ ions, which stay behind, are neutralized.

Chapter VI. The influence of externally adsorbed ions and atoms on the secondary emission.

The photoelectric and secondary emission of Mo covered with barium is measured. In our experiments the amount of barium on the Mo increases linearly with the time. The photoelectric current is determined when the surface is exposed to the white light of

a tungsten bandlamp. Both currents reach a maximum value after the same length of time, i.e. with the same amounts of Ba. From this it is concluded that δ is determined by the change of the work function, if $\sigma \leq \sigma_m$ ($\sigma_m =$ degree of covering when the work function has its minimum value). The increase of the secondary electron current is much smaller than the increase of the photoelectric current. This is due to the fact that the energy of the secondary electrons is much greater. The theory requires an exponential change of the photoelectric current i_{ph} as a function of time, as given in equation (6), and a linear change of δ , as shown by equation (7); the shape of the curves is in accordance with the theory. With $\sigma > \sigma_m$ there possibly exists a second maximum in the curve δ as a function of t when $V_p = 20$ and 200 Volts (figs. 32 and 33). This may be an indication that a measurable number of secondary electrons is emitted from the adsorbed atoms.

If zinc silicate is gradually covered with caesium atoms the secondary emission as a function of time also shows a maximum (fig. 34; $V_a(1)$ and $V_g(1)$ are the potentials of grid and anode, the number of secondary electrons being equal to the number of primary electrons). It is not certain however that the surface has been covered with true isolated caesium atoms, as compounds of Cs may be formed by combining with the desintegration products from the silicate.

Chapter VII. The influence of the macroscopic surface structure on the secondary electron emission.

A. CONDUCTIVE SUBSTANCES. Layers are compared which consists of small particles piled up loosely (optically black surface), and layers composed of large, closely cohering crystallites. The results obtained with tungsten, nickel and carbon are shown in figs. 35, 36 and 39. Four modifications of carbon are investigated, three having a rough surface and one with a smooth surface (ground graphite). The structure may be deduced from electron diffraction patterns (fig. 37 a—d) and from photomicrographs (fig. 38 a and b):

- a. soot precipitated directly from a flame; size of crystallites $\sim 30 \text{ \AA}$.

- b. soot, sprayed from an alcoholic suspension; small crystallites conglomerated to larger particles.
- c. soot, obtained by heating a nickel plate by high frequency induction in acetylene; size of crystallites $\sim 30 \text{ \AA}$.
- d. ground graphite; flat oriented plates.

The secondary emission of the modification *d* is higher than that of the modification *a*, *b* and *c* (fig. 39).

If a soot surface is covered with Ba-atoms the secondary emission rises if the surface is not bombarded with electrons at the same time (fig. 41, *AB*). If however the surface is bombarded with electrons, the secondary emission decreases to its original low value (*BC*). It is supposed that, owing to local heating, the Ba-atoms then migrate to soot particles at a greater depth. The migration is more obvious with the evaporated soot (modification *a*), than with the sprayed soot (modification *b*) (fig. 42).

B. Non-conductive materials. Two layers of MgO are compared, one in compact form, the other consisting of small particles. The secondary emission of these layers is shown in fig. 43, a result, which is quite contrary to the results obtained with similar layers of conductive substances. The high secondary emission of the finely divided form (fig. 43, curve II) is due to the formation of a positive charge on the protruding parts of the surface. When the primary electron current has been switched on, the building up of this charge goes on for some time so that the secondary emission does not reach its final value immediately (fig. 46). As, moreover, the magnitude of this positive charge is determined by the potential difference between secondary emission target and collector, the secondary electron current increases strongly with this potential difference (figs. 44 and 45).

LITERATUURVERZICHT¹⁾.

OVERZICHTSARTIKELEN.

- 1 P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelberg 1918 en 1925.
- 2 P. Lenard en A. Becker, Handbuch der Experimentalphysik Bd. XIV, Kathodenstrahlen.
- 3 R. Kollath, Phys. Z., **38**, 202, 1937. Sekundärelektronenemission fester Körper.
- 4 R. Warnecke, Onde électrique, **16**, 509, 1937. Lois principales de l'émission d'électrons secondaires par la surface des métaux.

OORSPRONKELIJKE PUBLICATIES.

1902—1919.

- 5 L. Austin en H. Starke, Ann. Physik, **9**, 271, 1902. Ueber die Reflexion der Kathodenstrahlen und eine damit verbundene neue Erscheinung sekundärer Emission.
- 6 L. Austin en H. Starke, Verh. Dtsch. phys. Ges., **4**, 106, 1902. (zie titel no. 5)
- 7 P. Lenard, Ann. Physik, **12**, 449, 1903. Ueber die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz und Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen.
- 8 P. Lenard, Ann. Physik, **15**, 485, 1904. Ueber sekundäre Kathodenstrahlung in gasförmigen und festen Körpern.

¹⁾ In dit literatuuroverzicht zijn de meest bekende verhandelingen opgenomen, die betrekking hebben op de echte secundaire electronen emissie van vaste stoffen. Het betreft hier secundaire electronen, die zijn vrijgemaakt door primaire electronen, met een kinetische energie kleiner dan ca. 20000 e-Volt.

Voorts zijn de meest bekende artikelen aangegeven, die handelen over de onelastische botsing der primaire electronen.

Niet opgenomen zijn publicaties, die uitsluitend handelen over de elastische reflectie van electronen (diffractie-verschijnselen e.d.) en artikelen, waarin uitsluitend sprake is van technische toepassing der secundaire electronen emissie.

- 9 Ch. F ü c h t b a u e r, Phys. Z., 7, 748, 1906. Ueber die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugte negative Strahlen.
- 10 Ch. F ü c h t b a u e r, Verh. Dtsch. phys. Ges., 8, 394, 1906. (zie titel no. 9)
- 11 Ch. F ü c h t b a u e r, Ann. Physik, 23, 301, 1907. Ueber Sekundärstrahlen.
- 12 J. L a u b, Ann. Physik, 23, 285, 1907. Ueber sekundäre Kathodenstrahlen.
- 13 O. v o n B a e y e r, Verh. Dtsch. phys. Ges., 10, 96, 1908. Ueber langsame Kathodenstrahlen.
- 14 O. v o n B a e y e r, Phys. Z., 10, 168, 1909. (Zie titel no. 13)
- 15 O. v o n B a e y e r, Phys. Z., 10, 176, 1909. Reflexion und Sekundärstrahlung langsamer Kathodenstrahlen.
- 16 A. G e h r t s, Ann. Physik, 36, 995, 1911. Reflexion und Sekundärstrahlen lichtelektrisch ausgelöster Kathodenstrahlen.
- 17 N. R. C a m p b e l l, Phil. Mag., 24, 783, 1912. Delta rays produced by beta rays.
- 18 N. R. C a m p b e l l, Phil. Mag., 25, 803, 1913. Ionization by charged particles.
- 19 N. R. C a m p b e l l, Phil. Mag., 28, 286, 1914. The ionization of platinum by cathode rays.
- 20 N. R. C a m p b e l l, Phil. Mag., 29, 369, 1915. The ionization of metals by cathode rays.
- 21 A. W. H u l l, Phys. Rev., 7, 1, 1916. The reflection of slow moving electrons by copper.
- 22 H. M. D a d o u r i a n, Phys. Rev., 14, 434, 1919. Reflection of electrons from metal surfaces.

1921.

- 23 J. G. B a r b e r, Phys. Rev., 17, 322. Secondary electron emission from copper surfaces.
- 24 R. A. M i l l i k a n e n J. G. B a r b e r, Proc. Nat. Acad. Sci., 7, 13. On the reflection and reemission of electrons from metal surfaces and a method of measuring the ionizing potential of such surfaces.
- 25 J. T. T a t e, Phys. Rev., 17, 394. The effect of angle of incidence on the reflection and secondary emission of slow moving electrons from platinum.

1922.

- 26 M. B a l t r u s c h a t e n H. S t a r k e, Phys. Z., 23, 403. Ueber sekundäre Kathodenstrahlung.

- 27 C. Davisson en C. H. Kunsman, *Phys. Rev.*, **20**, 110. The secondary electron emission from nickel.
- 28 H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.*, **20**, 358. Bombardment of metal surfaces by slow moving electrons.
- 29 L. E. Mc. Allister, *Phys. Rev.*, **19**, 246. The effect of ageing on the secondary electron emission from copper surfaces.
- 30 F. Tank, *Jb. drahtl. Telegr. Teleph.*, **20**, 82. Zur Kenntniss der Vorgänge in Elektronenröhren.

1923.

- 31 I. Langmuir, *Sci.*, **58**, 398. A new photoelectric effect: reflection of electrons induced by light.
- 32 L. E. Mc. Allister, *Phys. Rev.*, **21**, 122. Secondary electron emission from copper and copperoxide surfaces.
- 33 Balth. van der Pol jr., *Physica* **3**, 253. Over elektronenbewegingen in trioden.
- 34 Balth. van der Pol jr., *Handel. 19e Ned. natuur- en geneesk. Congres*, 1923, p. 108. Over de secundaire elektroden in trioden.
- 35 B. F. I. Schonland, *Proc. Roy. Soc.*, **A 104**, 235. The passage of cathode rays through matter.

1924.

- 36 O. Stuhlmann, *Phys. Rev.*, **23**, 296. The minimum velocity of impact to produce secondary electron emission from tungsten.

1925.

- 37 A. Becker, *Ann. Physik*, **78**, 228. Ueber die Geschwindigkeit der sekundären Kathodenstrahlung.
- 38 A. Becker, *Ann. Physik*, **78**, 253. Ueber die Rückdiffusion, Reflexion und Sekundärstrahlerregung langsamer Kathodenstrahlen.
- 39 H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.*, **25**, 41. Electronic bombardment of metal surfaces.
- 40 A. W. Hull en N. H. Williams, *Phys. Rev.*, **25**, 147. Determination of elementary charge from measurements of shot-effect.
- 41 H. Lange, *Jb. drahtl. Telegr. Teleph.*, **26**, 38. Ueber die Sekundärstrahlung in Elektronenröhren.
- 42 R. L. Petry, *Phys. Rev.*, **26**, 346. Critical potentials in secondary electron emission from iron, nickel and molybdenum.

- 43 Balth. vander Pol jr., Jb. drahtl. Telegr. Teleph., **25**, 121. Ueber Elektronenbahnen in Trioden.
- 44 E. L. Rose, Phys. Rev., **25**, 883. Soft X-rays and secondary electrons.
- 45 O. Stuhlmann, Phys. Rev. **25**, 234. The excitation of the M-series in iron by electronic impact.
- 46 C. Tingwaldt, Z. Phys., **34**, 280. Ueber den Einfluss der Entgasung einer von Kathodenstrahlen getroffenen Metallplatte auf die ausgelöste Elektronenstrahlung.

1926.

- 47 H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **27**, 243. Secondary electrons from iron; critical potentials.
- 48 H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **27**, 413. Secondary electrons from iron.
- 49 R. L. Petry, Phys. Rev., **28**, 362. Secondary electron emission from tungsten, copper and gold.

1927.

- 50 J. B. Brinsmade, Phys. Rev., **30**, 494. Reflected and secondary electrons from an aluminium target.
- 51 D. Brown en R. Widdington, Nature, **119**, 427. Electron „reflection“ in vacuo.
- 52 D. Brown en R. Widdington, Proc. Leeds phil. lit. Soc., **1**, 162. Mitteilung über die „Reflexion“ von Elektronen von Oberflächen in Vakuum.
- 53 H. E. Krefft, Phys. Rev., **29**, 908. O and N energy levels in the secondary emission of hot tungsten.
- 54 H. E. Krefft, J. Franklin Inst., **204**, 537. Critical primary velocities in the secondary electron emission of tungsten.
- 55 H. E. Krefft, Ann. Physik, **84**, 639. Kritische Geschwindigkeiten für die durch Elektronen an Wolfram ausgelöste sekundäre Kathodenstrahlung.
- 56 C. F. Sharman, Proc. Camb. phil. Soc., **23**, 523. The application of the method of the magnetic spectrum to the study of secondary electron emission.
- 57 C. F. Sharman, Proc. Camb. phil. Soc., **23**, 922. A differential retarding potential method for the study of the energy distribution of slow electron emission.

1928.

- 58 H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **31**, 405. Energy distribution of secondary electrons from copper, iron, nickel and silver.

- 59 H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.*, **31**, 414. Large angle scattering of low velocity electrons from copper, iron, nickel and silver.
- 60 H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.*, **31**, 419. Secondary electron current as a function of crystal structure.
- 61 J. M. Hyatt, *Phys. Rev.*, **32**, 922. Secondary electron emission produced by positive caesium ions.
- 62 J. M. Hyatt and H. A. Smith, *Phys. Rev.*, **32**, 929. Secondary electron emission from molybdenum.
- 63 A. Joffé, *Z. Phys.*, **48**, 737. Ueber den Brechungsquotienten der de Brogliewellen des Elektrons.
- 64 O. Klemperer, *Z. Phys.*, **47**, 417. Ueber den Brechungsquotienten der de Broglie-wellen des Elektrons.
- 65 H. E. Krefft, *Phys. Rev.*, **31**, 199. Critical primary velocities in the secondary electron emission of tungsten.
- 66 O. W. Richardson, *Proc. Roy. Soc.*, **A 119**, 531. The emission of secondary electrons and the excitation of soft X-rays.
- 67 K. H. Stehberger, *Ann. Physik*, **86**, 825. Ueber Rückdiffusion und Sekundärstrahlung mittelschneller Kathodenstrahlen an Metallen.
- 68 A. Wehnelt, *Z. Phys.*, **48**, 165. Die Reflexionsversuche von Elektronen an Isolatoren und Ihre Deutung durch Materiewellen.
- 69 D. A. Wells, *Phil. Mag.*, **5**, 367. Energy distribution among secondary electrons from nickel, aluminium and copper.

1929.

- 70 H. Daene and G. Schmerwitz, *Z. Phys.*, **53**, 404. Prüfung der theoretischen Erklärungen der Sekundärelektronenemission von Isolatoren und damit zusammenhängende Erscheinungen.
- 71 K. Sixtus, *Ann. Physik*, **3**, 1017. Untersuchungen über Sekundäremission.

1930.

- 72 P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **35**, 293. Secondary electrons from contaminated metal surfaces.
- 73 P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **35**, 982. Secondary electrons from contaminated surfaces.
- 74 S. R. Rao, *Proc. Roy. Soc.*, **A 128**, 41. Total secondary electron emission from polycrystalline nickel.
- 75 S. R. Rao, *Proc. Roy. Soc.*, **A 128**, 57. Total secondary electron emission from a single crystal face of nickel.

- 76 O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc., **A 128**, 63. The emission of secondary electrons and the excitation of soft X-rays.
- 77 E. Rudberg, Proc. Roy. Soc., **A 127**, 111. Characteristic energy losses of electrons scattered from incandescent solids.
- 78 T. Soller, Phys. Rev., **36**, 1212. The velocity distribution of secondary electrons from molybdenum.

1931.

- 79 A. J. Ahearn, Phys. Rev., **38**, 1858. The emission of secondary electrons from tungsten.
- 80 P. L. Copeland, Thesis Univ. Iowa.
- 81 L. J. Haworth, Phys. Rev. **37**, 93. Secondary electrons from molybdenum.
- 82 S. Kalaschnikoff, Z. Phys., **69**, 380. Ueber den Aufladungsprozess an der Oberfläche der Dielektrika bei der Beschieszung mit langsamen Elektronen und positiven Teilchen.

1932.

- 83 P. L. Copeland, Phys. Rev., **40**, 122. Total secondary emission of electrons from metals as a function of primary energy.
- 84 H. Fröhlich, Ann. Physik, **13**, 229. Theorie der Sekundärelektronen-emission von Metallen.
- 85 L. J. Haworth, Phys. Rev., **42**, 906. Energy distribution of secondary electrons from molybdenum.
- 86 R. Hilsch, Göttinger Nachr. **2**, 203. Die Reflexion langsamer Elektronen an Ionenkristallschichten zum Nachweis optischer Energiestufen.
- 87 R. Hilsch, Z. Phys., **77**, 427. Der Elektronenstosoz an Kristallschichten zum Nachweis optischer Energiestufen.
- 88 P. Tartakowsky en W. Kudrjawzewa, Z. Phys., **75**, 137. Sekundäre Elektronenemission von Nickel und Ferromagnetismus.

1933.

- 89 P. L. Copeland, J. Franklin Inst., **215**, 435. The variation of secondary emission with heat treatment.
- 90 P. L. Copeland, J. Franklin Inst., **215**, 593. Secondary emission of electrons from molybdenum.
- 91 P. L. Copeland, J. Franklin Inst., **216**, 417. Surface conditions and stability of characteristics in screengrid tubes.

- 92 K. Hayakawa, *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, (1) **22**, 934. Studies on the transformation of metals by secondary electron emission.
- 93 G. Kalckhoff, *Z. Phys.*, **80**, 305. Ueber die Geschwindigkeitsverteilung der an Isolatoren ausgelösten Sekundärelektronen.
- 94 C. J. de Lussanet de la Sablonière, *Hochfrequenztechn. Elektroakust.*, **41**, 195. Die Sekundärelektronenemission in Elektronenröhren, namentlich Schirmgitterröhren.
- 95 S. R. Rao, *Curr. Sci.*, **2**, 93. Total efficiencies of soft X-ray excitation and secondary electron emission from metal faces.
- 96 S. R. Rao, *Proc. Roy. Soc.*, **A 139**, 436. The efficiency of secondary electron emission.

1934.

- 97 P. L. Copeland, *Bull. Americ. phys. Soc.*, **9**, 31. Secondary emission of electrons from complex targets.
- 98 P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **45**, 763. (Zie titel no. 97.)
- 99 P. L. Copeland, *Phys. Rev.* **46**, 167. Correlation between variation of secondary electron emission and atomic number.
- 100 E. B. Moullin, *Proc. Roy. Soc.*, **A 147**, 100. Measurement of shotvoltage used to deduce the magnitude of secondary thermionic emission.
- 101 E. Rudberg, *Phys. Rev.*, **45**, 764. Inelastic scattering of electrons from metals.
- 102 J. C. Turnbull en P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **45**, 763. Secondary emission of electrons from gold and aluminium.
- 103 R. Warnecke, *J. Physique Radium*, **5**, 267. Recherches expérimentales sur l'émission secondaire du tantale.

1935.

- 104 W. A. Aldous en N. R. Campbell, *Proc. Roy. Soc.*, **A 151**, 694. The effect of secondary emission upon the fluctuations of the current in a triode (Shot-effect).
- 105 H. Bruining, *Handel. 25e Ned. natuur- en geneesk. Congr.*, p. 119. Secundaire electronenemissie.
- 106 P. L. Copeland, *Phys. Rev.*, **48**, 96. Secondary emission of electrons of complex targets.
- 107 L. J. Haworth, *Phys. Rev.*, **48**, 88. The energy distribution of secondary electrons from molybdenum.

- 108 L. J. Hayner, *Physics*, **6**, 323. Shot effects of secondary electron currents.
- 109 H. Iams en B. Salzberg, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **23**, 55. The secondary emission phototube.
- 110 M. Knoll, *Phys. Z.*, **36**, 861. Aufladepotential und Sekundäremission elektronenbestrahlter Körper.
- 111 M. Knoll, *Z. techn. Phys.*, **16**, 467. (Zie titel no. 110.)
- 112 H. W. Langenwalter, *Ann. Physik*, **24**, 273. Ueber Rückdiffusion und Sekundärstrahlerregung langsamer Kathodenstrahlen an dünnen Metallschichten.
- 113 F. M. Penning en A. A. Kruithof, *Physica* **2**, 793. Verstärkung von Photoströmen durch Emission von Sekundärelektronen.
- 114 M. Ziegler, *Physica*, **2**, 415. Shot effect of secondary emission.

1936.

- 115 A. Afanasjewa, P. Timofeew en A. Ignaton. *Techn. Physics U.S.S.R.*, **3**, 1011. Sekundäre Elektronenemission dünner auf Glas niedergeschlagene Metallfilme.
- 116 A. Afanasjewa en P. Timofeew, *Phys. Z. Sow. Un.*, **10**, 831. Die sekundäre Elektronenemission von oxydierten silber und molybdänoberflächen.
- 117 H. Bruining, *Physica*, **3**, 1046. The depth, at which secondary electrons are liberated.
- 118 Chlebnikow en Nalimow, *Fortschr. phys. Wiss.*, **16**, 467. Die Sekundärelektronenemission.
- 119 A. Dobroljubski, *Z. Phys.*, **102**, 626. Ueber die Wechselbeziehung zwischen der Sekundärelektronenemission mit der Fotoempfindlichkeit und dem Thermioneneffekt.
- 120 A. Dobroljubski, *Phys. Z. Sow. Un.*, **10**, 242. On the correlation of the secondary emission of electrodes, possessing photosensibility and the thermo-effect of ions.
- 121 L. J. Haworth, *Phys. Rev.*, **50**, 216. The energy distribution of secondary electrons from columbium.
- 122 M. Knoll, *Naturw.*, **24**, 345. Aenderung der Sekundären Elektronenemission von Isolatoren und Halbleitern durch Elektronenbestrahlung.
- 123 I. F. Kwarzchawa, *Phys. Z. Sow. Un.*, **10**, 809. Sekundäremission und Ermüdungserscheinungen bei lichtempfindlichen Sauerstoff-Cäsium Elektroden.
- 124 L. Malter, *Phys. Rev.*, **49**, 478. Anomalous secondary electronemission, a new phenomenon.
- 125 L. Malter, *Phys. Rev.*, **50**, 48. Thin film field emission.

- 126 E. Rudberg, *Phys. Rev.*, **50**, 138. Inelastic scattering of electrons from solids.
- 127 E. Rudberg en J. C. Slater, *Phys. Rev.*, **50**, 150. Theory of inelastic scattering of electrons from solids.
- 128 H. Strübig, *Phys. Z.*, **37**, 402. Das Potential eines im Hochvakuum isolierten Auffangschirmes bei Beschiessung mit Elektronen.
- 129 P. W. Timofeew en A. I. Pjatnitzki, *Phys. Z. Sow. Un.*, **10**, 518. Die sekundäre Elektronenemission einer Sauerstoff-Cäsium Elektrode.
- 130 L. R. G. Treloar, *Proc. Phys. Soc.*, **48**, 488. A method of measuring secondary emission of filaments.
- 131 L. R. G. Treloar, *Nature*, **137**, 579. Relation between secondary emission and workfunction.
- 132 R. Warnecke, *J. Physique Radium*, **7**, 270. Emission secondaire des métaux purs.
- 133 R. Warnecke, *J. Physique Radium*, **7**, 318. Potentiels critiques d'émission secondaire.
- 134 G. Weisz, *Fernsehen und Tonfilm*, **7**, 41. Ueber Sekundärelektronen Vervielfacher.
- 135 G. Weisz, *Z. techn. Phys.*, **17**, 623. Ueber Sekundärelektronenvervielfacher.
- 136 V. K. Zworykin, *Z. techn. Phys.*, **17**, 170. Elektronenoptische Systeme und ihre Anwendung.
- 137 V. K. Zworykin, G. A. Morton en L. Malter, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, **24**, 351. The secondary emission multiplier, a new electronic device.
- 138 M. Ziegler, *Physica* **3**, 1. Shot effect of secondary emission I.
- 139 M. Ziegler, *Physica* **3**, 307. Shot effect of secondary emission II.

1937.

- 140 P. R. Bhawalka, *Proc. Indian Sci.*, **6**, 74. An explanation of the maximum in secondary electron emission of metals.
- 141 H. Bruining, J. H. de Boer en W. G. Burgers, *Physica*, **4**, 267. Secondary electron emission of soot in valves with oxidecathode.
- 142 H. Bruining en J. H. de Boer, *Physica*, **4**, 473. Secondary electron emission of metals with a low workfunction.
- 143 A. Dobroljubski, *Phys. Z. Sow. Un.*, **11**, 118. Einige Daten zur Frage des Verhältnisses von sekundärer Elektronenemission und Fotoempfindlichkeit.

- 144 W. Kluge, O. Beyer en H. Steyskal, Z. techn. Phys., 18, 19. Ueber Fotozellen mit Sekundäremissionverstärkung.
- 145 I. F. Kwarzchawa, J. exp. theor. Phys., 7, 68. Secondary emission and fatigue photoelectric surfaces.
- 146 H. O. Müller, Z. Phys., 104, 475. Die Abhängigkeit der Sekundärelektronenemission einiger Metalle vom Einfallswinkel des primären Kathodenstrahls.
- 147 E. R. Piore, Phys. Rev., 51, 1111. Thin film field emission.
- 148 L. R. G. Treloar, Proc. phys. Soc., 49, 392. Secondary electron emission from complex surfaces.

1938.

- 149 H. Bruining en J. H. de Boer, Physica, 5, 17. Secondary electron emission. Part I. Secondary electron emission of metals.
- 150 R. Kollath, Fernsehen Tonfilm, 1, 4. Die Sekundärelektronenausbeute an Aufdampfschichten von Beryllium.
- 151 R. Kollath, Naturw., 4, 60. Der Einfluss der geometrischen Anordnung der Atome auf die Sekundärelektronenemission.
- 152 R. Warnecke en M. Lortie, Bull. Soc. franç. Phys., 412, 8. Relation entre le coefficient d'émission secondaire et le travail d'extraction électronique de surfaces métalliques.
-

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.

STELLINGEN

I.

Wanneer een dun metaalfolie door primaire electronen met geschikte kinetische energie wordt getroffen, treedt een emissie van secundaire electronen op, zoowel aan de voorzijde, waar de primaire electronen het folie treffen, als aan de achterzijde, waar deze het weer verlaten. Het aantal secundaire electronen, dat aan de achterzijde uittreedt, is, volgens *Lenard*, soms grooter dan het aantal, dat aan de voorzijde uittreedt. Hieruit mag evenwel niet zonder meer worden geconcludeerd, dat de gemiddelde bewegingsrichtingen van primaire en secundaire electronen in het folie gelijk zijn.

P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen, Heidelberg 1925, pag. 153.

II.

Het is te verwachten, dat stoffen met groot secundair emitterend vermogen geschikte indicatoren zijn voor zachte Röntgenstralen.

III.

De bewering van *Neugebauer*, dat het gebruik van de Boltzmann-statistiek voor zijn berekening van de stabiliteitsvoorwaarde van de bolbliksem in eerste benadering gerechtvaardigd is, is misleidend.

Th. Neugebauer, Z. Phys., 106, 474, 1937.

IV.

Het is gewenscht onderzoekingen als die van Sizoo, betreffende de invloed van elastische deformatie op het sprongpunt van polykristallijne metaaldraden, te verrichten aan éénkristaldraden.

G. J. Sizoo, Diss. Leiden 1926, pag. 10 e. v.

V.

Het bestaan van de reactie $\text{Be}^9 (n, 2n) \text{Be}^8$ is door de proeven van Rusinow geenszins aannemelijk gemaakt.

L. I. Rusinow, Phys. Z. Sow. Un., 10, 219, 1936.

VI.

Het waarnemen van zwakke geluiden kan alleen door versterking worden bevorderd, indien de intensiteit van nevengeruischen voldoende klein is.

VII.

Bij de afleiding van de wet van overeenstemmende toestanden voor roosterherstel, maakt van Liempt op niet-exacte wijze gebruik van de door hem ingevoerde grootheid: „gemiddelde tijd van onderlinge plaatsverwisseling”.

J. A. M. van Liempt, Chemisch Weekblad 32, 546, 1935.

VIII.

Het bestaan van verschillende methoden ter bepaling van de mengverhouding van isotopen maakt het mogelijk de praemissen waarop deze methoden berusten, te toetsen; hierdoor kan bijvoorbeeld een beter inzicht in gasontladingsverschijnselen worden verkregen.

J. A. Vreeswijk Jr., *Physica*, **5**, 202, 1938.

IX.

Het is ongewenscht de geleidingselectronen de naam „vrije electronen” te geven.

