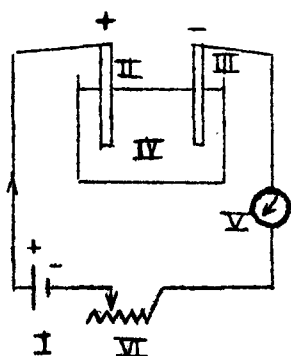


HOOFDSTUK VI.

CHEMISCHE WERKING VAN DE STROOM.

§ 1. Instrument:



- I Gelijkstroombron { galv. element
accu
gelijkstr. dynamo
- II } Electroden: metalen of stroomgeleidende
III } platen of staven.
- II Verbonden met de + pool van de bron, hier komt de stroom aan = anode.
- III Verbonden met de - pool van de bron, hier keert de stroom terug = kathode.
- IV Vloeistof, électrisch veld!
- V Galvanometer (amp.)
- VI Weerstand om i te regelen.

- Doel:
- 1) Geleiden de vloeistoffen de stroom?
 - 2) Verschijnselen verbonden aan deze stroomgeleiding.
 - 3) Wetmatigheid.

§ 2. Waarnemingen.

- a) Is IV zuiver water → geen stroom, er gebeurt niets!
Zuiver water kan niet ontleed worden!
- b) Is IV een gesmolten zout of een oplossing van een zuur, een base of een zout → dan gaat de stroom wel door, maar het electrolyt wordt ontleed in twee bestanddelen waarvan het eene deel vrijkomt aan de anode, het andere deel vrijkomt aan de kathode.

Regel.

<u>Anode.</u>		<u>Kathode.</u>
zuurrest		Metaal
O H - groepen		H ₂
		} <u>metalen en H gaan met de stroom mee.</u>

We onderscheiden:

- I Primaire werking → ontleding en stroomgeleiding van het electrolyt.
- II Secundaire werking → scheikundige reacties aan de electroden; die met de stroomgeleiding zelf niets te maken hebben.

§ 3. Wetten van Faraday.

Proeven:

I. Instrument, zelfde als § 1. + balans + klok.

- 1) We wegen hoeveel gram van het electrolyt bij de primaire werking is ontleed.
- 2) Hoeveel gram bij de secundaire werking aan elk der polen is gevormd.
- 3) i in ampère. }
- 4) t in seconde. }

i x t = aantal coulomb tijdens de proef door het electrolyt getransporteerd.

Het product i x t heeft inderdaad de dimensie COULOMB. Immers:

$$[i \times t] = \frac{C}{\text{sec}} \times \text{sec} = C.$$

Conclusie: 1^e Wet van Faraday.

De massa van een electrolyt, die bij de primaire werking wordt ontleed of de massa van het ontledingsproduct, dat bij de secundaire werking aan een electrode wordt gevormd, is recht evenredig met het aantal coulomb dat door de vloeistof wordt gevoerd.

$$\text{dus: } m = a \cdot i \cdot t \text{ gram.}$$

$$\text{b.v. } a_{\text{H}_2} = 104,4 \cdot 10^{-7} \text{ gram/coulomb.}$$

$$a_{\text{NaCl}} = 6059 \cdot 10^{-7} \text{ gram/coulomb.}$$

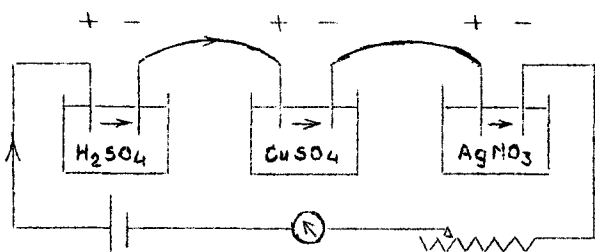
a noemt men het electrochemisch aequivalent.

Definitie: Onder het electrochemisch aequivalent verstaat men het aantal grammen van het electrolyt dat door 1 Coulomb wordt ontleed, of het aantal grammen ontledingsproduct, dat door 1 Coulomb wordt gevormd,

dus door 1 Ampère in 1 sec.

II. Instrument:

We wegen de massa's van de verschillende stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb worden neergeslagen of ontleed.



Waarnemingen:

$$m_{\text{H}_2} : m_{\text{Cu}} : m_{\text{Ag}} = \frac{A_{\text{H}}}{1} : \frac{A_{\text{Cu}}}{2} : \frac{A_{\text{Ag}}}{1}$$

$$\text{of: } a_{\text{H}} : a_{\text{Cu}} : a_{\text{Ag}} = \frac{A_{\text{H}}}{1} : \frac{A_{\text{Cu}}}{2} : \frac{A_{\text{Ag}}}{1}$$

Conclusie: 2^e Wet van Faraday.

De massa's der stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb worden ontleed of neergeslagen verhouden zich als de atoomgewichten gedeeld door hun waardigheid.

m.a.w. De electrochemische aequivalenten verhouden zich als chemische aequivalente gewichtshoaveelheden.

b.v.

$$a_{\text{Ag}} = 0,001118 \frac{\text{gr.}}{\text{C.}}$$

$$\text{Gevr.: } a_{\text{Cu}}$$

$$0,001118 : a_{\text{Cu}} = \frac{108}{1} : \frac{63}{2}$$

§ 4. Faraday - Helmholtz - Arrhenius.

1830

1890

1900

Faraday wist geen verklaring voor de chemische werking van de stroom. Hij had het begrip electron niet.

Helmholtz was de eerste, die het begrip "electrisch atoom" electron invoerde.

N.B. Hoe kwam Helmholtz tot de atomistische opvatting der electriciteit? Hij ging uit van de wetten van Faraday en redeneerde als volgt:

- I. Om een gram-atoom van een element vrij te maken uit een oplossing zijn nodig $\frac{A}{a}$ Coulomb.

Bewijs: Volgens de eerste wet van Faraday is

$$m = a.i.t \text{ gram} \quad (1)$$

Er moet èèn gramatoom van element vrijgemaakt worden,

$$\text{dus moet } m = A \quad (2)$$

Uit (1) en (2) volgt:

$$A = a.i.t \quad (3)$$

In deze vergelijking (3) is i.t dus het aantal Coulomb dat nodig is om èèn gram-atoom van een element vrij te maken.

$$\text{Uit (3) volgt: } i.t = \frac{A}{a} \text{ Coulomb.}$$

Conclusie: Het aantal gram-atoom dat nodig is om èèn gram-atoom van een element vrij te maken uit een oplossing is:

$$\frac{A}{a} \text{ Coulomb.}$$

- II. Om een gram-atoom van een eenwaardig element vrij te maken zijn nodig

$$96500 \text{ Coulomb.}$$

Om een gram-atoom van een n-waardig element vrij te maken zijn nodig

$$n \times 96500 \text{ Coulomb.}$$

Bewijs:

$$a_1 : a_2 = \frac{A_1}{W_1} : \frac{A_2}{W_2}$$

$$\text{dus: } W_1 : W_2 = \frac{A_1}{a_1} : \frac{A_2}{a_2}$$

$$\text{voor eenwaardige atoomgroepen: } 1 : 1 = \frac{A_1}{a_1} : \frac{A_2}{a_2} \rightarrow \frac{A_1}{a_1} = \frac{A_2}{a_2}$$

$$\text{Uitgerekend voor zilver: } \frac{A_{Ag}}{a_{Ag}} = \frac{107,9}{11180 \cdot 10^{-7}} = 96500 \text{ C} = 1 \text{ F.}$$

voor n-waardige groepen:

$$1 : n = 96500 : \frac{A}{a}$$

Dus om 1 gram-atoom van een n-waardig element vrij te maken is nodig

$$n \times 96500 \text{ C.}$$

- III. Per atoom van een eenwaardig element wordt een lading vervoerd van $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

Per atoom van een n-waardig element wordt een lading vervoerd van $n \times 1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

Bewijs:

$$\text{Per atoom van een eenwaardig element} = \frac{96500}{6,03 \cdot 10^{23}} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb.}$$

$$\text{Per atoom van een n-waardig element} = \frac{n \times 96500}{6,03 \cdot 10^{23}} = n \times 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb.}$$

Conclusie:

De lading wordt in porties van $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb van de kathode afgehaald en naar de anode in deze porties gebracht.

Scherper gezegd: Helmholtz besluit hieruit, dat de stroom door de draad een beweging is van vrije

electriciteits porties.
De stroom door de draad is dus een beweging van "electriciteits atomen".

|| Uitgaande van de wetten van Faraday komt Helmholtz dus tot de atomistische opvatting der electriciteit.

Zo'n electriciteits atoom noemt men een electron.
De grootte van de lading van een electron = $1,6 \cdot 10^{-19}$ C.

De lading van de electronen is negatief. (zal later bewezen worden).

Opmerking: De atomistische opvatting der electriciteit wordt bevestigd door de proef van Millikan.

§ 5. Ionen-theorie van Arrhenius.

Deel I. In een oplossing van een base, zuur of zout is een deel der moleculen der opgeloste stof gesplitst in elektrisch geladen delen.
Deze elektrische geladen delen van molec. heten ionen
+ geladen H en metaal ionen: H^+ Cu^{++} (wandelaars)
- geladen OH groepen en zuurresten: $(OH)^-$, SO_4^{--}

Deel II. De ionen van eenzelfde element of groep hebben dezelfde lading.

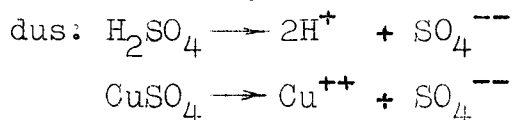
Deel III. De ladingen der ionen verhouden zich als hun chemische waardigheden.
Heeft een eenwaardig ion de lading e, dan heeft een twee-waardig ion de lading 2 e.
Dus de ionen van een gram-atoom H_2 vervoeren dezelfde hoeveelheid lading als de ionen van een $\frac{1}{2}$ gram-atoom Cu.
m.a.w. de ionen van chemisch aequivalente gewichtshoeveelheden vervoeren dezelfde hoeveelheid lading.

Deel IV. De lading van een eenwaardig ion is: $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

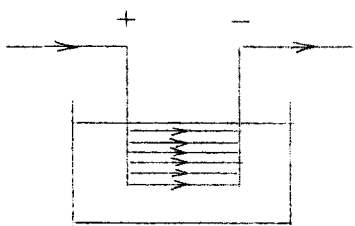
Opmerking: Verklaring ionisatie:

1) Diëlectrische constante in water groot \rightarrow F klein.

2) Trilling.



§ 6. Verklaring van de stroomgeleiding.



Tussen de klemmen der electroden bestaat een potentiaal-verschil:

$$V_+ - V_- = E_{bron} - i(r_u + r_{bron})$$

Tussen de platen bestaat dus een elektrisch veld, waarvan de veldlijnen in vloeistof anode \rightarrow kathode.

In de vloeistof bevinden zich de vrij beweegbare ionen, deze gaan dus bewegen in het electr. veld tussen de platen:

+ ionen \rightarrow gaan met de veldlijnen mee naar kathode, nemen hier electronen op en worden zo geneutraliseerd \rightarrow verkrijgen hun chemische activiteit.

- ionen \rightarrow tegen de krachtlijnen in naar anode, staan electronen af aan de anode en worden zo geneutraliseerd \rightarrow verkrijgen hun chemische activiteit.

Dus:

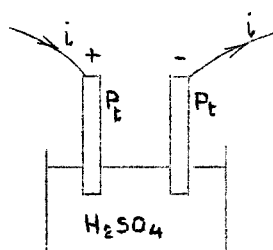
Dus:

	aan Anode	in de oplossing	aan Kathode
P	- ionen brengen electronen worden geneutraliseerd, herkrijgen hun ch. act.	de natuur streeft er naar om de <u>dissociatie-graad te handhaven</u> <u>dus: molec. v.h. zout worden verder gesplitst.</u>	+ ionen halen electr. van kathode. worden geneutraliseerd. herkrijgen hun ch. act.
S	neutrale atomen of at. groepen reageren met het metaal der electr. of het oplosmidd. overeenk. hun ch. act.		idem.

Conclusie: + ionen onttrekken aan de kathode electr. aan de circulatie.
- ionen brengen aan de anode electr. in de circulatie.

Voorbeeld:

H_2SO_4 met P_t electroden.



	Anode	Kathode
P	$2SO_4^{--} \rightarrow 2SO_4 + 4(-)$	$4H^+ - 4(-) \rightarrow 4H$
S	$2SO_4 + 2H_2O \rightarrow 2H_2SO_4 + O_2 \uparrow$	$4H \rightarrow 2H_2 \uparrow$

Vraag: Hoe komt men uitgaande van de ionentheorie tot de wetten van Faraday?

Antw.: Volgens de ionentheorie vervoeren de ionen van chemisch aequivalente gewichtshoeveelheden dezelfde hoeveelheid lading.
Om 2 x zoveel + ionen te neutraliseren is 2 x zoveel - lading nodig.

Conclusie: I. $m = a \cdot i \cdot t$

Conclusie: II. De massa's van ionen van verschillende stoffen, die door eenzelfde aantal Coulomb geneutraliseerd worden moeten zich verhouden als chemisch aequivalente gewichts-hoeveelheden.

Dus:
$$a_1 : a_2 = \frac{A_1}{W_1} : \frac{A_2}{W_2}$$

§ 7. Het getal van Avogadro.

De chemische werking van de stroom doet ons een middel aan de hand om het getal van Avogadro te bepalen.

Immers:

$$N = \frac{\text{lading v.d. ionen van een gramatoom v.e. stof}}{\text{lading per ion van die stof.}}$$

$$= \frac{\frac{A}{a}}{w.e} = \frac{A}{a.w.e}$$

Dus:

Dus:

$$N = \frac{A}{a.w.e}$$

A bekend

a bekend

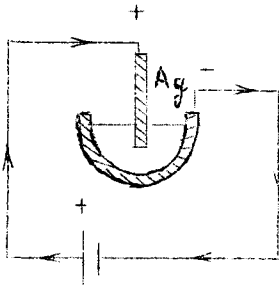
w bekend

e = $1,6 \cdot 10^{-19}$ C (Millikan)

$$\left. \begin{array}{l} A \text{ bekend} \\ a \text{ bekend} \\ w \text{ bekend} \\ e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C (Millikan)} \end{array} \right\} \rightarrow N = 6,03 \cdot 10^{23}$$

§ 8. VOLTA-meters. (gelijkstroom-meetinstrumenten)

I. Zilver-voltameter.

AgNO₃ met Ag electroden.

+ klok
+ balans

	Anode	Kathode
P	$\text{NO}_3^- \rightarrow \text{NO}_3 + (-)$	$\text{Ag}^+ + (-) \rightarrow \text{Ag}$
S	$\text{NO}_3 - \text{Ag} \quad \text{AgNO}_3$	Ag

Wat de anode lichter wordt, wordt de kathode zwaarder.

Waarneming: We wegen hoeveel gram zilver in t sec. op de kathode wordt neergeslagen.

$$a_{\text{zilver}} = 0,001118 \frac{\text{gram}}{\text{Coulomb}}$$

$$m = 0,001118 \text{ i.t}$$

dus:

$$i = \frac{m}{0,001118 \cdot t} \text{ Amp.}$$

II. Knalgas-voltameter.

Verdund H₂SO₄ met P_t electroden.

Verder zelfde principe als zilver-v-meter.

N.B. De definitie van èèn Ampère.

Bij de berekening van de Lorentzkrachten die twee evenwijdige geleiders op elkaar uitoefenen vonden we een formule;

$$(L = \frac{2}{10^7} \cdot \frac{l_1 l_2}{r} \cdot l \text{ Newton}),$$

die de mogelijkheid bood om de eenheid van stroomsterkte vast te leggen met behulp van MECHANISCHE METINGEN.

De definitie van 1 ampère luidde:

Een stroom heeft een sterkte van èèn ampère, als deze tussen twee // geleiders van oneindige lengte en te verwaarlozen doorsnede, in het vacuum geplaatst op een onderlinge afstand van èèn meter, PER METER lengte een Lorentzkracht opwekt van $\frac{2}{10^7}$ Newton.

Uit de formule $i = \frac{m}{0,001118 \cdot t}$ Ampère volgt, dat een stroom van èèn ampère PER SEC. 0,001118 gram zilver uit een zilvernitraat-oplossing vrijmaakt.

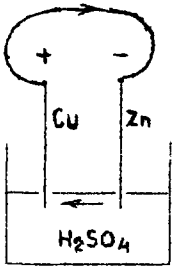
Aldus kan men de eenheid van stroomsterkte vast leggen met behulp van CHEMISCHE metingen.

De "chemische" definitie van èèn ampère luidt dan:

||| Een stroom heeft een sterkte van èèn ampère als deze
PER SECONDE
0,001118 gram zilver
uit een zilvernitraat-oplossing vrijmaakt.

§ 9. Niet verwarren.

Galvanisch element.



In opl. $2H^+$
 SO_4^{--} ionen.

De ionen bewegen om de potentiaalsprongen te handhaven.

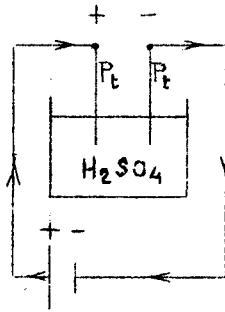
(Is het element open, dan is het zwavelzuur een aeq.pot.ruimte, dus geen ionen beweging)

$Cu \leftarrow H^+$
pool $SO_4^{--} \rightarrow Zn$ pool

N.B. H^+ met de stroom mee!

Gevolg: H_2 bedekking aan Cu pool

Electrolyse apparaat.



In opl. $2H^+$
 SO_4^{--} ionen.

De ionen bewegen t.g. v. het elektrisch veld tussen anode en kathode.

$H^+ \rightarrow$ kathode (met de stroom mee)
anode $\leftarrow SO_4^{--}$

Gevolg: H_2 bedekking aan kathode.

§ 10. Gevolg van de waterstofbedekking is een tegen-electromotorische kracht.

Deze tegen EMK wil in de kring een stroom sturen, die tegengesteld gericht is aan de hoofdstroom.

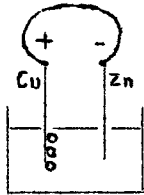
Deze tegen EMK kan worden aangetoond:

I) Bij galvanisch element.

Vervang de Zn plaat door een blanke Cu plaat.

\therefore stroom in tegengestelde richting. Deze stroom heet polarisatiestroom.

Conclusie: Bij het berekenen van de stroomsterkte in een gesloten galvanisch element moet men dus rekening houden met deze tegen EMK.

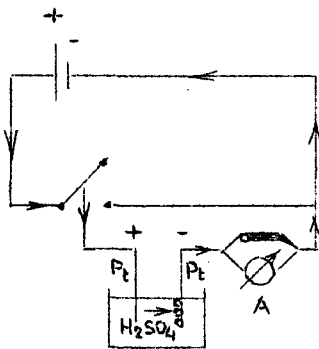


$$i_{res} = \frac{E_{mk} - E_{H_2}}{r_i + r_u}$$

$$\text{klemspanning: } V_+ - V_- = (E_{mk} - E_{H_2}) - i r_i$$

II) Bij electrolyse apparaat.

vòòr



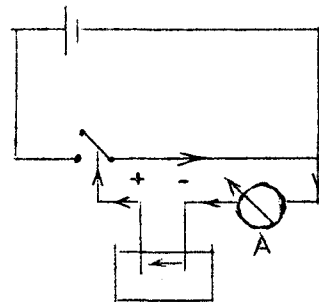
Ampèremeter wijst stroom \rightarrow

Berekening i in kring met electr. app.

$$i_{res} = \frac{E_{bron} - E_{H_2}}{r_u + r_{br.} + r_{electr.app.}}$$

$$V_{an.} - V_{kath.} = E_{br.} - i(r_u + r_{br.})$$

na



Galvanometer wijst stroom \leftarrow
Deze polarisatiestroom treedt op totdat beide electroden gelijk bedekt zijn.

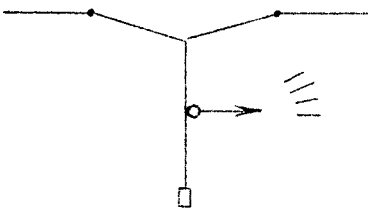
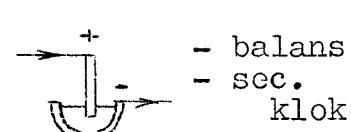
§ 11. De accu.

De accu is een toepassing van de polarisatiestroom waarbij men twee PbO platen als electroden neemt.
We gaan daar niet verder op in.

§ 12. Overzicht van de stroommeetinstrumenten.

De werkingen van de elektrische stroom zijn:

- I. Warmte-werking.
 II. Magnetische werking. a) Stroomgeleider wordt omringd door een magn. veld → magnetiserende werking.
 b) Stroomgeleider ondervindt in magnetisch veld een Lorentz-kracht.
 III. Chemische werking.
 Ieder van deze werkingen geeft ons een middel om stroomsterkten te meten.

Warmte-werking.	Magnetische-werking. Magn.veld om stroomgeleider. Lorentz-kracht *	Chemische-werking.
<p><u>Hitte-draad Amp.</u></p>  <p>Geschikt voor <u>gelijkstromen en wisselstromen.</u></p>	<p>I Magn.veld v.stroom a) Tang.Boussole b) Galvanoscoop c) Spiegel-galv.c. II <u>Week-ijzer Amp.m.</u> Geschikt voor <u>gelijkstroom en wisselstroom.</u></p>	<p><u>Zilver-volta-meter.</u></p>  <p>m = 0,001118 i.t</p>
	<p>Lorentz-kracht. *</p> <p>I <u>Draaispoel-galv.</u> NB { Lorentzkoppel ⊥ op spoel + Torsie-koppel. Zeer gevoelig. Voordelen: 1) schaal lineair 2) aperiodisch 3) geen invloed aard-magn. II <u>Snaargalv. van Einthoven.</u> Uiterst gevoelig!</p>	

Vraag: Geef twee definities van 1 Ampère.

HOOFDSTUK VII.ELECTRONENSTRALEN EN IONENSTRALEN.Inleiding.

In dit hoofdstuk zal onze natuurkunde kennis èn wat betreft de theorie, èn wat betreft de praktische natuurkunde wezenlijk uitgebreid worden.

Het theoretische hoogtepunt van dit hoofdstuk is de aanvaarding van een nieuwe lichttheorie: we zullen n.l. zien dat de klassieke electro-magnetische lichttheorie niet in staat is om alle werkingen van het licht te verklaren, zodat de natuurkunde gedwongen wordt om NAAST de klassieke lichttheorie de moderne fotonen-theorie van Einstein te aanvaarden.

De praktische hoogtepunten van dit hoofdstuk zijn de bepaling van de MASSA VAN EEN ELECTRON en de MASSA VAN EEN ATOOM VAN EEN ELEMENT, het exacte bewijs van het bestaan der isotopen, de emissie van electronen uit metalen (ontladingsbuizen met koude- of gloeikathode), het opwekken van röntgenstralen en het wezen van deze stralen, de behandeling van de electronen-oscillograaf en het cyclotron.

Dit hoofdstuk is als volgt ingedeeld:

Deel I Electriciteitsgeleiding in gassen.

A) Bij atmosferische druk.

B) Bij lagere druk.

Deel II Kathode-stralen.Deel III Kanaal-stralen.Deel IV Electronen-emissie uit metalen.

A) Foto electricisch effect.

B) Thermische emissie.

C) Electronen-emissie door botsing.

Deel V Toepassingen.Deel VI Röntgenstralen.Deel VII Onzelfstandige ontlading in gassen bij atmosferische druk.

DEEL I.ELECTRICITEITSGELEIDING IN GASSEN.A) Bij atmosferische druk.§ 1) De structuur van een gas.

Uit de electrostatica weten we, dat gassen onder normale omstandigheden van temperatuur en druk ZEER GOEDE ISOLATOREN zijn. Niettemin is het een feit, dat een geïsoleerd in lucht (of een ander gas) opgestelde positief of negatief geladen metalen bol langzaam ontladen wordt.

Dit feit wijst er op DAT ZICH TUSSEN DE NEUTRALE GASMOLECULEN DOOR OOK ZOWEL POSITIEF ALS NEGATIEF GELADEN DEELTJES ("electriciteitsdragers") MOETEN BEWEGEN.

Vraag: Wat zijn dit voor deeltjes en hoe verklaart men dat ze er zijn?

Antw.: De snelheidsverdelingswet van Maxwell-Boltzmann leert ons, dat er in een afgesloten hoeveelheid gas altijd een klein aantal moleculen voorkomen met zeer grote snelheden. Wanneer nu een uitzonderlijk snel molecuul tegen een ander botst, KAN het (onder heel bepaalde voorwaarden waaraan niet altijd maar wel soms voldaan wordt) gebeuren, DAT HET AANSTORMENDE MOLECUUL EEN ELECTRON LOSSLAAT UIT DE ELECTRONENWOLK VAN HET GETROFFEN MOLECUUL.

Het getroffen molecuul valt dus uiteen in EEN POSITIEF GELADEN MOLECUULREST en EEN VRIJ ELECTRON. Dit vrij geworden electron gaat dan bewegen tussen de overige corpuscula van het gas en gaat dus op zijn wijze deelnemen aan de warmtebeweging van het gas. Bij een botsing van zo'n vrij electron met een neutraal molecuul KAN het (weer onder heel bepaalde voorwaarden waaraan niet altijd maar wel soms voldaan wordt) DAT HET ELECTRON IN DE ELECTRONENWOLK VAN HET MOLECUUL WORDT OPGENOMEN: door additie van een vrij electron aan een neutraal molecuul ontstaat dan EEN NEGATIEF GELADEN GASDEELTJE.

Het kan natuurlijk ook gebeuren dat een vrij electron zich weer met een positief geladen molecuulrest verenigt tot een neutraal molecuul.

In feite gebeurt dit voortdurend. Daardoor is het, dat het aantal electriciteitsdragers per cm^3 . niet steeds blijft toenemen.

Conclusie: Een normaal gas bestaat voor het overgrote deel uit neutrale moleculen, en voor de rest uit positieve molecuulresten, vrije electronen en negatief geladen gasdeeltjes.

Opmerkingen:

a) Het is gebruikelijk om de bovenbedoelde positief geladen molecuulresten en de negatief geladen gasdeeltjes ook IONEN te noemen. De term ion betekent in dit verband dus: GASDEELTJE MET EEN TEVEEL OF EEN TEKORT AAN ELECTRONEN.

Met nadruk wijzen we op het verschil tussen gasionen en de ionen in de oplossingen van basen zuren en zouten.

→ In een oplossing hebben de ionen van eenzelfde atoom of atoomgroep altijd dezelfde lading, en wat betreft het teken en wat betreft de grootte van deze lading:

- | | |
|-----|---|
| } | 1°) + de metaal- en H-ionen |
| | - de OH-groepen en de zuurresten . |
| 2°) | Het aantal elementaire ladingen van een ion is gelijk aan zijn chemische waardigheid. |

→ In een gas hebben de ionen van eenzelfde molecuulsoort NIEFT altijd dezelfde lading, noch wat betreft

het teken, noch wat betreft de grootte van deze lading. Het is dus zeer wel mogelijk dat in lucht zowel enkelvoudig of meervoudig negatief geladen, als enkelvoudig of meervoudig positief geladen stikstof-ionen voorkomen.

We kunnen dus zeggen: Een normaal gas bestaat voor het overgrote deel uit neutrale moleculen en voor de rest uit positieve (gas)ionen, negatieve (gas)ionen en vrije electronen.

Men schat het aantal electriciteitsdragers op enige duizenden per cm^3 .

- b) De warmte beweging van de gasmoleculen is dus oorzaak van het ontstaan van gasionen. Daarom noemt men dit proces THERMISCHE IONISATIE.

Zijn de temperatuur en de druk van een bepaald gas gegeven, dan kan men met behulp van de hogere thermodynamica de ionisatiegraad t.g.v. de thermische ionisatie berekenen.

Bij constante druk blijkt deze ionisatiegraad BIJ STIJGENDE TEMPERATUUR TOE TE NEMEN.

Daardoor komt het, DAT GLOEIENDE GASMASSE'S (vlammen) RIJK ZIJN AAN (GAS)IONEN.

Dit kan men proefondervindelijk aantonen door een brandende lucifer bij de knop van een geladen electroscoop te houden; de electroscoop wordt dan zeer snel ontladen, doordat de geladen knop de ongelijknamig geladen (gas)ionen uit de vlam aantrekt.

- c) Er is nog een tweede oorzaak die bewerkt dat zich in een gas altijd ionen bevinden: Onderzoekingen met z.g. Geiger-tellers (zie later) tonen aan, dat de aarde voortdurend door een zeer energie-rijke, uit de COSMOS komende straling wordt getroffen. De deeltjes van deze z.g. COSMISCHE STRALING hebben een zeer groot ioniserend vermogen.

Conclusie: Het feit dat zich in een gas altijd ionen bevinden is toe te schrijven aan de THERMISCHE IONISATIE en aan de COSMISCHE STRALING.

- d) Vraag: Hoe komt het dat het aantal gasionen in een afgesloten hoeveelheid gas niet alsmaar toeneemt?

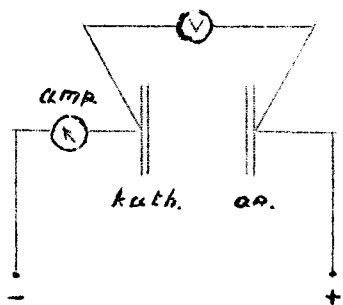
Antw.: Stel, we hebben een afgesloten hoeveelheid gas waarin nog GEEN gasionen voorkomen. Veronderstel verder, dat de ioniserende oorzaken PER SEC. $N +$ ionen en $N -$ ionen gaan vormen. (Tel een n -waardig ion voor n éénwaardige ionen).

Omdat ongelijknamige ladingen elkaar aantrekken zal een GEDEELTE van de in één seconde gevormde gasionen zich in deze seconde weer HERENIGEN tot neutrale moleculen, zodat de ionenVOORRAAD, althans aanvankelijk, TOENEEMT. Het aantal herenigingen per sec. neemt bij toenemende ionenvoorraad echter "STEILER" toe dan de functie volgens welke de ionenvoorraad per sec. toeneemt. Bij een gegeven (door de temperatuur, de druk en de soort van het gas bepaalde) waarde van de ionenvoorraad zullen er door hereniging van tegengesteld geladen ionen PER SEC. N NEUTRALE GASMOLECULEN GEVORMD WORDEN, dus evenveel als er per sec. geïoniseerd worden door de ioniserende oorzaken.

Vanaf dat ogenblik kan de ionenvoorraad in deze afgesloten hoeveelheid gas dus niet meer groter worden.

§ 2. Een normaal gas in een electrisch veld.

Punt 1) In het veld van een condensator.



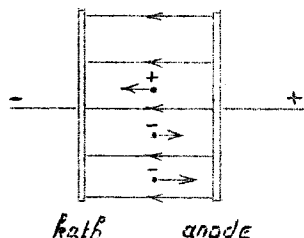
Proef: We verbinden de platen van een geïsoleerde in lucht opgestelde condensator met de respectievelijke polen van een z.g. INDUCTOR. Dit is een gelijkspanningsbron waarvan we het potentiaalverschil tussen de condensatorplaten zonodig kunnen opvoeren van 0 tot 100000 Volt.

De condensatorplaat die met de + pool van de inductor verbonden is heet de ANODE; de met de - pool verbonden condensatorplaat heet KATHODE. (HODÓS=weg) Een eventuele stroom door de toevoedra-

den komt bij de ANODE AAN, en KEERT bij de KATHODE terug naar de bron).

Een ampèremeter met variabel meetbereik wijst de sterkte van de eventuele stroom aan; de voltmeter V, eveneens met variabel meetbereik, wijst het potentiaalverschil ΔV tussen de condensatorplaten aan.

Aan het begin van de proef is het potentiaalverschil $\Delta V = 0$. We gaan dit potentiaalverschil nu geleidelijk opvoeren.



Zodra de condensatorplaten een potentiaalverschil gekregen hebben, treedt er tussen de platen een elektrisch veld op waarvan de veldlijnen gericht zijn van de anodeplaat naar de kathodeplaat.

De neutrale luchtmoleculen worden daardoor een weinig gepolariseerd

$$(\epsilon_{\text{lucht}}^{\text{rel.}} = 1,000585)$$

Deze polarisatie speelt in de onderhavige beschouwing verder geen rol.

Zoals we in § 1 gezien hebben, is de lucht tussen de condensatorplaten voor een zeer klein gedeelte geïoniseerd: er zijn positieve gasionen, negatieve gasionen en vrije elektronen.

→ De positieve gasionen ondervinden van het veld een naar de kathode toe gerichte kracht $F = q \cdot E$ Newton; waren er geen gasmoleculen dan zouden deze + ionen dus een naar de kathode toe gerichte eenparig versnelde beweging krijgen waarvan de versnelling bepaald wordt door de vergelijking $q \cdot E = m \cdot a$

Op hun weg naar de kathode botsen de + ionen echter aanhoudend tegen de neutrale gasmoleculen waarbij ze hun winst aan A.v.B. weer afgeven: hun beweging is dus alleen maar versneld over het stuk van hun vrije weglengte. De hogere natuurkunde bewijst exact dat het geheel van oorzaken tot gevolg heeft, DAT MEN DE BEWEGING VAN DE POSITIEVE IONEN KAN BESCHOUWEN ALS EEN EENPARIGE NAAR DE KATHODE TOE GERICHTE BEWEGING: Bij constante temperatuur en druk is de snelheid van deze eenparige beweging RECHT EVENREDIG MET DE VELDSTERKTE.

Aan de kathode aangekomen worden de + ionen ontladen, hetgeen wil zeggen dat ze elektronen van de kathodeplaat afhalen.

→ De negatieve gasionen en de vrije elektronen ondervinden van het veld een naar de anode toe gerichte kracht, maar krijgen t.g.v. de botsingen met de moleculen BENPARIGE NAAR DE ANODE TOE GERICHTE BEWEGINGEN waarvan de snelheden ook recht evenredig zijn met de veldsterkte.

Bij aankomst aan de anode worden de - gasionen geneutraliseerd en voegen de vrije elektronen zich bij het electronengas van de anodeplaat.

Daar de stroom in de toevoerdraad naar de anode dezelfde sterkte moet hebben als in de afvoerdraad van de kathode, moet het aantal negatief geladen electriciteitsdragers dat per seconde aan de anode aankomt gelijk zijn aan het aantal positieve ionen dat per sec. aankomt aan de kathode.

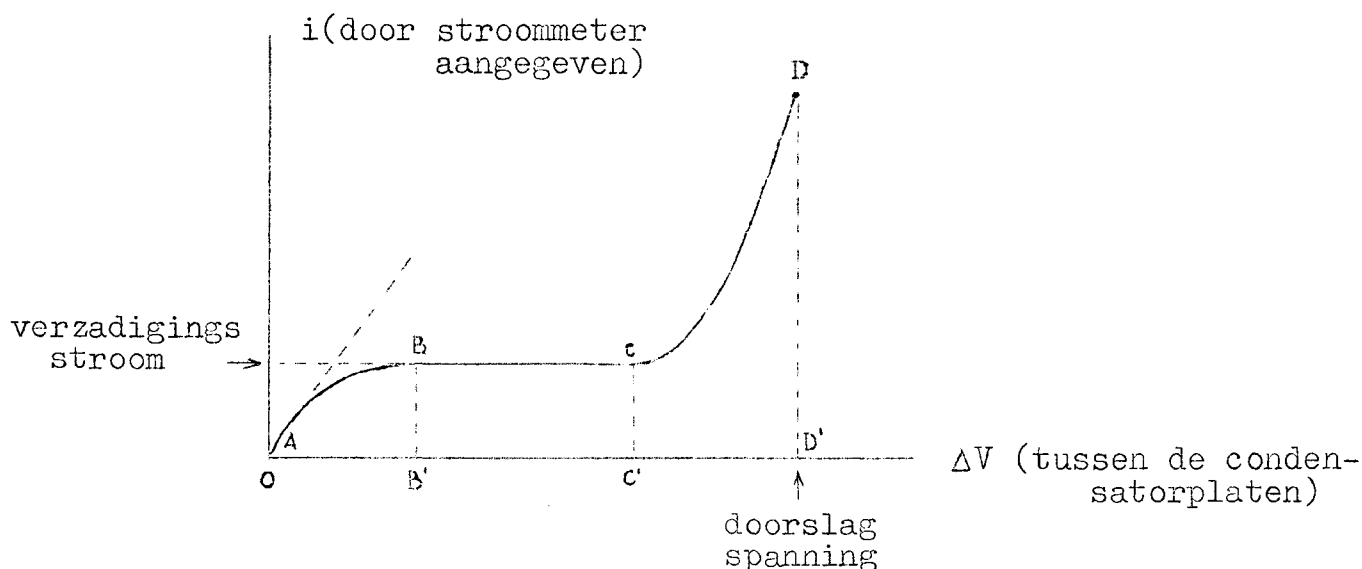
De hogere natuurkunde bewijst exact dat dit inderdaad zo is: voor ons zou dit directe bewijs een moeilijkheid opleveren, want de vrije elektronen hebben een grotere snelheid dan de andere gasionen!

Conclusie: Zodra er een potentiaalverschil tussen de condensatorplaten is ontstaan, moet de (uiterst gevoelige) stroommeter een (ZEER kleine) stroom aanwijzen.

NB. Vraag: Welk verband bestaat er tussen deze stroomsterkte i en het potentiaalverschil ΔV tussen de condensatorplaten?

Antw.:

Antwoord.



In bovenstaande figuur geeft de lijn ABCD het PROEFONDERVINDELIJK gevonden verband aan tussen de sterkte van de stroom in de toe- en afvoerdraden van de condensator en het potentiaal-verschil ΔV tussen de platen van de condensator. Deze grafiek is alleen geldig in de veronderstelling dat de temperatuur en de druk van het gas tussen de condensatorplaten (i.c. lucht) constant blijven. Dit houdt in dat het aantal + ionen (noem dit N) en het gelijke aantal negatieve electriciteitsdragers dat per sec. t.g.v. de warmtebeweging en de werking van de cosmische straling gevormd wordt, CONSTANT BLIJFT.

Verklaring van de grafiek.

- a) $\Delta V = 0$. Zolang er nog geen potentiaalverschil tussen de platen is aangebracht, wordt de situatie in het gas tussen de platen beheerst door twee feiten:
- I) Er zijn in het gas tussen de platen een zeer klein aantal positieve en negatieve electriciteitsdragers aanwezig. De ionisatiegraad wordt bepaald door de temperatuur, de druk en de soort van het gas (i.c. lucht)
 - II) α) t.g.v. de thermische ionisatie en de werking van de cosmische straling worden er per sec. N nieuwe + ionen en N nieuwe negatieve electriciteitsdragers gevormd, maar
 - β) het aantal herenigingen tot neutrale moleculen per seconde is ook gelijk aan N , zodat de ionisatiegraad constant blijft.
- b) $\Delta V \neq 0$. Zodra er een (aanvankelijk zeer klein) potentiaalverschil tussen de condensatorplaten is aangebracht, gebeurt het volgende:
- I) ALLE tussen de platen aanwezige + ionen krijgen een naar de kathode toe gerichte eenparige beweging waarvan de snelheid r.e. is met de veldsterkte E ; ALLE negatieve electriciteitsdragers krijgen een naar de anode toe gerichte snelheid die eveneens r.e. is met E . De ionen-voorraad zal dus zoveel mogelijk AFNIEMEN.
 - II) α) De neutrale moleculen blijven in het elektrische veld gewoon hun gang gaan; er worden per sec. N nieuwe + ionen en N nieuwe negatieve electriciteitsdragers gevormd, MAAR
 - β)

β) Het aantal herenigingen per sec. zal nu om twee redenen AFNEMEN:

- 1°) omdat de ionenvoorraad afneemt, en
- 2°) omdat de elektrische veldkrachten, die op tegengesteld geladen deeltjes tegengesteld gericht werken, de herenigingen tegenwerken.

Het aantal herenigingen per sec. (noem dit H) is nu dus kleiner dan N, zodat er van de N + ionen en N - ionen, die per sec. door de ioniserende oorzaken gevormd worden, (N-H) + ionen en (N-H) - ionen NIET door hereniging weer geneutraliseerd worden.

De gang van zaken is dus als volgt: Zodra de inductor in werking gesteld is en er dus een bepaald potentiaalverschil ΔV tussen de platen van de condensator is ontstaan, beginnen de + en - electriciteitsdragers met hun naar de - resp. + plaat toe gerichte bewegingen en begint er in de leidingsdraden een stroom op te treden. Vanaf dat ogenblik vertrekken er dus ionen uit de voorraad; de ioniserende oorzaken blijven doorgaan met per sec. N + ionen en N - ionen te vormen, maar het aantal herenigingen per sec. (H) is kleiner dan N, zodat de ionenvoorraad per sec. wordt aangevuld met (N - H) + ionen en (N - H) - ionen.

Er stelt zich nu een, BIJ DE GEGEVEN ΔV PASSEND DYNAMISCH EVENWICHT IN, waarin:

- 1°) de ionenvoorraad een, door ΔV bepaalde, constante waarde heeft die echter kleiner is dan de voorraad als $\Delta V = 0$. Noemen we het aantal + ionen van de voorraad R^+ en het aantal - ionen R^- dan is dus

$$R_{\text{functie van } \Delta V}^{\pm} < R_{\text{als } \Delta V = 0}^{\pm}$$
- 2°) de ioniserende oorzaken gewoon doorgaan met per sec. N + en N - ionen te vormen, dus N^{\pm} constant
- 3°) het aantal herenigingen per sec. (H) een door R en ΔV bepaalde waarde heeft die $< N^{\pm}$ constant, zodat de ionenvoorraad in iedere seconde constant wordt aangevuld met (N - H) positieve en (N - H) negatieve ionen.
- 4°) er PER SECONDE (N - H) positieve ionen aan de negatieve plaat- en (N - H) negatieve ionen aan de positieve plaat worden geneutraliseerd.

Welke stroomsterkte wijst de stroommeter nu aan?

Antwoord: Zijn alle ionen èenwaardig (tel een n-waardig ion voor n èenwaardige ionen) en is e de elementaire hoeveelheid van lading, dan is

$$i = (N_{\text{const.}} - H_{\text{functie van R en } \Delta V}) \cdot e \text{ Ampère}$$

Conclusie: Bij iedere waarde van ΔV krijgt de VOORRAAD + en - ionen in het gas een door ΔV bepaalde waarde $R_{\text{functie van } \Delta V}^{\pm} < R_{\text{als } \Delta V = 0}^{\pm}$, en is de stroomsterkte die door de stroommeter wordt aangegeven gelijk aan:

$$i = (N_{\text{const.}} - H_{\text{functie van R en } \Delta V}) \cdot e \text{ Ampère}$$

Vraag: Hoe verandert $H_{\text{functie van R en } \Delta V}$ als ΔV van nul af gestadig toeneemt?

Antw.: Als ΔV van 0 af gestadig toeneemt, zal de ionenreserve R afnemen tot nul. Het aantal herenigingen per sec. (H) neemt dan om twee redenen af, n.l. omdat R afneemt en omdat de veldsterkte E toeneemt (waardoor een hereniging immers wordt tegengewerkt)

Conclusie: Als ΔV van nul af gestadig toeneemt, neemt het aantal herenigingen per sec. H functie van R en ΔV zeer sterk AF en wordt bij een eindige waarde van ΔV NUL.

Vraag: Hoe verandert i als ΔV van nul af gestadig toeneemt?

Antw.: $i = (N_{\text{constant}} - H_{\text{functie van } R \text{ en } \Delta V}) \cdot e$ Ampère

neemt \uparrow sterk AF als ΔV van nul af gestadig toeneemt en wordt bij een eindige waarde van ΔV nul.

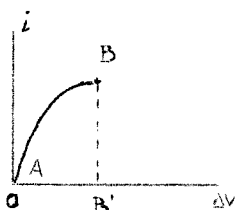
Naarmate ΔV van nul af groter wordt, wordt er VAN $N_{\text{const.}}$ steeds MINDER AFGETROKKEN en zal i dus GROTER worden; bij een bepaalde waarde van ΔV is $H = 0$ en is

$$i = N_{\text{const.}} \cdot e \text{ Ampère.}$$

Wordt V groter dan deze bepaalde waarde, dan blijft H verder nul en blijft i dus ook verder constant, zolang er tenminste geen nieuw effect gaat optreden (zie ben.).

c) Het verloop van de grafiek is nu inzichtelijk.

A \rightarrow B: ΔV is kleiner dan de waarde waarvoor het aantal herenigingen $H = 0$.



$$i = (N_{\text{const.}} - H_{\text{functie van } R \text{ en } \Delta V}) \cdot e \text{ Ampère}$$

Terwijl ΔV toeneemt van $0 \rightarrow OB'$ neemt H af van N tot nul; i moet dus toenemen van $i = 0$ tot $i = N_{\text{const.}} \cdot e$ Ampère.

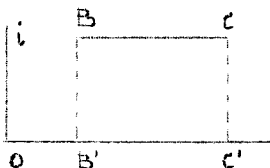
Uit de proef blijkt, dat de grafiek een BERGKROMME is. Dit is alleen bewijsbaar als men weet welke functie H is van R en ΔV . Deze bewijsvoering ligt boven ons bereik.

B \rightarrow C: Bij $\Delta V = OB'$ is $H = 0$, dus $i = N_{\text{const.}} \cdot e$ Ampère.

De waarde van de stroomsterkte is nu dus groter dan iedere waarde die deze voordien had.

Wordt $\Delta V > OB'$, dan BLIJFT $H = 0$. De stroomsterkte BLIJFT DAN DUS GELIJK AAN:

$$i = N_{\text{const.}} \cdot e \text{ Ampère}$$



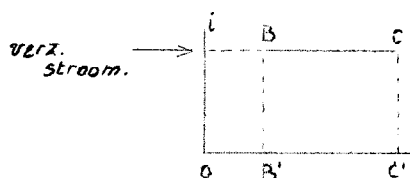
Het rechter lid is onafhankelijk van ΔV : DE STROOMSTERKTE BLIJFT DUS CONSTANT ALS ΔV GROTER WORDT DAN OB'

Vraag: Wat stelt het rechter lid van de vergelijking $i = N_{\text{const.}} \cdot e$ voor?

Antw.: $N_{\text{const.}}$ is het AANTAL NIEUWE (eenwaardige) POSITIEVE resp. NEGATIEVE IONEN die IN DE LOOP VAN EEN SECONDE door de ioniserende oorzaken in het gas tussen de condensatorplaten wordt gevormd; $N_{\text{const.}} \cdot e$ is dus DE LADING van de positieve-resp. negatieve ionen die IN DE LOOP VAN EEN SECONDE door de ioniserende oorzaken NIEUW worden gevormd.

Conclusie: Wordt ΔV groter dan OB' dan blijft de stroomsterkte CONSTANT.
De lading die dan PER SECONDE door een doorsnede van de leidingsdraden stroomt is dan GELIJK AAN DE LADING VAN DE POSITIEVE (resp. negatieve) IONEN die IN DE LOOP VAN EEN SECONDE door de ioniserende oorzaken in het gas tussen de platen NIEUW gevormd worden.

Benaming:



Deze stroomsterkte

$$i = N_{\text{const.}} \cdot e \text{ Amp.}$$

noemt men de

VERZADIGINGSSTROOM

NB. De STERKTE van de verzadigingsstroom is dus een maatstaf voor de sterkte van de ioniserende oorzaken.
In deel VII komen we hier op terug.

Vraag: Als $OB' \leq \Delta V < OC'$ is de lading die per sec. aan elk van de condensatorplaten wordt afgedragen gelijk aan de lading van de positieve (resp. neg.) ionen die in de loop van een seconde door de ioniserende oorzaken NIEUW gevormd worden.
Heeft de aangroeiing van ΔV van OB' tot OC' dan verder helemaal geen gevolgen?

Antw.: Als ΔV toeneemt wordt de veldsterkte E tussen de platen ook groter. Omdat de snelheden der ionen r.e. is met E , zullen de ionen bij toenemende ΔV dus MET GROTERE SNELHEDEN DOOR HET ELECTRISCHE VELD BEWEGEN ZODAT ZE MET MEER IMPULS TEGEN DE NEUTRALE MOLECULEN VAN HET GAS OPBOTSSEN.
Deze lineaire toename van de impuls gaat "fatale" gevolgen krijgen als ΔV groter wordt dan een zekere waarde die we in het bovenstaande gelijk aan OC' gesteld hebben.

C \rightarrow D: α) Als $\Delta V > OC'$ krijgen de ionen zo grote snelheden DAT ZE BIJ BOTSING MET DE NEUTRALE MOLECULEN, DEZE NEUTRALE MOLECULEN IONISEREN.

Men moet zich dit levendig voorstellen:

Alle + gasionen hebben eenzelfde, zeer grote naar de kathode toe gerichte snelheid.

Elk van deze + gasionen stoot bij botsing met een neutraal molecuul een electron los uit dit neutrale molecuul, waardoor dit laatste dus uiteenvalt in een + geladen gasion en een vrij electron. Daarvan krijgt het nieuw gevormde + gasion ook dezelfde zeer grote naar de kathode toe gerichte snelheid en gaat ook ioniserend werken.

Op zijn weg naar de kathode veroorzaakt ELK + gasion dus een soort LAWINE van + gasionen en vrije electronen.

Alle negatieve gasionen hebben eenzelfde, eveneens zeer grote naar de anode toe gerichte snelheid en stoten dientengevolge ook electronen los uit de electronenwolken van de neutrale moleculen.

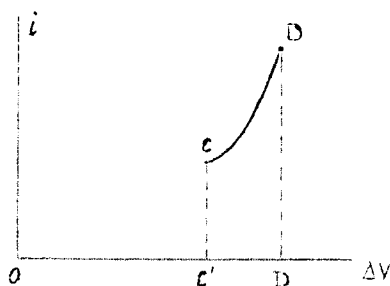
DE VRIJE ELECTRONEN hebben ook eenzelfde naar de anode toe gerochte snelheid, maar vanwege hun kleine massa (zie later) is hun snelheid zeer veel groter dan de snelheden der geladen gasdeeltjes; door hun kleine OMVANG kunnen ze gemakkelijk IN (d.w.z. "er in" en "er

doorheen¹⁾) de electronenwolk van een neutraal molecuul dringen: de kans op een energie-overdracht aan de satelliet-electronen van het neutrale molecuul is daardoor zeer veel groter. HET IONISEREND VERMOGEN VAN DE VRIJE ELECTRONEN IS ZEER VEEL GROTER DAN HET IONISEREND VERMOGEN VAN DE POSITIEF- resp. NEGATIEF GELADEN GASDEELTJES: de "lawine-vorming" in de buurt van de ANODE is daardoor INTENSIEVER dan de lawine-vorming in de buurt van de KATHODE.

Conclusie: Als $\Delta V > OC'$ krijgen zowel de positieve als de negatieve electriciteitsdragers zo'n grote snelheden dat ze in staat zijn "DOOR STOOT" de neutrale moleculen te IONISEREN.

Benaming: Deze ionisatie "DOOR STOOT" noemt men STOOTIONISATIE.

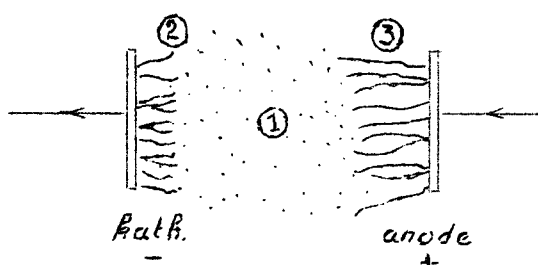
a) Als ΔV dus groter wordt dan OC' treedt er in de gasruimte tussen de condensatorplaten STOOTIONISATIE



op, met het gevolg dat er in die gasruimte MEER electriciteitsdragers komen DAN ER t.g. v. DE THERMISCHE IONISATIE EN DE WERKING VAN DE COSMISCHE STRALING IN DIE GASRUIMTE KUNNEN ZIJN.

De stroomsterkte is dan ook GROTER DAN DE VERZADIGINGSSTROOM. (zie fig.)

Vervolg op blz. 19



Nevenstaande figuur geeft een schematisch beeld van hetgeen er in de gasruimte tussen de condensatorplaten te zien is als men ΔV een waarde groter dan OD' geeft.

ad ① : De lucht tussen de condensatorplaten is zwak lichtgevend geworden. Het uitgezonden licht is blauwachtig. Dit licht is afkomstig van moleculen die bij een botsing niet zijn geïoniseerd maar wel op een hoger energieniveau gekomen zijn: bij de terugkeer tot het normale energieniveau wordt dan licht uitgezonden (zie later).

ad ② en ③ : Dit zijn locale vonkontladingen aan de condensatorplaten, die aan de kathode veroorzaakt worden door de lawine van + gasionen en aan de anode door de lawine van - electriciteitsdragers. Omdat deze vonken naar plaatselijke oneffenheden van de platen gericht zijn, maken ze de indruk van PLUIMEN. Men noemt dit verschijnsel daarom "PLUIMONTLADING". DE PLUIMEN AAN DE KATHODE ② ZIJN KORTER DAN DIE AAN DE ANODE, zodat men omgekeerd aan de lengte van de pluimen kan zien welke plaat kathode en welke anode is. Maakt men ΔV gestadig groter dan neemt de stroomsterkte toe met steeds GROTER wordende mèèropbrengst; de pluimen worden dan ook langer.

$\Delta V = OD'$: Bij een bepaalde waarde van ΔV raken de uiteinden van de langste kathode pluim aan de uiteinden van de langste anode pluim: Deze pluimen verenigen zich dan tot één grillig gevormde knetterende vonkbaan die reikt van de kathode tot de anode.

Dit is bewezen aan de hand van filmopnamen over het ontstaan van zo'n vonk.

Het knetterende geluid wordt veroorzaakt door de "luchtmantel" die de vonkbaan omhult. Deze lucht wordt n.l. in zeer korte tijd sterk verhit en zet "explosieachtig" uit.

Iedere vonkbaan ontstaat dus uit een vereniging van een kathode-pluim met een anode-pluim: Daar bij deze waarde van ΔV aanhoudend voldoende lange pluimen gevormd worden, worden er ook aanhoudend vonkbanen gevormd die reiken van de kathode tot de anode. Het geheel maakt de indruk alsof er een onafgebroken vonkbaan optreedt die aanhoudend van vorm en eindpunten op de kathode en anode verandert.

Benaming: Deze waarde van ΔV noemt men de DOORSLAGSPANNING.

In de grafiek is dit de spanning OD' .

Met nadruk wijzen we er op, dat de waarde van de doorslagspanning NIET afhangt van N ; zouden we b.v. door bestraling met röntgenstralen N vergroten, dan zou WEL het AANTAL pluimen vergroot worden, maar NIET DE LENGTE van deze pluimen. De kathode- en anodepluimen zouden dus bij DEZELFDE ΔV elkaar raken: de doorslagspanning zou dus DEZELFDE WAARDE HEBBEN.

NB. WAARDOOR WORDT DE DOORSLAGSPANNING DAN WEL BEPAALD?

Antw.: Door alle oorzaken die de LENGTE van de pluimen bepalen: dus E , DE VRIJE WEGLENGTE VAN DE DRAGERS en DE SOORT v.h. gas.

Bij een PLAATCONDENSATOR wordt de doorslagspanning dus bepaald door:

1^o) DE AFSTAND TUSSEN DE PLATEN: Hoe groter deze afstand is, des te groter moet ΔV worden opdat E die waarde bereikt heeft die nodig is om de dragers de vereiste snelheid te geven.

Bij benadering is de doorslagspanning van een plaatcondensator RECHT EVENREDIG MET DE AFSTAND TUSSEN DE PLATEN.

2^o) HET AANTAL GASMOLECULEN PER CM³. Naarmate dit aantal KLEINER is, is de vrije weglengte der dragers GROTER en winnen de dragers tussen twee

opvolgende botsingen meer kinetische energie: hun theoretische eenparige snelheid wordt daar door dus groter, zodat hun impuls ook groter wordt: DOOR HET GAS TUSSEN DE PLATEN (gedeeltelijk) WEG TE POMPEN VERLAAGT MEN DE DOORSLAG-SPANNING. Let wel: gedeeltelijk! Want als het aantal moleculen per cm^3 . nadert naar nul, nadert de stootkans ook tot nul en nadert de kans op een lawine-vorming ook tot nul. We krijgen dan heel andere verschijnselen te zien. (Zie beneden)

- 3^o) DE SOORT VAN HET GAS. Het ene gas kan gemakkelijker geïoniseerd worden dan het andere. In het geval van een gemakkelijk ioniseerbaar gas behoeft E niet zo groot te zijn om de dragers voldoende snelheid te geven om voldoende lange pluimen te vormen; de doorslagspanning is dan kleiner.

Opmerkingen:

- α) De doorslagspanning blijkt ook afhankelijk te zijn van de VORM van de anode en kathode: Is de anode puntvormig ($\frac{\text{---}}{\text{kath.}} \quad \frac{\text{---}}{\text{anode}}$) dan is de doorslagspanning onder overigens dezelfde omstandigheden KLEINER.
- β) Beschouwen we de grafieklijn ABCD nogmaals naar de vorm van haar onderdelen, dan lijkt het alsof deze in A begint met een recht stuk. Bij benadering is dit ook recht. Voor dat stuk zou men dus kunnen zeggen dat het verband tussen i en ΔV bij benadering de wet van Ohm volgt; voor de rest WIJKT het verband tussen i en ΔV bij de electriciteitsgeleiding in een GAS VOLSTREKT AF van de wet van Ohm. In verband met het komende is het nuttig om ons dit goed te realiseren:
BIJ STROOMGELEIDING IN GASSEN GEEN WET VAN OHM!

Punt 2) Gassen bij atmosferische druk in het veld van een geladen geleider

a) De Corona-ontlading.

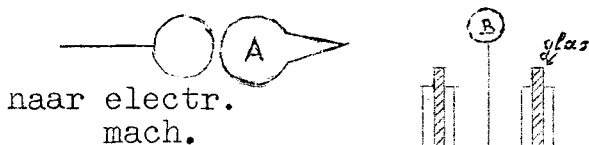
Wordt een geladen geleider geïsoleerd in lucht (of een ander gas) opgesteld, dan is de situatie analoog aan het geval van een condensator met lucht (of een ander gas) als dielectricum: Is de geleider negatief geladen dan fungeert deze als kathode en de aarde en/of naburige geleiders als anode; is de geleider positief geladen dan fungeert deze als anode. In het veld van de geleider treedt dan een analoge beweging van de electriciteitsdragers op als in punt 1) besproken werd, waardoor de geïsoleerd opgestelde geleider nu gaandeweg ontladen wordt. Deze ontlading noemt men CORONA ONTLADING.

Heeft de geleider een voldoende hoge potentiaal, zodat het veld in de onmiddellijke omgeving van de geleider voldoende sterk is, dan ziet men (in het donker) dat de lucht in de onmiddellijke omgeving van de geleider een blauwachtig licht uitstraalt en dat er aan het oppervlak van de geleider pluimontladingen optreden. Bij nog hogere potentiaal van de geleider kan er vonkontlading optreden tussen de geladen geleider en een naburige geleider of de aarde.

b) DE SPITSWERKING.

Dit is niets anders dan een corona-ontlading aan een scherpe punt. De lading hoopt zich immers op aan de scherpe punten, zo dat het elektrische veld in de onmiddellijke omgeving van een scherpe punt zo sterk kan zijn, dat er een pluimontlading aan deze punt optreedt. Deze pluim zien we dan in het donker als een "lichtend puntje".

We hebben dit "lichtend puntje" al bij een electrostaticaproef waargenomen.



Deze spitswerking geeft ons nu een mooie kans om aan te tonen dat er IN DE LUCHT inderdaad een BEWEGING VAN ELECTRICITEITS DRAGERS plaats heeft.

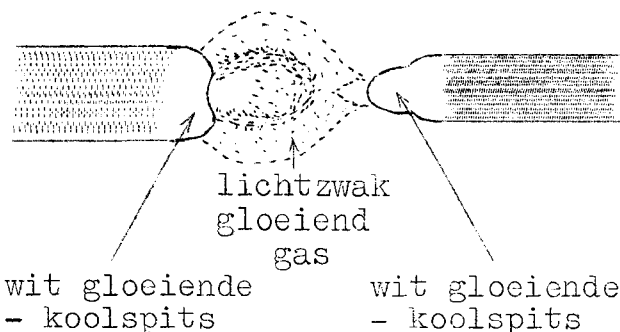
Zoals nevenstaande figuur aangeeft, plaatsen we de knop van een LEIDSE FLES op ENIGE AFSTAND van de spits van spits-toelopende geleider A. Via een

knop van een electriseermachine voeren we gedurende enige tijd lading toe aan de geleider A. Met een ontlaadtang kunnen we dan aantonen dat de leidse fles een lading gekregen heeft.

We kunnen deze proef verfijnen door in plaats van een leidse fles een electrometer met kleine capaciteit te nemen. De blaadjes slaan dan uit en we kunnen dan, door een met zijde gewreven glasstaaf bij de knop te houden, het teken van de lading van de electrometer bepalen: Wordt A door de electriseermachine + geladen, dan wordt de electrometer OOK POSITIEF geladen, doordat de knop B van de electrometer + gas-ionen opvangt die van de spits wegstromen; wordt A - geladen, dan wordt de electrometer ook negatief geladen, doordat de knop B dan negatieve electriciteitsdragers opvangt die van de scherpe punt wegstromen.

- Punt 3) De ontleding bij een KOOLBOOGLAMP.

a) De koolbooglamp is ons bekend uit



de lichtproeven. Het sterke witte licht is afkomstig van de gloeiende spitsen van de koolstaven, waarbij de + spits de hoogste temperatuur heeft en ook het meeste licht uitzendt.

Om dit licht te kunnen uitzenden blijkt het nodig te zijn DAT DE SPITSEN ZICH OP ENIGE AFSTAND VAN ELKAAR BEVINDEN.

Het gas tussen de spitsen verkeert in gloeiende toestand (ruim 4000°) en zendt daarbij enig licht uit waarvan de lichtsterkte echter te verwaarlozen is vergeleken met de sterkte van het licht dat door de spitsen wordt uitgezonden.

Bij deze lichtuitzending zijn de koolstaven aangesloten op een gelijkstroombron die tussen de spitsen een spanningsverschil onderhoudt van ongeveer 45 volt; de stroomsterkte in de kring is dan ongeveer 27 Amp.

b)

- b) Het gaat ons nu om een verklaring te geven van de stroomgeleiding tussen de gloeiende spitsen.

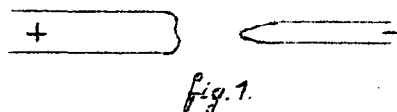


fig. 1.

Omdat het nodig blijkt te zijn dat de spitsen zich op enige afstand van elkaar bevinden, zou men geneigd zijn te denken aan een gasontlading zoals in punt 1) besproken is: Deze verklaring zou dan gesteund worden door het optreden van heldere lichtgebiedjes onmiddellijk aan de spitsen,

terwijl men het feit, dat er nu maar zo'n laag potentiaalverschil tussen de spitsen behoeft te bestaan, zou kunnen toeschrijven aan de kleine afstand tussen de spitsen.

DEZE VERKLARING KLOPT ECHTER IN GENEN DELE MET DE FEITEN:

Brengt men n.l. eerst de spitsen op deze afstand van elkaar en sluit men de koolstaven daarna pas aan op de spanningsbron, DAN GEBEURT ER NIETS.

- c) Om de koolspitsen aan het gloeien te krijgen moet men als volgt te werk gaan:

1°)



fig. 2

Men sluit de koolstaven aan op de gelijk spanningsbron. Doormiddel van een mechanisme (dat van de spanningsbron geïsoleerd is) brengt men de spitsen met elkaar in contact.

Op dat ogenblik begint er in de kring een stroom op te treden. De spitsen gaan dan nog niet gloeien.

- 2°) Zodra de stroom gesloten is, laat men de spitsen langzaam van elkaar afdraaien. Op het ogenblik dat de spitsen niet meer tegen elkaar DRUKKEN en alleen nog door plaatselijke oneffenheden met elkaar in contact staan, wordt de weerstand plaatselijk zeer groot. Ten gevolge van de warmtewerking van de stroom beginnen de spitsen te gloeien. Daarna brengt men de spitsen op ongeveer 3 mm. van elkaar. De stroomgeleiding blijft dan doorgaan; de + spits bereikt een temperatuur van ongeveer 4000°C, de temperatuur van de - spits blijft beduidend lager maar nog zo hoog dat deze spits wit gloeiend wordt. (De temperatuur van het gloeiende gas tussen de spitsen is dicht bij de spitsen hoger dan 4000° C.)

- d) KOELT MEN nu, terwijl de koolbooglamp brandt, door een werking van buiten-af ALLEEN DE POSITIEVE SPITS AF, zodat deze geen licht meer uitzendt, DAN GAAT DE STROOMGELEIDING ONGEHINDERD DOOR.

KOELT MEN ECHTER ALLEEN DE NEGATIEVE SPITS AF, DAN HOUDT DE STROOMGELEIDING ONMIDDELIJK OP ZODRA DE NEGATIEVE SPITS NIET MEER GLOEIT.

Brengt men in de situatie van fig. 1 (dus als de KOUDE spitsen zich op korte afstand van elkaar bevinden en de koolstaven aangesloten zijn op de spanningsbron) de negatieve spits door een werking van buitenaf aan het gloeien, dan wordt de stroom gesloten zodra deze spits gloeit.

Conclusie: De verklaring van de stroomgeleiding bij de koolbooglamp moet onmiddellijk samenhangen met het GLOEIEN van DE NEGATIEVE SPITS.

- e) Om deze verklaring te geven moeten we op de theorie vooruit lopen. In deel IV B van het onderhavige hoofdstuk zullen we zien DAT VASTE GELEIDERS IN GLOEIENDE TOESTAND ELECTRONEN UITSCHIETEN. Als de afstand tussen de spitsen niet groter wordt dan 3 mm. in het potentiaalverschil van b.v. 45 Volt al voldoende om deze electronen zo'n snelheid te geven dat ze de gasmoleculen ioniseren.

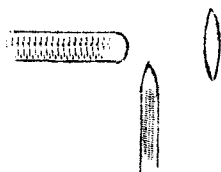
De positieve spits wordt bijgevolg gebombardeerd door electronen (ook nog door de electronen die deze + spits t.g.v. het gloeien uitzendt!) en bereikt daardoor een zeer hoge temperatuur.

De negatieve spits wordt gebombardeerd door + gasionen. Door hun grote massa bereiken deze in dit elektrische veld maar een betrekkelijk kleine snelheid, zodat de temperatuur van de nega-

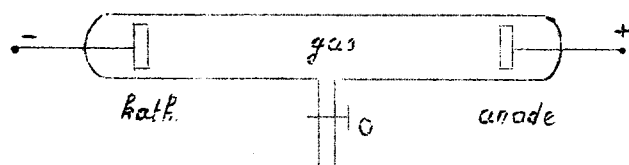
tieve spits lager blijft dan die van de + spits.

Opmerkingen. α) Om redenen die we buiten beschouwing laten heeft het gloeiende GAS onmiddellijk aan de + spits de hoogste temperatuur (ong. 5000 °C.) Daardoor brandt de + spits krater-vormig uit. De afstand tussen de spitsen wordt daardoor gaandeweg groter en te groot om de stroomgeleiding op gang te houden.
Daarom moet men, terwijl de koolbooglamp brandt de spitsen voortdurend bijstellen.

β) Vanwege de hogere temperaturen straalt de + spits het meeste licht uit (85% van het totaal uitgezonden licht) Daarom staan in een praktische koolbooglamp de koolstaven loodrecht op elkaar en wel zo, dat de + staaf langs de hoofdas van de condensorlens valt.



Henric van Veldeke College
Maastricht.

ELECTRICITEITSGELEIDING IN GASSEN BIJ LAGE DRUK.Proef: Ontladingsbuis met regelbare gasdruk.

Om de ontladingsverschijnselen in een gas bij drukken lager dan 1 atmosfeer te onderzoeken sluiten we het gas op in een glazen buis die via een kraan kan aangesloten worden op een luchtpomp. (zie fig.)

In deze buis bevinden zich twee evenwijdige, cirkelvormige aluminium platen op een afstand van enige tientallen centimeters (b.v. 40 cm.) van elkaar. Deze plaatjes zijn ieder afzonderlijk bevestigd aan een uiteinde van een platinadraadje dat de wand van de buis LUCHTDICHT doorboort en met het andere uiteinde buiten de buis steekt.

Deze aluminium platen doen dienst als ANODE resp. KATHODE. (Men neemt aluminium omdat dit metaal bij de ontlading maar weinig wordt aangetast; de meeste andere metalen VERSTUIVEN namelijk t.g.v. de ontlading).

We verbinden de anode en kathode met de respectievelijke polen van een INDUCTOR waardoor dus een potentiaalverschil ΔV tussen de platen wordt aangelegd. We stellen de inductor zò in, dat ΔV niet alleen KLEINER IS DAN DE DOORSLAGSPANNING VOOR DIT GAS (i.c. lucht) BIJ DE DRUK VAN EEN ATM. en deze afstand der platen, MAAR DAT ΔV OOK ZO KLEIN IS, DAT DE OPTREDENDE STROOM NIET STERK GENOEG IS OM DE KATHODE-PLAAT ZO TE VERWARMEN DAT DEZE ELECTRONEN GAAT UITSCHIETEN, zoals dat het geval was bij de gloeiende kathode-spits van de koolbooglamp. Dat verschijnsel is nu niet gewenst, omdat we willen zien, wat er gebeurt, als HET VERDUNDE GAS ALLEEN voor de electriciteitsgeleiding zorgt.

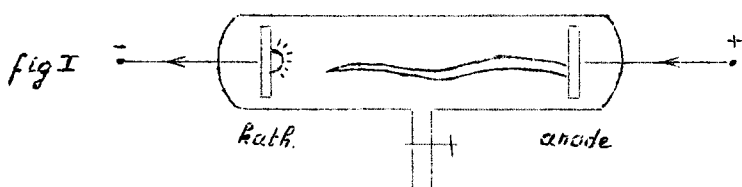
Van de andere kant moet ΔV zo groot zijn, dat er überhaupt merkbare ontladingsverschijnselen KUNNEN OPTREDEN.

De ervaring heeft uitgewezen, dat ΔV de waarde van enige duizenden volt (b.v. 2000 Volt) moet hebben. De kathode blijft dan "KOUD" en we krijgen alle verschijnselen te zien die voor ons van belang zijn.

De proef bestaat nu hierin, dat we, door het gas in de buis weg te pompen, DE GASDRUK IN DE BUIS GELEIDELIJK VERLAGEN van een atmosfeer tot hoog vacuum terwijl het potentiaal-verschil tussen anode en kathode CONSTANT gelijk blijft aan b.v. 2000 Volt.

Zoals gezegd, is deze spanning te laag om bij een gasdruk van 1 atm. doorslag te veroorzaken. Het wegpompen van het gas heeft echter tot gevolg dat DE DOORSLAGSPANNING DAALT. Zodra de gasdruk tot een heel bepaalde waarde (zeg 40 mm. kwik) gedaald is, begint er EEN SOORT pluimontlading op te treden. Vanaf die gasdruk krijgen we bij verdere drukverlaging een serie hoogst interessante, geleidelijk in elkaar overgaande lichtverschijnselen te zien. De verklaring van deze lichtverschijnselen ligt op universitair niveau; we beperken ons derhalve tot het vermelden van de voorname feiten, en voorzien deze alleen in zoverre van een toelichting als dit voor de verdere stofbehandeling noodzakelijk is.

a) p_{gas} enige tientallen millimeters kwik. (b.v. 40 mm.)



TEGEN DE KATHODEPLAAT zien we een blauwachtige "lichtvlek", het z.g. NEGATIEVE GLIMLICHT.

VAN DE ANODEPLAAT gaat een SLANGELENDE LICHTLIJN uit, die voortdurend van vorm en beginpunt op de anodeplaat

verandert en BIJNA reikt tot aan het negatieve glimlicht.

Met nadruk wijzen we er op, dat aan de anode iets heel anders gebeurt dan aan de kathode.

Gedurende de verdere drukverlaging van enige TIENTALLEN millimeter tot ENIGE MILLIMETER gaat HET NEGATIEVE GLIMLICHT een steeds groter wordend OPPERVLAK VAN DE KATHODEPLAAT beslaan; de van de anodeplaat uitgaande SLANGELENDEN LICHTLIJN wordt gaandeweg BREDER en "RUSTIGER".

NB.b) p_{gas} is ENIGE MILLIMETER. (b.v. 3 mm.)



HET NEGATIEVE GLIMLICHT beslaat het hele oppervlak van de kathode plaat; VAN DE ANODE-PLAAT gaat een STATISCHE LICHTZUIL uit die EGAAL licht uitzendt en BIJNA reikt tot aan het negatieve

lichtzuil noemt men DE POSITIEVE ZUIL.

De KLEUR van het door de positieve zuil uitgezonden licht is kenmerkend voor DE SOORT VAN HET GAS in de buis. Voor lucht is dit licht roodachtig.

IN DE RUIMTE TUSSEN HET (blauwe) GLIMLICHT EN DE (voor lucht rode) POSITIEVE ZUIL HEERST DUISTERNIS; men noemt deze ruimte DE DONKERE RUIMTE VAN FARADAY.

Opmerkingen. α) De TEMPERATUUR in de ontladingsbuis is nauwelijks hoger dan de temperatuur van de omgeving. De gasmoleculen (of atomen) zenden dus licht uit ZONDER DAT HET GAS GLOEIT.

β) Het ontstaan van het negatieve glimlicht heeft een primaire oorzaak die NIET afhangt van de soort van het gas, en een secundaire oorzaak die ALLEEN AFHANGT VAN DE SOORT van het gas. Dit secundair effect speelt in het negatieve glimlicht een bijkomstige, zwakke rol. Daarom is de KLEUR van het negatieve glimlicht NIET KARAKTERISTIEK voor de soort van het gas. In de positieve zuil wordt de lichtuitzending ALLEEN MAAR veroorzaakt door dit secundaire effect. DAAROM IS DE LICHTKLEUR VAN DE POSITIEVE ZUIL WEL KARAKTERISTIEK VOOR DE SOORT VAN HET GAS.



We zullen later zien, dat het SPECTRUM van het licht dat door de POSITIEVE ZUIL wordt uitgestraald, ons ZEER GEDETAILLEERDE GEGEVENS VERSCHAFT OVER DE BOUW VAN DE ATOMEN. Zo zullen we UIT HET SPECTRUM VAN EEN POSITIEVE WATERSTOFZUIL afleiden hoe groot een waterstofatoom is.

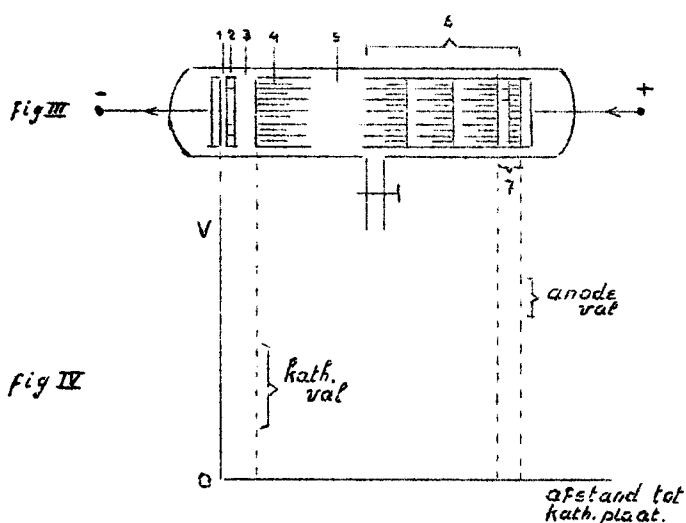
We sluiten het gas dan op in een ontladingsbuisje van nevenstaande vorm. In het vernauwde gedeelte is het licht van de positieve zuil "geconcentreerd tot een lichtLIJN, hetgeen de vorming van een scherp spectrum ten goede komt. Zo'n buisje heet EEN GEISLERS-BUISJE.

- γ) Het blijkt dat de positieve zuil zich ook vormt als de ontladingsbuis NIET RECHT is. Hierop berust de toepassing van de positieve zuil bij de LICHTRECLAME.
- δ) Het negatieve glimlicht wordt in de techniek van het dagelijkse leven benut in de z.g. SPAARLAMPEN.
- ε) Men dient zich goed te realiseren, dat zich in de donkere ruimte van Faraday net zo goed gasmoleculen bevinden als in de overige delen van de buis, maar dat in die ruimte alleen geen oorzaak van lichtuitzending werkzaam is.

NB. c) p_{gas} is enige TIENDE DELEN van een mm. (b.v. 0,5 mm.)

Vanaf een gasdruk van b.v. 40 mm. begon zich bij drukverlaging de positieve zuil te vormen. Bij een druk van b.v. 3 mm. heeft deze haar "voltooide" vorm bereikt: de sterkte van het uitgezonden licht is dan ook maximaal.

Van nu af beginnen bij verdere drukverhoging zowel de lichtverschijnselen aan de kathode als de lichtverschijnselen in de positieve zuil wezenlijk ingewikkelder te worden.



Nevenstaande fig. III geeft een SCHEMATISCH beeld van de situatie als p_{gas} enige TIENDE DELEN van een mm. is.

1+2+3+4 zijn ontstaan uit HET NEGATIEVE GLIMLICHT van fig. II blz. 24.

1 = DE ASTONSE DONKERE RUIMTE; is ZEER smal; is alleen met behulp van precisie instrumenten waarneembaar.

2 = DE KATHODE GLIMHUID; lichtsterk; de kleur hangt af van de soort van het gas. (zie ook 6)

3 = DE HITTORFSE DONKERE RUIMTE; is duidelijk waarneembaar.

4 = een heldere, blauwachtig gekleurde LICHTLAAG die aan haar naar de kathode toe gerichte kant SCHERP BEGRENSD is en aan die kant haar grootste lichtsterkte

heeft; aan haar naar de anode toe gerichte kant is de lichtsterkte minimaal. DEZE LICHTLAAG BLIJFT DE NAAM NEGATIEF GLIMLICHT behouden. De kleur van het uitgezonden licht is NIET karakteristiek voor de soort van het gas.

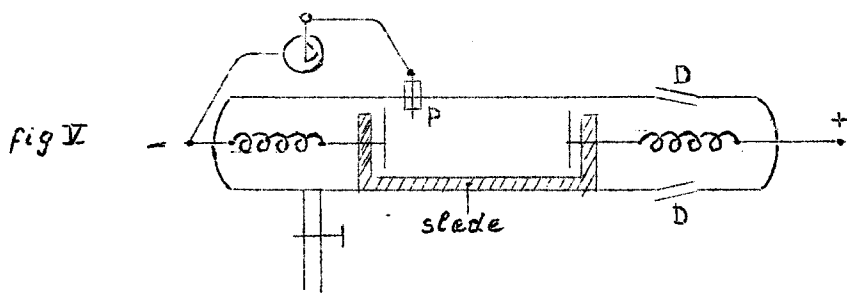
5 = DE DONKERE RUIMTE VAN FARADAY. Vergelijken we fig. III met fig. II, dan zien we, dat de donkere ruimte van Faraday naar de ANODE TOE is geschoven.

6 = DE POSITIEVE ZUIL. Deze reikt TOT AAN het oppervlak van de anodeplaat.

Vergeleken met de situatie van fig. II is de positieve zuil KORTER GEWORDEN en zendt haar licht niet meer EGAAL uit; de positieve zuil wordt verdeeld in LICHT-LAGEN EVENWIJDIG AAN DE ANODEPLAAT die aan hun naar de ANODE toe gerichte kant scherp begrensd zijn en aan die kant ook hun maximale lichtsterkte hebben. Het uitgezonden licht is nu mat wit. Deze kleurverandering is toe te schrijven aan een kleine hoeveelheid kwikdamp die, afkomstig van de vacuumpomp, de ontladingsbuis is binnengedrongen.

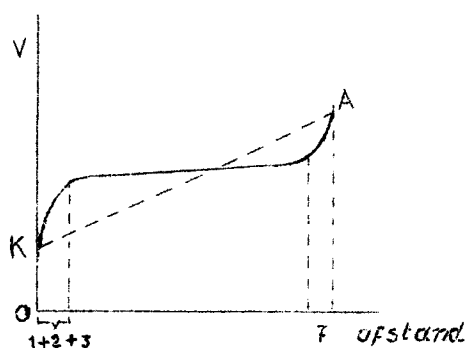
7 = de lichtlaag van de positieve zuil die tegen de anodeplaat aanligt. Deze lichtlaag is smaller dan de andere lagen van de positieve zuil. Deze laag heet HET ANODE GLIMLICHT.

Fig. IV geeft een grafisch beeld van HET POTENTIAL-verloop tussen de kathode en de anode plaat.



Deze grafiek kan EXPERIMENTEEL bepaald worden met een ontladingsbuis van nevenstaand model: De anode en kathode zijn aan een slede bevestigd die men, door de buis bij D te openen, in horizontale richting kan verplaatsen.

Aldus kan men de gebieden 1, 2, 3, 4, 5, 6 en 7 aan de metalen punt P voorbij laten gaan. Een electrostatische voltmeter wijst het potentiaalverschil tussen de punt P en de kathode aan.



In nevenstaande figuur is het potentiaalverloop in de ontladingsbuis nogmaals getekend.

In het gebied van het anodeglimlicht 7, "valt" de potentiaal een flink stuk omlaag.

Deze potentiaaldaling noemt men de ANODE-VAL.

In het gebied 3+2+1 treedt een tweede potentiaalVAL op; deze potentiaaldaling noemt men DE KATHODEVAL.

De kathodeval is veel groter dan de anodeval.

Wij zouden het niet vreemd gevonden hebben indien het rechte lijnstuk KA de grafiek van het potentiaalverloop zou zijn geweest. De werkelijke grafiek wijkt echter beduidend af van deze rechte: In de buurt van de kathode loopt de werkelijke grafiek BOVEN de lijn KA; in de buurt van de anode loopt deze ONDER de lijn KA. Dit wordt in de hogere natuurkunde verklaard. Daar wordt n.l. bewezen dat bij deze electriciteitsgeleiding de positieve- en negatieve electriciteitsdragers gemiddeld NIET GE- LIJKMATIG VERDEELD kunnen zijn over de ruimte tussen de anode- en de kathode plaat: Bij iedere waarde van p gas stelt zich een DYNAMISCH EVENWICHT in, waarbij zich in de buurt van de kathode een OVERMAAT AAN POSITIEVE GASTONEN bevindt, en in de buurt van de anode een overmaat aan NEGATIEVE ELECTRICITEITSDRAGERS. Wij gaan op deze zeer moeilijke kwestie niet verder in; het is voor ons wel van belang op de hoogte te zijn van het optreden van z.g. RUIMTELADINGEN.

d) Vraag: Wat gebeurt er als we uitgaande van de situatie in fig. III het gas verder verdunnen.

Antw.: 1 → De Astonse donkere ruimte ondergaat geen merkbare verandering.

2 → De kathode glimhuid neemt in lichtsterkte AF.

3 → De Hittorfse donkere ruimte wordt iets langer.

4 → Het negatieve glimlicht ondergaat dan de volgende veranderingen.

a) De scherp begrensde naar de kathode toe gerichte kant komt op iets grotere afstand van de kathodeplaat, terwijl de lichtsterkte van de scherp begrensde kant sterk afneemt.

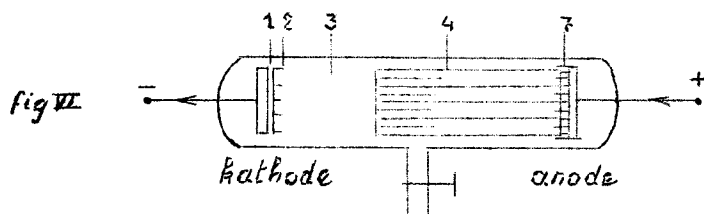
b) De lengte van het gebied van het negatieve glimlicht wordt groter; bij een gasdruk van ongeveer 0,1 mm. reikt het negatieve glimlicht bijna tot aan de anode.

5 → De donkere ruimte van Faraday verschuift bij verdere verdunning in de richting van de anode.

6 → De positieve zuil wordt bij verdere verdunning
a) alsmaar KORTER, maar

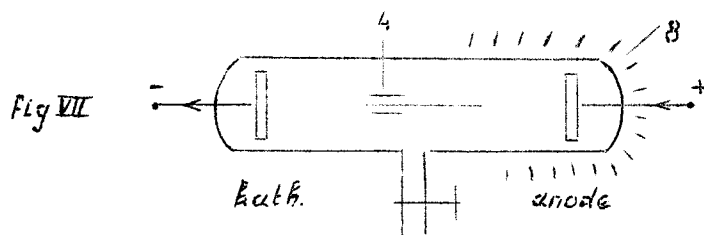
b) het AANTAL LAGEN neemt daarbij AF, terwijl deze lagen LANGER worden (behalve de laag van het anode-glimlicht) en tegelijk lichtzwakker; bij een gasdruk van ongeveer 0,1 mm. is er van de positieve zuil niets meer over dan het anode glimlicht, dat echter ook zeer verzwakt is.

Onderstaande figuur VI geeft een schematisch beeld van de situatie bij een gasdruk van ongeveer 0,1 mm, dus de gasdruk waarbij de positieve zuil op het anode-glimlicht na, verdwenen is.



Bij verdere verdunning wordt de Hittorfse donkere ruimte iets langer; de kathode GLIMHUID (2), het negatieve GLIMLICHT (4) en het anode glimlicht (7) KWIJNEN WEG bij verdere verdunning.

- e) p_{gas} is enige HONDERSTE DELEN van een millimeter (b.v. 0,02 mm)



De kathode GLIMHUID en het anode GLIMLICHT zijn niet meer waarneembaar; het negatieve glimlicht (4) is ook vrijwel geheel verdwenen; er is nog een zwak "lichtrestje" overgebleven.

ER TREEDT NU ECHTER EEN GEHEEL NIEUW VERSCHIJNSEL OP:

NB.

DE GLASWAND VAN DE BUIS ZENDT EEN GROENACHTIG LICHT UIT, speciaal het gedeelte van de glaswand dat zich RECHT TEGENOVER DE KATHODEPLAAT bevindt.

Met nadruk wijzen we er op, dat dit groenachtige licht DOOR HET GLAS wordt uitgezonden ZONDER DAT HET GLAS GLOEIT, maar een temperatuur heeft die nauwelijks hoger is dan de kamertemperatuur.

Deze lichtuitzending door het glas moet door iets veroorzaakt worden DAT VAN DE KATHODEPLAAT AFKOMSTIG IS.

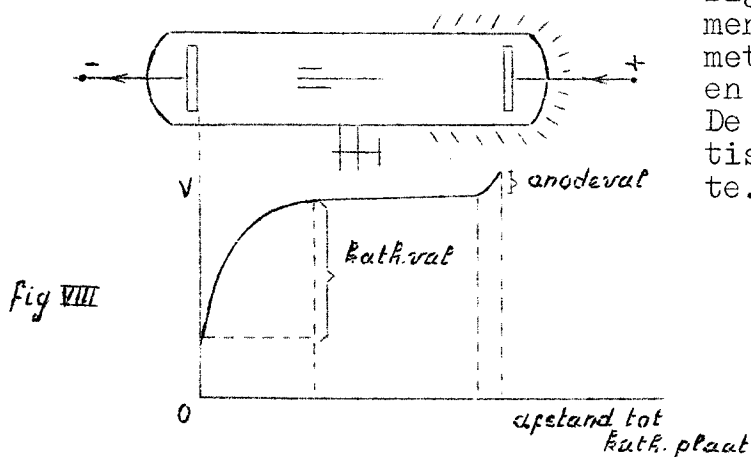
WAT IS DAT IETS? Het antwoord op deze vraag is het onderwerp van deel II van dit hoofdstuk: DE KATHODE-STRALEN.

We moeten nu echter eerst nagaan wat er gebeurt als p_{gas} nadert tot nul.

Opmerking:

Onderzoekt men nu het potentiaal-verloop langs de lengte-as van de buis op de wijze die in fig. V is aangegeven, dan krijgt men de grafiek van fig. VIII, met een duidelijke kathodeval en een kleinere anodeval.

De rest van de buis is nu praktisch een equipotentiaal-ruimte.

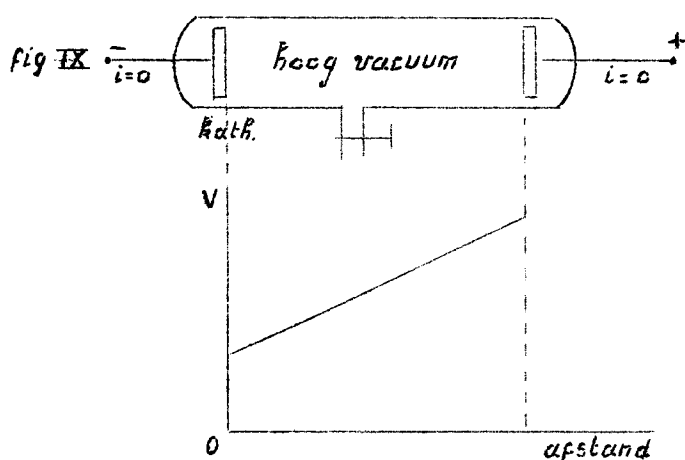


- f) De buis is HOOG VACUUM.

Het in d) genoemde verschijnsel van het groen oplichten van de glaswand begint op te treden zodra p_{gas} een bepaalde lage waarde bereikt heeft, neemt bij verdere verdunning van het gas aanvankelijk TOE, bereikt een maximum, en neemt daarna weer af.

Terwijl dit groen oplichten bij steeds toenemende verdunning afneemt tot het geheel verdwenen is, neemt de stroomsterkte in de verbindingsdraden van de elektroden met de respectievelijke polen van de inductor ook af en nadert tot NUL: Deze nulwaarde wordt bereikt als de buis hoog vacuum gepompt is.

De situatie is dan als volgt:



$$V_+ - V_- \approx 2000 \text{ Volt.}$$

$$p_{\text{gas}} \approx 0$$

$$i = 0$$

Er treedt geen lichtverschijnsel meer op.

De grafiek van het potentiaalverloop tussen de anode en kathode is nu een RECHT lijnstuk.

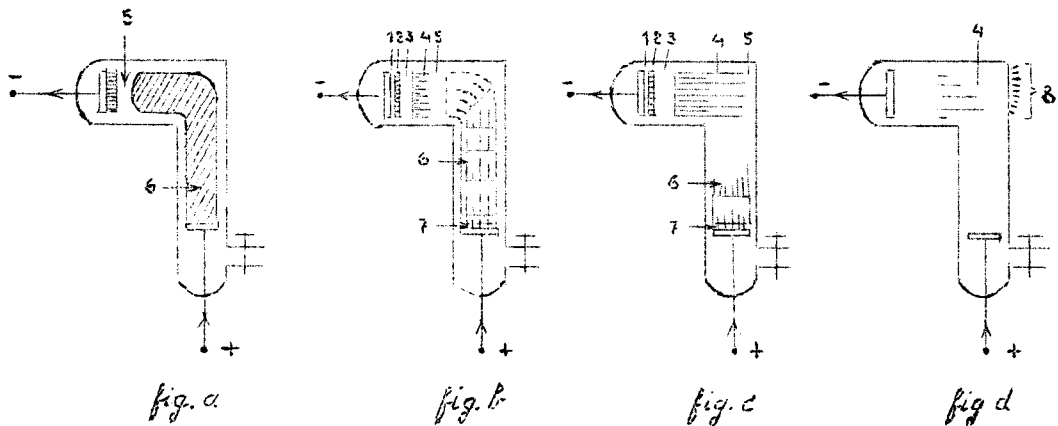
Ook als we nu het potentiaalverschil $V_+ - V_-$ opvoeren tot b.v. 100000 volt, heeft er GEEN electriciteitsgeleiding plaats: HET VACUUM DOET ZICH NU GELDEN ALS DE BESTE ISOLATOR DIE ER BESTAAT.

Opmerking: Toch is ook het vacuum niet bestand tegen extreem hoge potentiaalverschillen: Legt men tussen de zich op een onderlinge afstand van 40 cm. bevindende platen een potentiaalverschil aan dat groter is dan $40 \cdot 10^6$ volt, dan heeft ook in het vacuum doorslag plaats. Het enorm sterke veld trekt dan de electronen gewoon uit de kathode-plaat.

→ De verklaring WAAROM het vacuum (pas) bij extreem hoge potentiaalverschillen faalt als isolator ligt op universitair niveau. We vermelden slechts dat er tussen een geleider en het vacuum altijd een POTENTIALSPRONG optreedt waarbij het vacuum de laagste potentiaal heeft.

DEEL II.KATHODESTRALEN.1. Herhaling van de vorige proef met een gebogen buis.

Punt 1)



Bovenstaande figuren geven een overzicht van de lichtverschijnselen bij toenemende verdunning van het gas in de buis.

Bij fig. a: p_{gas} heeft de waarde waarbij de positieve zuil (6) haar "voltooiing" bereikt heeft: De lichtsterkte is nu ook maximaal. We zien verder dat de positieve zuil de bocht volgt. Zoals we al eerder hebben opgemerkt berust hierop de toepassing van de positieve zuil bij de LICHTRECLAME.

Bij fig. b: Bij verdere verdunning vormen zich de verschillende gedetailleerde gebieden:

- 1 = de ASTONSE donkere ruimte.
- 2 = de kathode GLIMHUID.
- 3 = de HITTORFSE donkere ruimte.
- 4 = het NEGATIEVE GLIMLICHT.
- 5 = de donkere ruimte van FARADAY.
- 6 = de positieve zuil met de merkwaardige laagjes.
- 7 = het anode GLIMLICHT, is het laatste laagje van de positieve zuil.

NB. Bij fig. c: Deze geeft een schematisch beeld van de situatie bij verdere verdunning.
Waar het ons nu om gaat is DAT HET NEGATIEVE GLIMLICHT (4) DE KROMMING VAN DE BUIS NIET VOLGT, MAAR ZICH UITBREIDT IN DE RICHTING LOODRECHT OP DE KATHODE-PLAAT.
 In deze richting beweegt zich ook de donkere ruimte van Faraday.

Bij fig. d: Zodra het gas in de buis zò verdund is dat de KATHODE GLIMHUID niet meer waarneembaar is en het NEGATIEVE GLIMLICHT tot een zwak "lichtrestje" is weggekwaaid, BEGINT HET GEDEELTE VAN DE GLASWAND DAT ZICH RECHT TEGENOVER DE KATHODEPLAAT BEVINDT een groenachtig LICHT UIT TE STRALEN.

Dit groen "OPLICHTEN" van het glas noemt men FLUORESCEREN: De moleculen van het glas worden "door een of andere oorzaak" in een hogere energietoestand gebracht (aangeslagen) en zenden bij hun terugval naar hun oorspronkelijke energietoestand dat groenachtige licht uit.

Het gaat ons nu om die "een of andere oorzaak". Dit moet klaarblijkelijk iets zijn DAT VANUIT HET INWENDIGE VAN DE BUIS HET GLAS TREFT en daardoor de glas-moleculen "aanslaat".

- Uit het feit dat de glaswand pas begint te fluoresceren NADAT de kathode glimhuid geheel- en het negatieve glimlicht vrijwel geheel VERDWENEN zijn, volgt, dat dit groen oplichten van de glaswand NOCH door het negatieve glimlicht NOCH door de kathode-glimhuid veroorzaakt wordt. Veeleer kan men zeggen, dat het negatieve glimlicht en de kathode glimhuid eerst opgeruimd moesten worden alvorens de oorzaak die het glas doet fluoresceren de glaswand kon bereiken: Door de aanwezigheid van een te grote hoeveelheid gas werd de oorzaak van het groen oplichten van het glas BELET om tot de glaswand door te dringen.
- Uit het feit dat ALLEEN DAT GEDEELTE van de glaswand fluoresceert DAT ZICH RECHT TEGENOVER DE KATHODEPLAAT bevindt, volgt, dat dit groen oplichten veroorzaakt wordt door iets dat zonder merkbare onderbreking LOODRECHT VAN DE KATHODEPLAAT UITGAAT.
Dit iets is voor het oog echter NIET waarneembaar.

CONCLUSIE I Er moet een onzichtbaar iets zijn dat zonder merkbare onderbreking LOODRECHT en RECHTLIJNIG VAN DE KATHODEPLAAT UITGAAT.

Welnu, dit "onzichtbaar iets" heeft men KATHODESTRALEN genoemd.

Het woord "STRALEN" roept in ons de gedachte aan lichtstralen of golfstralen op. Maar dit is nu niet de bedoeling: De term "STRAAL" is hier in de RUIMERE BETEKENIS van STROOM VAN DEELTJES gebruikt, zoals men ook kan spreken van een DAMP-STRAAL, een WATERSTRAAL, enz. We zullen in het komende n.l. zien, dat hetgeen met de naam KATHODESTRALEN wordt aangeduid, niets anders is dan EEN STROOM VAN ELECTRONEN, DIE DE KATHODEPLAAT LOODRECHT VERLATEN.

Zover zijn we nu echter nog niet. Op dit ogenblik is de term KATHODESTRALEN voor ons alleen nog maar EEN NAAM voor DE OORZAAK die bewerkt, dat de moleculen van het glas tegenover de kathodeplaat WORDEN AANGESLAGEN EN DIEN TENGEVOLGE GROEN LICHT GAAN UITZENDEN.

Vervolg van de proef bij fig. d.

Het gas in de buis is dus zo verdund dat er kathodestralen optreden.

We doen nu nog twee proeven:

proef α) Uitgaande van de situatie van fig. d, houden we het potentiaalverschil ΔV constant (≈ 2000 volt), maar pompen de buis steeds verder vacuum.

Waarneming: Aanvankelijk neemt de intensiteit van het fluorescentie-licht toe, bereikt haar maximum als in het inwendige van de buis geen lichtverschijnsel meer optreedt, en NEEMT DAARNA, BIJ VERDERE VERDUNNING VAN HET GAS IN DE BUIS, AF TOT NUL. De nulwaarde wordt bereikt als de buis hoogvacuum gepompt is.

Conclusie II Voor het optreden van kathodestralen is het nodig DAT ER ZICH IN DE BUIS GASMOLECULEN BEVINDEN: blijkbaar spelen de positieve gasionen (deze gaan immers naar de kathode toe) EEN ACTIEVE ROL bij het opwekken van kathodestralen.

proef β) We laten weer zoveel gas in de buis toe tot de situatie van fig. d is hersteld. We houden nu DE GASDRUK CONSTANT, maar gaan de EMK van de inductor geleidelijk verlagen, zodat het potentiaalverschil ΔV tussen de anode en kathode dus ook geleidelijk verlaagd wordt van 2000 volt tot nul.

Waarneming: De intensiteit van het fluorescentielicht neemt geleidelijk af en wordt NUL LANG

VOÓR ΔV NUL IS.

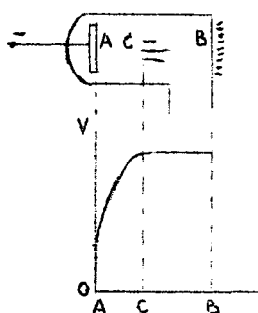
CONCLUSIE III Opdat er in een ontladingsbuis, gevuld met een behoorlijk verdund gas, kathodestralen zullen optreden, MOET HET POTENTIALVERSCHIL TUSSEN DE ANODE EN KATHODE GROTER ZIJN DAN EEN BEPAALDE WAARDE.

SAMENVATTENDE CONCLUSIE:

Opdat in een ontladingsbuis kathodestralen zullen optreden, zodat de glaswand recht tegenover de kathodeplaat fluoresceert, moet aan drie voorwaarden voldaan worden:

- 1^o) Het potentiaalverschil tussen de anode en de kathode moet groter zijn dan een bepaalde waarde.
- 2^o) Het gas moet MINSTENS zo verdund zijn dat er zich geen kathode-glimhuid kan vormen en het negatieve glimlicht is gereduceerd tot een zwak lichtrestje.
- 3^o) De gasdruk in de buis moet echter groter blijven dan een bepaalde waarde.

§ 2. VOORLOPIGE verklaring van de kathodestralen.



Nevenstaande grafiek brengt het potentiaalverloop LANGS DE MIDDELLOODLIJN AB (zie fig. d blz. 30) in beeld. In het gebied AC, dat reikt van de kathodeplaat t/m de Hittorfse donkere ruimte, treedt een POTENTIALVAL op. Het gebied CB is practisch een equipotentiaal-ruimte. De potentiaalval wijst er op, dat er zich met betrekking tot de gemiddelde verdeling van de electriciteitsdragers over de ruimte van de buis, een DYNAMISCH EVENWICHT INSTELT waarbij zich in de buurt van de kathodeplaat voortdurend een bepaalde overmaat aan + gasionen bevindt.

De + gasionen in de kathodeval ondervinden een sterke veldkracht die hen naar de kathodeplaat drijft. Volgens de wet van Levende Kracht en Arbeid winnen de + gasionen daarbij A.v.B. en treffen de kathodeplaat met een A.v.B. dat veel groter is dan de gemiddelde kinetische energie van de neutrale gasmoleculen bij de heersende temperatuur.

WANNEER NU DE KATHODEVAL VOLDOENDE GROOT IS, treffen de + gasionen de kathodeplaat met zo'n groot A.v.B. DAT DEZE ENERGIE VOLDOENDE IS OM EEN ELECTRON UIT DE NEGATIEVE OPPERVLAKTE-LADING VAN DE KATHODEPLAAT LOS TE SLAAN.



De vrij geworden electron komt dan met een te verwaarlozen snelheid in de kathodeval EN ONDERVINDT DAN EEN VELDKRACHT DIE LOODRECHT OP DE KATHODEPLAAT STAAT EN VAN DE KATHODEPLAAT AF GERICHT IS. Het doorloopt dus de kathodeval volgens een rechte baan die loodrecht op de kathode staat en wint daarbij een A.v.B. van e. ΔV Joule.

als e de lading van het electron is en ΔV de grootte van de kathodeval.

IS HET GAS IN DE BUIS NIET STERK VERDUND, dan zal dit electron zijn winst aan A.v.B. spoedig verbruikt hebben, doordat het of gewoon veerkrachtig tegen neutrale moleculen opbotst, of bij zo'n botsing een neutraal molecuul "en passant" aanslaat, of bij zo'n botsing het neutrale molecuul ioniseert.

IS HET GAS IN DE BUIS WEL STERK VERDUND, dan maakt het electron een goede kans om zonder noemenswaardig energieverlies DE GLASWAND TEGENOVER DE KATHODEPLAAT TE TREFFEN. Is deze glaswand dikker dan enige honderd-tallen molecuul lagen, dan komt het aanstormende electron onherroep-

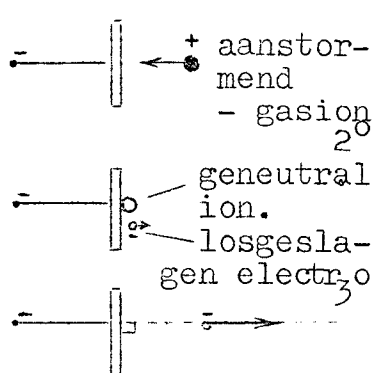
lijk in botsing met een kern of een satellietelectron van een glasmolecuul. De botsing met een kern doet het electron alleen maar van baan veranderen; de botsing met een satelliet-electron kan tot gevolg hebben dat het molecuul waartoe het getroffen electron behoort, wordt aangeslagen. Bij de terugval op het oorspronkelijke energieniveau zendt dit molecuul het groene fluorescentie-licht uit.

IS DE BUIS ECHTER HOOG VAGUUM, dan ZIJN er ook geen + gasionen; er kunnen dan dus ook geen electronen uit de kathodeplaat worden losgeslagen, ER IS DAN DUS OOK GEEN KATHODESTRALING MOGELIJK.

Hiermee is verklaard:

- N.B. 1°) dat het potentiaalverschil tussen de anode en de kathode groter moet zijn dan een bepaalde waarde, en wel zo groot dat de + gasionen in de kathodeval genoeg A.v.B. winnen om electronen uit de negatief geladen kathodeplaat los te slaan.
- N.B. 2°) dat er geen kathodestraling zal optreden als de buis hoogvacuum gepompt is; de gasdruk moet minstens zo hoog zijn dat er voldoende + gasionen gevormd kunnen worden om een ononderbroken bombardement van de kathode mogelijk te maken.
- N.B. 3°) dat er geen kathodestraling zal optreden die de glaswand tegenover de kathodeplaat bereikt, als het gas in de buis niet voldoende sterk verdund is: in een niet sterk verdund gas hebben de van de kathode afschietende electronen een kleine vrije weglengte; ze bereiken dan de glaswand tegenover de kathode NIET, maar ze zullen dan wel ionisatie- en lichtverschijnselen in het gas veroorzaken.

Volgens deze voorlopige verklaring BESTAAN DE KATHODESTRALEN UIT EEN STROOM VAN ELECTRONEN, die:

- 
- 1°) tengevolge van een energieoverdracht bij de botsingen van + gasionen tegen de kathodeplaat UIT de negatieve oppervlaktelading van DE KATHODEPLAAT WORDEN LOSGESLAGEN;
- 2°) in de kathodeval EEN (zeer grote) SNELHEID KRIJGEN DIE LOODRECHT STAAT OP DE KATHODEPLAAT en van de kathodeplaat AF gericht is, EN
- 3°) ZICH IN DIE RICHTING RECHTLIJNIG IN DE RUIMTE VOORTBEWEGEN.

Deze voorlopige verklaring geeft ons een aanvaardbaar beeld van het wezen van de kathodestralen en de gang van zaken bij de veroorzaking van de kathodestraling.

Het is alleen nog maar de vraag of deze voorlopige verklaring klopt met de werkelijkheid!

Om deze vraag bevestigend te kunnen beantwoorden moeten we te weten komen:

- 1°) Of er in werkelijkheid electronen en alleen maar electronen in loodrechte richting van de kathodeplaat uitgaan,
- 2°) Of er in werkelijkheid + gasionen tegen de kathodeplaat opbotsen.

Daarom gaan we nu een experimenteel onderzoek instellen naar de eigenschappen van de kathodestralen. Het gedrag van de + gasionen

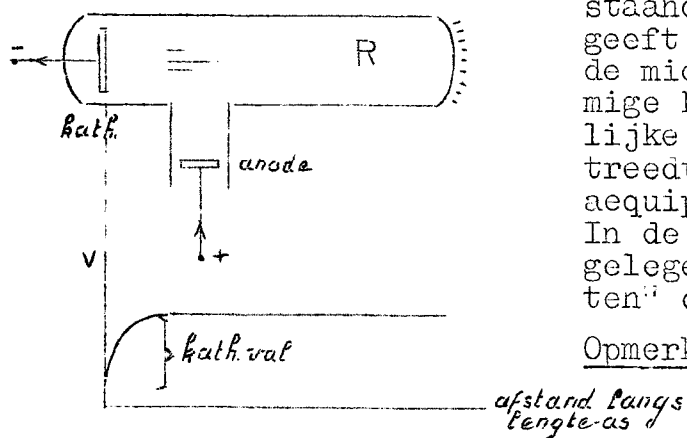
zal in deel III bestudeerd worden.

§ 3. De EIGENSCHAPPEN van de KATHODESTRALEN.

Punt 1. Een praktisch model van een kathodestraalbuis.

Een belangrijke conclusie uit de in § 1 besproken proef met de gebogen buis (zie fig. c en d blz. 29) is, dat de kathodestrallen DE KROMMING VAN DE BUIS NIET VOLGEN; ze gaan loodrecht uit van de (naar de anode toe gerichte kant van de) kathodeplaat EN BEHOUDEN VERDER DEZE LOODRECHT OP DE KATHODEPLAAT STAANDE RICHTING. Met betrekking TOT DE RICHTING van de kathodestrallen DOET HET DUS NIETS TER ZAKE OF DE ANODE ZICH AL DAN NIET RECHT TEGENOVER DE KATHODEPLAAT BEVINDT.

Dit verschaft ons de mogelijkheid om de kathodestrallen naar een ruimte te laten gaan die zich geheel buiten het electricch veld van de anode en kathode bevindt.



We nemen dan een buis van nevenstaand model. De grafiek daaronder geeft het potentiaalverloop langs de middelloodlijn op de cirkelvormige kathodeplaat: In de onmiddellijke nabijheid van de kathodeplaat treedt een KATHODEVAL op; R is een aequipotentiaalruimte.

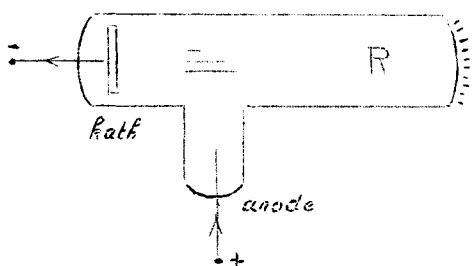
In de ruimte R hebben we nu volop gelegenheid om onze "testinstrumenten" op te stellen.

Opmerkingen: a) Zoals we boven gezegd hebben doet het MET BETREKKING TOT DE RICHTING van

de kathodestrallen niets ter zake of de anode zich AL DAN NIET RECHT TEGENOVER DE KATHODEPLAAT bevindt. Men zou geneigd zijn te zeggen, dat DE PLAATS van de anode geen invloed heeft op het verschijnsel van de kathodestrallen. MAAR DAT IS NIET HELEMAAL WAAR: Tussen de kathodeplaat en de anode MOET ZOVEEL RUIJMTE ZIJN DAT DE KATHODEVAL ZICH KAN VORMEN.

Conclusie: DE PLAATS VAN ANODE in de ontladingsbuis heeft GEEN INVLOED op het verschijnsel van de kathodestrallen, MITS DE ANODE ZICH NIET TE DICHT BIJ DE KATHODEPLAAT BEVINDT.

b) Het is praktischer om EEN NAALDVORMIGE ANODE te nemen:



Bij een naaldvormige anode zou, indien de buis met gas van 1 atm. gevuld was, de doorslagspanning kleiner zijn geweest. Dit heeft tot gevolg dat we, als het gas in de buis behoorlijk verdund is, niet zo'n hoge spanning behoeven aan te leggen tussen de anode en kathode.

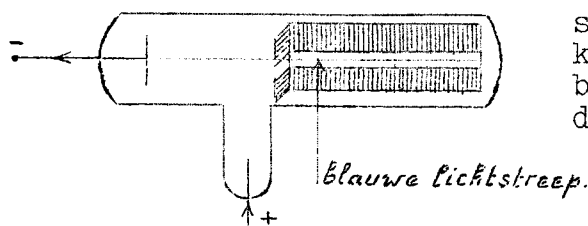
De kathode moet plaatvormig zijn om een behoorlijke evenwijdige bundel kathodestrallen te krijgen.

Punt 2) EIGENSCHAPPEN.

EIGENSCHAP I. Kathodestrallen hebben een fluorescerend vermogen; behalve glas zijn er nog andere stoffen (b.v. zink sulfide en barium-platina-cyanur) die LICHT gaan uitzenden zodra ze door kathodestrallen getroffen worden.

Bewijs:

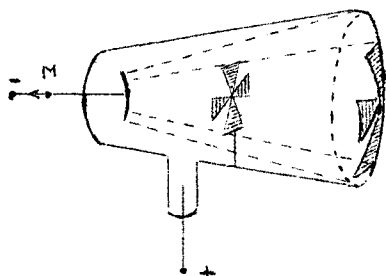
Bewijs:



We laten een smalle bundel kathodestralen langs een scherm strijken dat bestreken is met zinksulfide; een blauwe lichtstreep markeert de bundel kathodestralen.

EIGENSCHAP II. De kathodestralen vertrekken LOODRECHT van de kathode en planten zich RECHTLIJNIG voort.

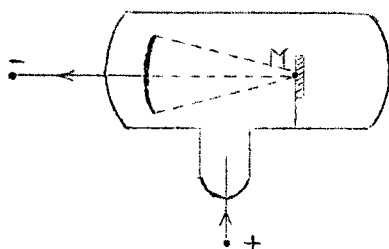
Bewijs: a)



We nemen een kathodestraalbuis met een BOLLE kathode (zie fig. M is het kromtemiddelpunt) In de divergerende bundel kathodestralen plaatsen we een aluminiumkruis. IN HET FLUORESCERENDE GEDEELTE VAN DE GLASWAND ZIEN WE EEN ZEER SCHERP BEGRENSD "SCHADUWBEELD" VAN HET ALLUMINIUM - KRUIS: Dit schaduwbeeld valt tot en met de scherpe begrenzing exact samen met de centrale projectie figuur die men verkrijgt als men het aluminium kruis VANUIT M CENTRAAL PROJECTEERT OP DE GLASWAND TEGENOVER DE KATHODE.

Daar deze meetkundige projectielijnen RECHT zijn en LOODRECHT STAAN OP DE KATHODEPLAAT, volgt, DAT DE KATHODESTRALEN ook LOODRECHT STAAN OP DE KATHODEPLAAT en zich van daar af RECHTLIJNIG voortplanten.

b)



We nemen een kathodestraalbuis met een HOLLE kathode (zie fig. M is het kromtemiddelpunt)

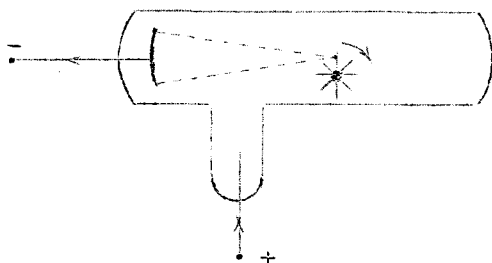
Plaatsst men in M een platina-plaatje dan begint dit plaatje na korte tijd in het punt M TE GLOEIEN.

Hieruit volgt eveneens, dat de kathodestralen LOODRECHT van de kathode uitgaan en zich dan RECHTLIJNIG voortplanten.

Opmerking: Uit deze proef volgt tevens, dat de kathodestralen een WARMTE-WERKING hebben. Hiervan maakt men in de natuurkunde gebruik voor het bereiken van ZEER HOGE TEMPERATUREN.

EIGENSCHAP III. Kathodestralen kunnen MECHANISCHE ARBEID verrichten, ze transporteren dus A.v.B.

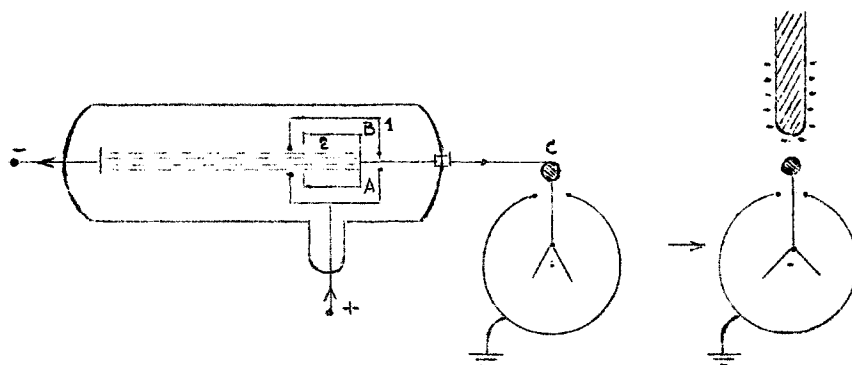
Bewijs:



We nemen een kathodestraalbuis met holle kathode. In de buis is een schoepenrad gemonteerd, dat om een horizontale as kan draaien. Het rad is zo gemonteerd, dat de convergerende kathodestraalbundel de schoep treft die zich momenteel verticaal boven de as bevindt.

Het rad gaat met zeer grote hoeksnelheid om de horizontale as draaien in de richting van de pijl. (zie fig.)

EIGENSCHAP IV.

EIGENSCHAP IV. KATHODESTRALEN TRANSPORTEREN NEGATIEVE LADING.Bewijs: De proef van Perrin. (1895)

Perrin was de eerste natuurkundige die er in slaagde langs experimentele weg onomstotelijk te bewijzen dat kathodestralen negatieve lading transporteren. Daartoe nam hij een kathodestraalbuis waarvan de anode (in bovenstaande fig. n^o 1) EEN KOOI VAN FARADAY was met een opening aan de kant tegenover de kathode; IN deze kooi (en daar geheel van geïsoleerd) bevond zich een beker van Faraday (2), die haar opening naar de kathode toe keerde. Deze beker werd geïsoleerd van de kooi (1) en het glas van de ontladingsbuis, geleidend verbonden met de knop van een gearde electroscoop.

Waarneming I: Zodra de inductor in werking gesteld wordt en er dus een potentiaalverschil van enige duizenden volt tussen de anode en kathode wordt aangelegd, gaan er van de kathodeplaat kathodestralen uit die de metalen wand AB van de beker treffen; Het blijkt dat de electrometer een uitslag gaat vertonen die van nul af langzaam groter wordt.

Waarneming II: Zodra de uitslag van de electrometer een duidelijk waarneembare waarde bereikt heeft, verbreken we bij C (geïsoleerd) het contact tussen de knop en de ontladingsbuis. Daarna naderen we de knop met een EBONIET STAAF DIE GEWREVEN IS MET KATTEVEL (en dus PER DEFINITIE een NEGATIEVE lading heeft) We nemen waar DAT DE UITSLAG VAN DE ELECTROMETER GROTER WORDT: de electroscoop was dus NEGATIEF geladen.

CONCLUSIE: DE KATHODESTRALEN TRANSPORTEREN NEGATIEVE LADING.

Opmerking. De reden waarom er met betrekking tot het opvangen van de kathodestralen zo'n ingewikkelde voorzorgen getroffen moeten worden, is de volgende: de kathodestralen hebben het vermogen om UIT EEN METAAL ELECTRONEN LOS TE SLAAN, die dan dus uit het metaal vliegen, zodat het (als de kathodestralen voldoende energie hebben) kan gebeuren, dat de getroffen plaat POSITIEF GELADEN achterblijft.

Welnu: De electronen die uit AB (zie fig.) losgeslagen worden, moeten zich naar de wand van de beker (2) begeven, omdat de natuur er naar streeft het inwendige van de beker veldloos te houden. Het storende neven-effect van het losslaan der electronen wordt bij de gegeven opstelling van de proef dus geëlimineerd.

N.B. Vraag: Kathodestralen transporteren negatieve lading.
Wat volgt hieruit over het wezen van de kathode-stralen?

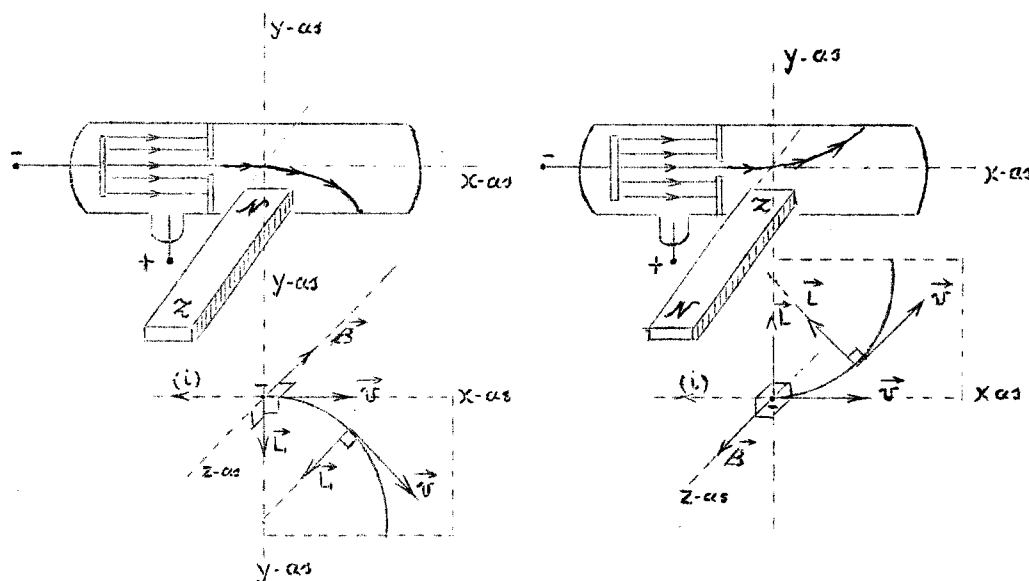
Antw.: De proef van Millikan heeft aangetoond, dat de electriciteit een atomistische structuur heeft; als er negatieve lading getransporteerd wordt, worden er dus of electronen of negatief geladen electriciteitsdragers getransporteerd.

Conclusie: Uit het feit dat de kathodestralen negatieve lading transporteren moeten we dus besluiten DAT DE KATHODE-STRALEN BESTAAN UIT EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

Opmerking: Uit bovenstaande proef kunnen we alleen maar besluiten dat we bij kathodestralen te doen hebben met een stroom van negatief geladen DEELTJES: Uit deze proef kunnen we echter NIET opmaken, WAT DIT VOOR DEELTJES ZIJN.

EIGENSCHAP V. EEN KATHODESTRAAL BUIGT IN EEN MAGNETISCH VELD VAN HAAR RECHTE BAAN AF, EN WEL JUUST OP DE WIJZE DIE VERWACHT MOET WORDEN BIJ EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

Bewijs.



We plaatsen evenwijdig aan de kathodeplaat een scherm met daarin een kleine opening, zodat er een smalle bundel kathodestralen wordt afgezonderd, die zich achter het scherm langs de X-as wil voortplanten.

We houden nu een staafmagneet bij de buis zo dat de magneetas evenwijdig loop aan de Z-as:

Geval I

De staaf keert haar NOORDPOOL naar de buis toe.

Waarnemingen: (zie bovenst.fig.)

- 1°) De kathodestraal bundel blijft in het XOY-vlak, maar
- 2°) krijgt de vorm van een NAAR BENEDEN GEBOGEN KROMME LIJN: in een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD is deze baan een CIRCULBOOG die in O raakt aan de X-as en waarvan het middelpunt op de negatieve Y-as ligt.

Geval II

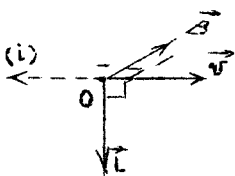
De staaf keert haar ZUIDPOOL naar de buis toe.

Waarnemingen: (zie bovenst.fig.)

- 1°) De kathodestraal bundel blijft in het XOY-vlak, maar
- 2°) krijgt de vorm van een NAAR BOVEN GEBOGEN KROMME LIJN: in een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD is deze baan een CIRCULBOOG DIE IN O raakt aan de X-as en waarvan het middelpunt op de positieve Y-as ligt.

De onderste figuur brengt in beeld hoe de baan van EEN NEGATIEF GELADEN DEELTJE van de X-as zou afbuigen als dit deeltje met een langs de + X-as gerichte snelheid in deze magnetische velden zou komen.

Geval I.



Een NAAR RECHTS bewegend negatief geladen deeltje met lading qC en snelheid v m/sec. telt voor een NAAR LINKS gericht stroomelement van $q.v.$ A.meter.

De magnetische vector is loodrecht op het vlak van tekening het papier IN gericht: Volgens de i-B regel werkt op het neg. geladen deeltje in O dus een LORENTZ-KRACHT die IN HET VLAK VAN TEKENING NAAR BENEDEN GERICHT IS EN LOODRECHT STAAT OP DE MOMENTELE SNELHEIDSVECTOR. OMDAT DEZE LORENTZKRACHT LOODRECHT STAAT OP \vec{v} , VEROORZAAKT DEZE G E E N VERANDERING VAN DE GROOTTE VAN \vec{v} , MAAR ALLEEN EEN VERANDERING VAN DE RICHTING VAN \vec{v} .

DEZE LORENTZKRACHT WERKT DUS ALS EEN CENTRIPETALE KRACHT.

Het negatief geladen deeltje zal dus EEN KROMME BAAN gaan beschrijven die in het vlak van tekening NAAR BENEDEN AFBUIGT van de X-as.

We zullen in een volgende paragraaf bewijzen, dat deze baan een CIRKEL is ALS HET MAGNETISCH VELD HOMOGEEN IS.

Welnu: Wat voor èen negatief geladen deeltje geldt, geldt ook voor EEN STROOM van negatief geladen deeltjes.

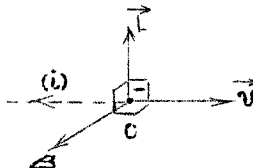
CONCLUSIE: Een kathodestraal buigt in een magnetisch veld van haar rechte baan af en wel juist op de wijze die verwacht moet worden bij EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

EIGENSCHAP VI. EEN KATHODESTRAAL BUIGT IN EEN ELECTRISCH VELD VAN HAAR RECHTE BAAN AF, EN WEL JUUST OP DE WIJZE DIE VERWACHT MOET WORDEN BIJ EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

Bewijs:

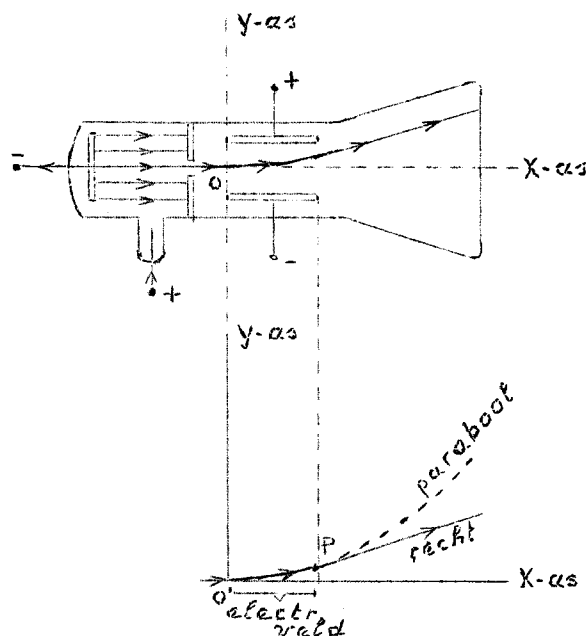
We plaatsen in de buis weer een scherm met een kleine opening evenwijdig aan de kathodeplaat, zodat er weer een smalle kathodestraal wordt afgezonden die zich in de ruimte achter het scherm volgens de X-as wil voortplanten. In die ruimte achter het scherm plaatsen we een CONDENSATOR, waarvan de platen loodrecht op het vlak van tekening staan evenwijdig aan de X-as. (Zie fig. vlg. blz.)

Geval II.



De magnetische vector is loodrecht op het vlak van tekening naar de lezer TOE gericht. Volgens de i-B regel werkt op het neg. geladen deeltje in O dus een LORENTZ-KRACHT die IN HET VLAK VAN TEKENING NAAR BOVEN GERICHT IS EN LOODRECHT STAAT OP DE MOMENTELE SNELHEIDSVECTOR.

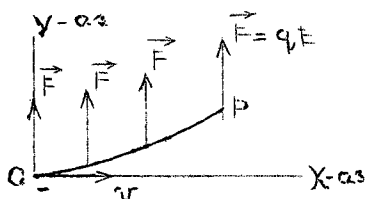
Het negatief geladen deeltje zal dus EEN KROMME BAAN gaan beschrijven die in het vlak van tekening NAAR BOVEN AFBUIGT van de X-as.



Waarnemingen: zie bovenste figuur.

- 1^o) Is de condensator ongeladen dan plant de kathodestraal zich langs de X-as voort.
- 2^o) Zijn de condensatorplaten gelijk en tegengesteld geladen, dan blijft de kathodestraal wel in het vlak van tekening, MAAR BUIGT DAN IN DE RICHTING VAN DE POSITIEVE PLAAT AF VAN DE X-AS: IN het electricch veld is de baan EEN STUK VAN EEN PARABOOL DIE IN HET PUNT O (zie fig.) RAAKT AAN DE X-AS EN WAARVAN DE AS IN O EVENWIJDIG LOOPT AAN DE Y-AS EN NAAR DE POSITIEF GELADEN PLAAT TOE GERICHT IS; NA HET PASSEREN VAN HET ELECTRICCHE VELD IS DE KATHODESTRAAL WEER RECHT.

De onderste figuur brengt in beeld hoe de baan van EEN NEGATIEF GELADEN DEELTJE van de X-as zou afbuigen als dit deeltje met een langs de X-as gerichte snelheid in dit electricche veld zou komen.



In het homogene electricche veld ondervindt het negatief geladen deeltje met lading qC een constante, NAAR DE POSITIEVE PLAAT TOE gerichte veldkracht $F = q \cdot E$ Newton.

Het deeltje gaat in het electricche veld dus deelnemen aan TWEE bewegingen n.l.

In de X-richting aan een EENPARIGE beweging in de Y-richting aan een eenparig VERSNELDE beweging, waarvan de versnelling naar de positief geladen plaat TOE gericht is.

De baan van het deeltje in het homogene electricche veld is dus een PARABOOL die in het punt O (dit is het punt waarin het deeltje het veld binnenkomt) raakt aan de X-as en waarvan de as evenwijdig looptaan de Y-as en naar de positieve plaat toe gericht is.

Is P het punt waarin het deeltje het electricche veld van de condensator verlaat, dan wordt zijn baan VANAF P EEN RECHTE LIJN DIE IN P RAAKT AAN DE PARABOOL.

Welnu: Wat voor èen negatief geladen deeltje geldt, geldt ook voor EEN STROOM van negatief geladen deeltjes.

CONCLUSIE: Een kathodestraal buigt in een electricch veld van haar rechte baan af, en wel juist op de wijze die verwacht moet worden bij EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

SAMENVATTING van de EIGENSCHAPPEN VAN KATHODESTRALLEN.

SAMENVATTING van de EIGENSCHAPPEN VAN KATHODESTRALEN.

- I Ze hebben een FLUORESCEREND VERMOGEN.
- II Ze vertrekken LOODRECHT VAN DE KATHODEPLAAT en planten zich RECHTLIJNIG VOORT. De plaats van de ANODE in de buis doet niets ter zake, MITS deze zich niet te dicht bij de kathode bevindt.
- III Ze kunnen MECHANISCHE ARBEID verrichten; ze transporteren dus mechanisch A.v.B.
- IV Ze transporteren NEGATIEVE LADING; ze moeten dus bestaan uit EEN STROOM van NEGATIEF GELADEN DEELTJES.
- V Ze wijken in een MAGNETISCH VELD van hun rechte baan af, en wel juist op de wijze die verwacht moet worden bij een stroom van negatief geladen deeltjes.
- VI Ze wijken in een ELECTRISCH VELD van hun rechte baan af en wel juist op de wijze die verwacht moet worden bij een stroom van negatief geladen deeltjes.

Punt 3) Wat zeggen deze eigenschappen over HET WEZEN van kathodestralen?
De eigenschappen IV, V en VI bewijzen, dat we bij KATHODE"STRALEN" te doen hebben met EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

We zijn echter nog in het onzekere over de vraag wat dit nu voor deeltjes zijn; electronen of andere negatieve electriciteitsdragers. Om hieromtrent zekerheid te krijgen zullen we DOOR METTINGEN moeten uitmaken of de banen van de kathodestralen in electriche en magnetische velden QUANTITATIEF OVEREENKOMEN met de banen die een stroom van electronen of een stroom van andere negatieve electriciteitsdragers NAAR VERWACHTING in deze velden moeten beschrijven. Dit onderzoek zullen we in de volgende paragraaf instellen.

Uit eigenschap III volgt, dat deze negatief geladen deeltjes MASSA moeten hebben, want een deeltje zonder massa kan geen A.v.B. hebben.

Hier zien we even van op! In de voorlopige verklaring werd gezegd, dat we bij kathodestralen met ELECTRONEN te doen hebben. Maar wijst dit "massa hebben" niet op IONEN, althans op gewone MATERIE-DEELTJES?

Het antwoord op deze vraag is, dat we ons moeten voorbereiden op EEN DIEPER INZICHT IN HET WEZEN VAN EEN ELECTRON, n.l. op het inzicht DAT EEN ELECTRON, de elementaire hoeveelheid negatieve lading, MASSA heeft, dus een binding met de aether.

Uit eigenschap II volgt, dat deze negatief geladen DEELTJES-MET-MASSA VANAF DE KATHODEPLAAT VERTREKKEN en IN DE ONMIDDELLIJKE OMGEVING VAN DE KATHODEPLAAT HUN (zeer grote) SNELHEID KRIJGEN.

Uit eigenschap I volgt, dat deze negatief geladen deeltjes-met-massa t.g.v. hun onmiddellijk aan de kathodeplaat verkregen A.v.B. andere moleculen door energie-overdracht kunnen "aanslaan".

We kunnen hier nog aan toevoegen, dat kathodestralen INWERKEN OP EEN FOTOGRAFISCHE PLAAT: Door de botsing van een kathodestraaldeeltje tegen een $AgBr$ molecuul, wordt dit molecuul n.l. ontleed in een Ag-atoom en een Br-atoom.

Conclusie:



§ 4. Quantitatieve behandeling.

Punt 1) Inleiding.

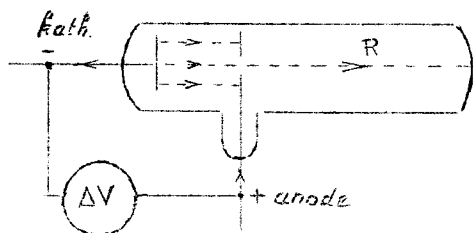
Een kathodestraal bestaat dus uit EEN STROOM van NEGATIEF geladen DEELTJES-MET-MASSA, die LOODRECHT van de kathodeplaat vertrekken, in de onmiddellijke nabijheid van de kathodeplaat (de kathodeval) een (zeer grote) snelheid krijgen, en zich dan verder met deze snelheid RECHTLIJNIG voortbewegen.

Zonder een veronderstelling te maken over de aard van deze deeltjes, stellen we ons nu een kathodestraal-deeltje voor als een negatief geladen deeltje met lading $-e$ Coulomb en massa m kg.

In deze paragraaf vragen we:

- 1^o) Naar een formule voor de snelheid van een kathodestraal-deeltje,
- 2^o) Naar een quantitatieve bepaling van de afwijking van de rechte baan die zo'n kathodestraaldeeltje ondergaat t.g.v. het doorlopen van een HOMOGEEN ELECTR. VELD.
- 3^o) Naar een quantitatieve bepaling van de baan die zo'n kathodestraaldeeltje beschrijft in een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD.
- 4^o) Naar de meetresultaten en wat deze ons zeggen over het wezen van de kathodestraaldeeltjes.

Opmerking:

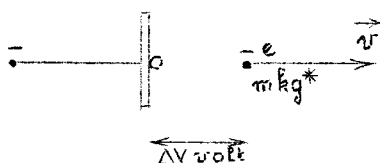


Bij deze behandeling veronderstellen we dat de kathodestraalbuis nevenstaand model heeft; de anode plaat bevindt zich TEGENOVER de kathodeplaat EN HEEFT EEN KLEINE CIRKELVORMIGE OPENING.

Dit heeft TWEE VOORDELEN:

- 1^o) de anodeplaat dient tegelijkertijd voor scherm-met-opening; in de ruimte R komt dus alleen maar een smalle bundel kathodestralen.
- 2^o) op een tussen de anode en kathode geschakelde voltmeter kunnen we het potentiaalverschil aflezen dat door de kathodestraaldeeltjes wordt doorlopen.

Punt 2) De afleiding van een formule voor de snelheid van een kathode-straaldeeltje.



Gegeven: Het potentiaalverschil tussen de anode en de kathode is ΔV volt.

Gevraagd: De snelheid van het kathode-straal-deeltje na het doorlopen van dit potentiaalverschil.

Berekening: In de ontladingsbuis doorloopt het negatief geladen deeltje dus een potentiaal-verschil van ΔV volt van laag potentiaal naar hoog potentiaal.

DAARBIJ VERRICHT HET ELECTRISCHE VELD OP HET NEGATIEF GELADEN DEELTJE DE POSITIEVE ARBEID:

$$W_{\text{electr.}} = + e \Delta V \text{ Joule} \quad (1)$$

Volgens de wet van Levende Kracht en Arbeid wint het negatief geladen deeltje daardoor A.v.B.:

$$W_{\text{electr.}} = \frac{1}{2}mv_{\text{einde}}^2 - \frac{1}{2}mv_{\text{begin}}^2 \text{ Joule} \quad (2)$$

Hierin is v_{einde} de constante snelheid waarmee het negatief geladen deeltje het veld tussen anode en kathode verlaat (deze noemen we kortweg v) en v_{begin} de snelheid waarmee het deeltje van de kathodeplaat loskomt.

Bij wijze van hypothese nemen we aan dat de snelheid waarmee het deeltje van de kathodeplaat loskomt TE VERWAARLOZEN KLEIN IS; we stellen dus $v_{\text{begin}} = 0$.

Uit ① en ② volgt dan:

$$e \Delta V = \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{Joule} \quad \textcircled{3}$$

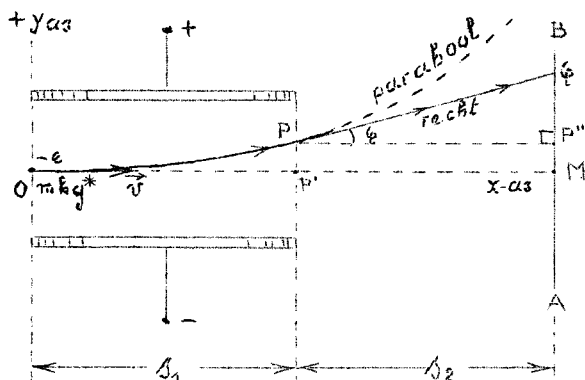
Uit deze vergelijking kunnen we v berekenen, als bekend zijn:

$\Delta V \rightarrow$ Dit kunnen we bepalen door de anode en de kathode te verbinden met de resp. polen van een voltmeter.

$\frac{e}{m} \rightarrow$ Het is niet nodig dat we weten hoe groot e en m afzonderlijk zijn: Het is genoeg als we weten hoe groot de verhouding $\frac{e}{m}$ is.
De dimensie van deze verhouding is $\frac{C}{kg^*}$; daarom noemt men dit quotiënt DE SOORTELIJKE LADING van een kathodestraal-deeltje.

Op dit moment is $\frac{e}{m}$ van een kathodestraal-deeltje voor ons nog een $\frac{e}{m}$ onbekende.

Punt 3) De afwijking van de rechte baan t.g.v. het doorlopen van EEN HOMOGEEN ELECTRISCH VELD.



In de ruimte R van de buis plaatsen we een condensator, zoals in de fig. blz. 3-9 is aangegeven: In neven staande fig. zijn alleen de condensator en het fluorescerend scherm (AB) getekend.

We beschouwen nu een kathodestraal-deeltje dat in O (zie fig.) met de langs de + X-as gerichte snelheid \vec{v} aankomt.

Is de condensator ongeladen, dan treft dit deeltje het fluorescerende scherm AB in het punt M; het scherm licht dan op in M.

Is de condensator geladen, dan wijkt de baan van het kathodestraal deeltje in de richting van de positieve plaat (in de figuur de bovenste plaat) van de rechte baan af; het scherm wordt dan in een punt Q (zie fig.) getroffen en licht dan in dat punt op. De afstand QM is meetbaar. Maar dit is ook het enige wat bij deze proef kan gemeten worden.

NB. Gevraagd: De grootte van MQ

Berekening: De baan OPQ van het kathodestraaldeeltje bestaat uit twee delen n.l.:

- 1^o) het baanstuk $O \rightarrow P$ in het homogeen elektrisch veld,
- 2^o) het RECHTE baanstuk PQ in de veldloze ruimte.

We stellen nu eerst de vergelijking op van het baanstuk OP en berekenen daaruit de afwijking PP' en $\angle \phi$; daarna bepalen we in $\triangle PP'Q$ de lengte van QP' .

We vinden dan $QM = QP' + PP'$.

a) De vergelijking van het baanstuk OP.

Het deeltje neemt in het elektrische veld deel aan twee bewegingen, n.l. een eenparige beweging in de + X richting (zie fig) een eenparig versnelde beweging in de + Y richting (zie fig.)

X-richting	Y-richting
	Is de veldsterkte $E \frac{N}{C}$, dan onder vindt het kathodestraal-deeltje (lading $-eC$, massa $m \text{ kg}^*$) een naar de + geladen plaat toe gerichte veldkracht
	$\left. \begin{array}{l} F = e E \quad \text{Newton} \\ F = m \cdot a_y \quad \text{Newton} \end{array} \right\} a_y = \frac{eE}{m} \text{ m/sec}^2$
	Dus:
$X_t = v \cdot t \text{ meter}$	$Y_t = \frac{1}{2} \cdot \frac{eE}{m} t^2 \text{ meter}$

Uit deze vergelijkingen elimineren we t

$$t = \frac{X_t}{v} \longrightarrow Y_t = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \left(\frac{X_t}{v}\right)^2$$

De analytische vergelijking van de baan die het kathodestraal-deeltje in het homogene condensatorveld beschrijft, luidt dus:

$$Y = \frac{eE}{2mv^2} \cdot X^2 \quad (4)$$

Dit is de vergelijking van een PARABOOL die in 0 raakt aan de X-as en waarvan de symmetrie-as evenwijdig loopt aan de Y-as en naar de + plaat toe gericht is.

b) Berekening van de afwijking PP'

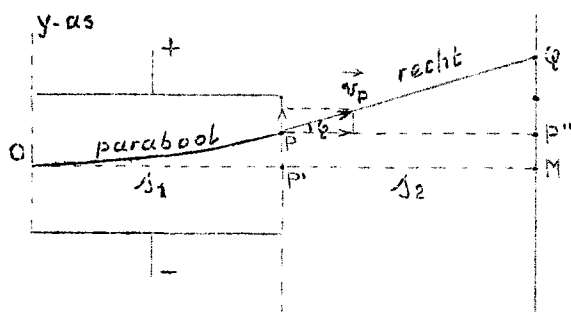
HET BAANSTUK $O \rightarrow P$ IS DUS EEN STUK VAN DEZE PARABOOL: PP' is de waarde die Y in vergelijking (4) heeft als $X = OP' = s_1$

Dus:

$$PP' = \frac{eE}{2mv^2} \cdot s_1^2 \quad (5)$$

c) Berekening van $\angle \phi$

Na het verlaten van het condensatorveld komt het kathodestraal-deeltje in een VELDLOZE RUIMTE. In deze ruimte werkt er dus GEEN kracht op het kathodestraal-deeltje, zodat de beweging van het deeltje in deze ruimte EENPARIG RECHTLIJNIG is: HET KATHODE STRAAL-DEELTJE KOMT DEZE VELDLOZE RUIMTE BINNEN MET DE SNELHEID \vec{v}_P , die in P raakt aan de parabool, EN GAAT DAN EENPARIG RECHT-LIJNIG VERDER IN DE RICHTING DIE DOOR VECTOR \vec{v}_P WORDT AANGEWI-ZEN.



X-as y-as

$$x_t = vt \quad y_t = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2$$

$$v_x = v \quad v_y = \frac{eE}{m} t \text{ m/s.}$$

$$t = \frac{s_1}{v}$$

$$v_y = \frac{eE}{m} \cdot s_1 \text{ m/sec.}$$

$$v_x = v \text{ m/sec.}$$

$$\text{tg } \phi = \frac{v_y}{v_x} = \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1$$

Dus:

$$\text{tg } \phi = \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1 \quad (6)$$

d) Berekening van QP'

$\Delta PP'Q$ is rechthoekig in P' . Dus $QP' = PP' \text{tg } \phi$

Stellen we $PP' = s_2$, dan volgt:

$$QP' = s_2 \cdot \text{tg } \phi$$

Uit (6) volgt: $\text{tg } \phi = \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1$

$$QP' = s_2 \cdot \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1 \text{ meter.}$$

Dus:

$$QP' = \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1 s_2 \text{ meter} \quad (7)$$

e) Berekening QM.

$$QM = QP' + P'M$$

Uit (7) volgt:

$$QP' = \frac{eE}{mv^2} \cdot s_1 s_2$$

$$P'M = PP'$$

Uit (5) volgt:

$$PP' = \frac{eE}{2mv^2} \cdot s_1^2$$

Dus:

$$QM = \frac{eE}{2mv^2} \cdot (s_1^2 + 2 s_1 s_2) \text{ meter} \quad (8)$$

Hierin is QM de resulterende afwijking van het kathodestraal-deeltje van de X-as (De X-as staat loodrecht op de kathodeplaat.

E de veldsterkte van het homogene elektrische veld van de in de buis geplaatste condensator E 1 X-as.

s₁ de WEG IN DE X-RICHTING Van het kathodestraal-deeltje in HET HOMOGENE CONDENSATORVELD.

s₂ de WEG IN DE X-RICHTING van het kathodestraal-deeltje IN DE VELDLOZE RUIMTE tussen de condensa-

N.B.

NB

tor en de fluorescerende wand van de buis evenwijdig aan de kathodeplaat.

e het aantal Coulomb van de lading van het kathodestraal-deeltje.

m de massa van het kathodestraaldeeltje in kg*.

v de snelheid waarmee het kathodestraaldeeltje het veld van de condensator BINNEN KOMT.

Opmerking. We hebben dus een formule gevonden voor de resulterende afwijking QM die een kathodestraaldeeltje krijgt t.g.v. het doorlopen van een homogeen condensatorveld.

Met nadruk wijzen we er op, dat QM RECHT EVENREDIG is met E. Van deze evenredigheid wordt gebruik gemaakt bij de (later te behandelen) KATHODESTRAALOSCILLOGRAAF.

Punt 4) Experimentele beschouwing over de formules (8) en (3)

Formule (8)

$$QM = \frac{eE}{2mv^2} (s_1^2 + 2s_1s_2) \text{ meter}$$

Bij een gegeven kathodestraalbuis-met-condensator zijn s₁ en s₂ vaste gegevens van het instrument.

E kan men berekenen uit het bij de proef GEKOZEN potentiaalverschil (V₊ - V₋) tussen de condensatorplaten en de vaste afstand d tussen deze platen:

$$E = \frac{V_+ - V_-}{d} \frac{N}{C}$$

Aldus kan men E iedere waarde geven die men wil.

QM moet men uitmeten op het fluorescentie-scherm; QM is dus bekend als meetresultaat.

De onbekenden in deze formule zijn dus e, m en v. Brengt men deze onbekende grootheden naar het linker lid en de bekende grootheden naar het rechter lid, dan gaat formule (8) over in:

$$\frac{e}{mv^2} = \frac{2QM}{E(s_1^2 + 2s_1s_2)} \quad (9)$$

Formule (3)

$$e \Delta V = \frac{1}{2} mv^2 \text{ Joule}$$

Hierin is ΔV het potentiaalverschil tussen de anode en de kathode.

Dit pot.verschil wordt bij een proef door de waarnemer gekozen; het is de waarnemer dus bekend.

De onbekenden in deze formule zijn dus e, m en v. Brengt men deze onbekende grootheden naar het linker lid en de bekende grootheid naar het rechter lid, dan gaat formule (3) over in:

$$\frac{e}{mv^2} = \frac{1}{2\Delta V} \quad (10)$$

Van deze vergelijkingen zijn de linker leden aan elkaar gelijk. Heeft men nu bij een proef met de gegeven kathodestraalbuis-met-condensator de grootte gemeten die QM heeft bij de gekozen waarden van E en ΔV , DAN KAN MEN DUS OP TWEE MANIEREN DE WAARDE BEREKENEN VAN HET QUOTIENT $\frac{e}{mv^2}$

RESULTAAT: Substitueert men in de formules (9) en (10) de bij elkaar behorende waarden van QM, E, ΔV , s₁ en s₂ dan leveren deze formules DEZELFDE WAARDE VOOR $\frac{e}{mv^2}$ OP.

Vraag: Wat volgt daaruit?

Antw.: Bij de afleiding van formule (3) werd BIJ WIJZE VAN HYPOTHESE aangenomen, dat de kathodestraal-deeltjes de kathodeplaat met een TE VERWAARLOZEN KLEINE SNELHEID verlaten. Formule (3) was dus niet helemaal ZEKER.

Welnu: Het feit, dat de formules (9) en (10) voor experimenteel bij elkaar behorende waarden van QM , E , ΔV , s_1 en s_2 dezelfde waarde voor $\frac{e}{mv^2}$ opleveren IS EEN EXPERIMENTEEL BEWIJS VOOR DE JUISTHEID VAN FORMULE (3)

CONCLUSIE: De proef over de afwijking van een kathodestraal-deeltje t.g.v. het doorlopen van een elektrisch veld, levert ons HET EXPERIMENTEEL BEWIJS VOOR DE JUISTHEID VAN FORMULE (3), DIE ZEGT:

$$e \cdot \Delta V = \frac{1}{2} mv^2 \text{ Joule.}$$

Opmerking: De proef over de afwijking van een kathodestraal-deeltje t.g.v. het doorlopen van een elektrisch veld verschafft ons dus geen dieper inzicht in het wezen van een kathodestraal-deeltje: ze bevestigt alleen de juistheid van formule (3)

Dat deze proef ons niets zegt over het wezen van het kathodestraal-deeltje, kunnen we als volgt demonstreren:

Stellen we de rechter-leden van de formules (9) en (10) aan elkaar gelijk, dan volgt:

$$QM = \frac{E}{4\Delta V} (s_1^2 + 2s_1s_2) \text{ meter.}$$

In deze formule komen de grootheden e , m en v helemaal niet voor! Dit wil zeggen, DAT QM ONAFHANKELIJK IS VAN DE LADING EN DE MASSA VAN HET KATHODESTRAALDEELTJE.

Ter oriëntatie: In de onderhavige § 4, stellen we een quantitatief onderzoek in naar de lading en de massa van een kathodestraal-deeltje. In punt 2) van deze paragraaf hebben we een formule afgeleid voor de snelheid van de eenparige beweging van een kathodestraal-deeltje langs zijn rechte baan. Deze formule luidt:

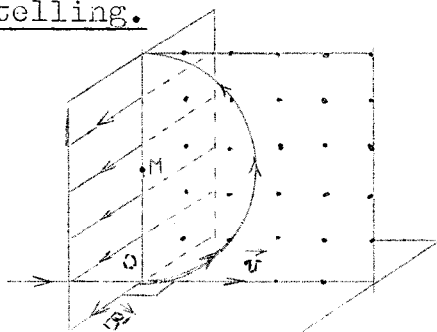
$$e \Delta V = \frac{1}{2} mv^2 \text{ Joule} \quad (3)$$

In punt 3) berekenden we de resulterende afwijking van het kathodestraal-deeltje van zijn rechte baan t.g.v. het doorlopen van een homogeen elektrisch veld. Deze berekening (WAARVAN ALLEEN DE "GEDACHTENGANG" OP HET EXAMEN GEKEND MOET WORDEN) levert een formule op waaruit blijkt, dat deze resulterende afwijking r.e.is met de sterkte van het condensatorveld. Deze formule levert ons echter GEEN nieuwe betrekking op tussen e en m ; ze bevestigt alleen de juistheid van formule (3).

We vervolgen nu het quantitatief onderzoek.

Punt 5) De baan van een kathodestraal-deeltje in een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD.

A) Stelling.



Gegeven: Een negatief geladen massa-deeltje, (lading $-e$ Coulomb, massa m kg^* .) vliegt in het punt O een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD binnen met een snelheidsvector \vec{v} DIE LOODRECHT STAAT OP DE VECTOR VAN DE MAGNETISCHE VELDSTERKTE \vec{B} .

Bewering:

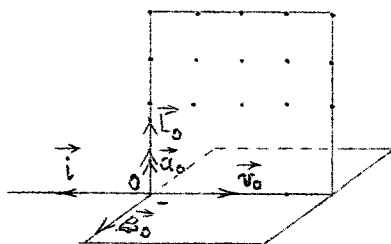
- Bewering: 1°) DE BAAN van het negatief geladen deeltje in het homogene magnetische veld IS EEN CIRKEL DIE in O raakt aan de snelheidsvector \vec{v} en GELEGEN IS IN HET VLAK DOOR O \perp B; het middelpunt M van deze cirkel ligt op de lijn die in O loodrecht staat op de vectoren \vec{v} en \vec{B} zò, dat de richting van O naar M samenvalt met de richting die door de $i \rightarrow B$ regel wordt aangegeven.
- 2°) DE STRAAL r van deze cirkel wordt gegeven door de formule:
- $$r = \frac{mv}{eB} \text{ meter.}$$
- 3°) Het deeltje doorloopt de omtrek van deze cirkel EENPARIG.

Bewijs:

ad 1°) DE VORM VAN DE BAAN.

- a) We bewijzen eerst, dat de baan in het vlak door O \perp \vec{B}_0 ligt.

Zodra het negatief geladen deeltje in O het magnetische veld binnenkomt BEGINT ER OP HET DEELTJE EEN LORENTZKRACHT \vec{L}_0 TE WERKEN.



DE GROOTTE van \vec{L}_0 : Een bewegend deeltje met lading e Coulomb en snelheid v m/sec. telt voor een STROOMELEMENT van e.v Amp m. De gegeven magnetische veldsterkte is B $\frac{N}{A.m}$. Dus:

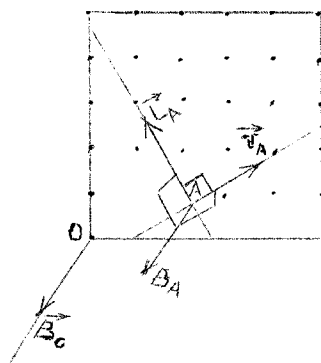
$$L_0 = e v B \text{ Newton.}$$

DE RICHTING van \vec{L}_0 . Een Lorentzkracht is altijd gericht volgens de i -B regel. Beweegt een NEGATIEF geladen deeltje in de richting van \vec{v} , dan telt dit voor een TECHNISCHE STROOM in de richting $-\vec{v}$, dus in de richting TEGENGESTELD aan die van vector \vec{v} . In de situatie van bovenstaande figuur ondervindt het negatief geladen deeltje dus een Lorentzkracht DIE IN HET PUNT O NORMAAL OP \vec{i} EN \vec{B}_0 NAAR BOVEN GERICHT IS. Dus \vec{L}_0 en \vec{v}_0 liggen in het vlak door O \perp \vec{B}_0 ; en $\vec{L}_0 \perp \vec{v}_0$.

Vraag: Welk gevolg heeft dit voor de baan die het deeltje gaat beschrijven?

Antw.: Ten gevolge van de werking van de Lorentzkracht \vec{L}_0 heeft het deeltje in O een VERSNELLING \vec{a}_0 waarvan de richting samenvalt met de richting van \vec{L}_0 , m.a.w. in O heeft het deeltje een VERSNELLING \vec{a}_0 die \perp \vec{v}_0 en met \vec{v}_0 in het vlak door O \perp \vec{B}_0 ligt.

Hieruit volgt: 1°) De SNELHEIDSVECTOR van het deeltje moet dus VAN RICHTING gaan veranderen, d.w.z. het deeltje moet vanaf O gaan afwijken van zijn oorspronkelijke baan.



- 2°) Omdat \vec{a}_0 en \vec{v}_0 in het vlak door O \perp \vec{B}_0 liggen, moeten het "op O volgende baanpunt" en ook de snelheidsvector in dat baanpunt in DITZELFDE VLAK DOOR O \perp \vec{B}_0 liggen.

Stel dat A het "op O volgende" baanpunt is. De snelheidsvector \vec{v}_A ligt dus in het vlak door O \perp \vec{B}_0 . DAAR HET MAGNETISCHE VELD HOMOGEEN IS, staat vector \vec{B}_A loodrecht op het vlak door O \perp \vec{B}_0 .

Overeenkomstig de $i - B$ regel moet de Lorentzkracht \vec{L}_A dus ook in ditzelfde vlak door $O \perp \vec{B}_0$ liggen en tevens $\perp \vec{v}_A$. De snelheidsvector moet dus weer van richting gaan veranderen. Het "op A volgende baanpunt" en ook de snelheidsvector in dat baanpunt moeten echter weer in datzelfde vlak door $O \perp \vec{B}_0$ liggen. enz.

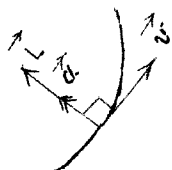
Conclusie: Het negatief geladen massadeeltje beschrijft in het gegeven homogene magnetische veld een KROMME BAAN, die in O raakt aan de vector \vec{v}_0 en GELEGEN IS IN HET VLAKE DOOR $O \perp \vec{B}_0$. Tijdens het beschrijven van deze baan ondervindt het deeltje op ieder ogenblik een Lorentzkracht DIE IN DIT VLAKE LIGT EN LOODRECHT STAAT OP DE MOMENTELE SNELHEIDSVECTOR van het deeltje.

b) We moeten nu nog bewijzen dat de baan EEN CIRKEL is.

In ieder baanpunt werkt op het deeltje een Lorentzkracht die gelegen is in het vlak door $O \perp \vec{B}$.

\vec{L} in een baanpunt	}	<u>grootte:</u> $L = e \cdot v \cdot B$ Newton.
		<u>richting:</u> $\vec{L} \perp \vec{v}$ in het beschouwde baanpunt.

Daar in ieder punt van de baan op het deeltje een Lorentzkracht werkt DIE LOODRECHT STAAT OP DE SNELHEIDSVECTOR IN DAT BAANPUNT, dus GEEN component heeft IN DE RICHTING van deze snelheidsvector, HEEFT HET DEELTJE OP IEDER OGENBLIK ALLEEN MAAR EEN N O R - M A L E VERSNELLING.



DE SNELHEIDSVECTOR VAN HET DEELTJE KAN DUS ALLEEN VERANDEREN
VAN RICHTING
MAAR NIET
VAN GROOTTE.

Conclusie I. Tijdens de beweging van het deeltje in het vlak door $O \perp \vec{B}$ blijft DE GROOTTE VAN ZIJN SNELHEID C O N S T A N T.

Dus: $v = \text{CONSTANT.}$

Vraag: Wat volgt hieruit over de grootte van de Lorentzkracht?

Antw.: $L = e \cdot v \cdot B$ Newton.

e is constant
 v is constant
 B is constant

Dus L is constant

Conclusie II. Tijdens de beweging van het deeltje in het vlak door $O \perp \vec{B}$ blijft DE GROOTTE van de op het deeltje werkende LORENTZ KRACHT CONSTANT.

Dus:

$L = \text{Constant.}$

Vraag: Wat volgt hieruit over DE VORM van de baan?

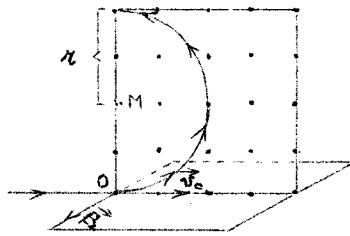
Antw.: Omdat in ieder baanpunt $\vec{L} \perp \vec{v}$, geeft de Lorentzkracht aan het deeltje alleen maar een NORMALE versnelling. Volgens de formule van de normale versnelling is dus

$$L = \frac{mv^2}{r_t}$$

Hierin is r_t de straal van de cirkel die op het tijdstip t "het best past" bij de kromming van de baan op dat tijdstip.

Maar: L is constant
 v is constant
 m is constant } dus r_t is constant = r
 Dit kan alleen als de baan zelf een cirkel is.

Conclusie III.



DE BAAN van het negatief geladen massadeeltje in het homogene magnetische veld, ($\vec{v}_0 \perp \vec{B}$) is EEN CIRKEL die in O raakt aan de snelheidsvector \vec{v}_0 en gelegen is in het vlak door $O \perp \vec{B}$.
 Het deeltje doorloopt deze cirkelbaan EENPARIG.

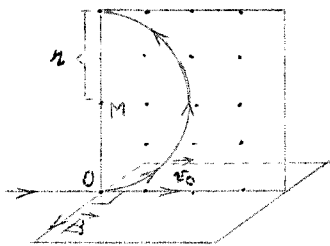
ad 2^o) De GROOTTE van de straal van deze cirkel.

NB

$$\left. \begin{array}{l} L = e \cdot v \cdot B \text{ Newton} \\ L = \frac{mv^2}{r} \text{ Newton} \end{array} \right\} \text{ Dus } \left\{ \begin{array}{l} e \cdot v \cdot B = \frac{mv^2}{r} \\ r = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} \text{ meter} \end{array} \right. \quad (11)$$

ad 3^o) In de conclusies I en III werd reeds gezegd, dat het geladen deeltje de cirkelbaan EENPARIG doorloopt.

EINDCONCLUSIE.



Komt een negatief geladen massadeeltje met lading $-e$ Coulomb en massa $m \text{ kg}^*$ in een punt O een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD binnen met een snelheidsvector \vec{v} die LOODRECHT STAAT OP DE VECTOR VAN DE MAGNETISCHE VELDSTERKTE \vec{B} , dan gaat het geladen deeltje in dit veld een CIRKELBAAN beschrijven die in O raakt aan de vector \vec{v}_0 en GELEGEN IS IN HET VLAK DOOR $O \perp \vec{B}$.

Het middelpunt M van deze cirkel ligt op de HALFLIJN die in O LOODRECHT staat op de vectoren \vec{v}_0 en \vec{B} en loopt in de richting die door de $i - B$ regel wordt aangewezen.

De straal r van deze cirkel wordt gegeven door de formule

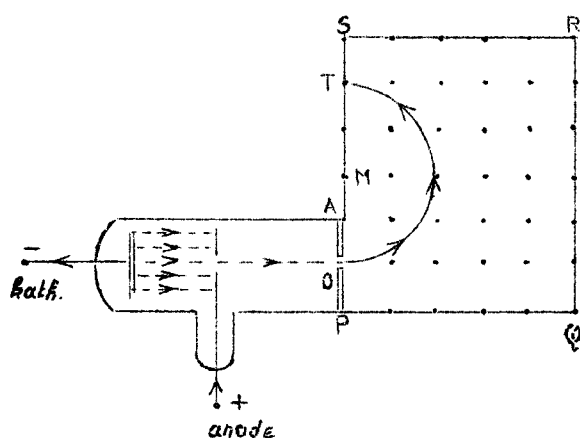
$$r = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} \text{ meter.} \quad (11)$$

Het massadeeltje doorloopt deze cirkelbaan EENPARIG.

Opmerkingen. α) Met nadruk wijzen we er op dat deze stelling alleen geldig is als het magnetische veld HOMOGEEN is en het geladen deeltje dit veld binnenkomt IN EEN RICHTING DIE LOODRECHT STAAT OP \vec{B} .

β) Deze stelling geldt natuurlijk ook voor een POSITIEF geladen massadeeltje: Waar de baan van een NEGATIEF geladen deeltje een NAAR BOVEN lopende cirkel is, zou de baan van een POSITIEF geladen deeltje dan een NAAR BENEDEN lopende cirkel zijn.

B) EXPERIMENTELE BEVESTIGING van deze cirkelbaan voor KATHODE-
STRAAL-DEELTJES; experimentele bepaling van r .



Nevenstaande figuur geeft een schematisch beeld van de kathodestraalbuis ter bepaling van de baan van een kathodestraaldeeltje in een homogeen magnetisch veld; een smalle bundel kathodestrallen komt bij O in de ruimte PQRS waarin men, door deze ruimte in de holte van een stroomgeleidende solenoïde te plaatsen, EEN HOMOGEEN MAGNETISCH VELD heeft opgewekt.

De magnetische veldsterkte vector \vec{B} van dit veld staat loodrecht op het vlak van tekening NAAR DE LEZER TOE gericht.

→ WAARNEMINGEN. Plaatst men in het vlak PQRS een "fluorescerend" scherm, zodat de kathodestraal in het homogeen magnetisch veld LANGS DIT SCHERM STRIJKT, dan ziet men:

- 1^o) dat de smalle bundel kathodestrallen in het homogeen magnetisch veld EEN SMALLE BUNDEL BLIJFT, en
- 2^o) dat deze smalle bundel in het homogeen magnetisch veld de vorm heeft van EEN CIRKEL die gelegen is in het vlak door $O \perp \vec{B}$ (dus in het vlak van tekening) en in O raakt aan de in het vlak van tekening gelegen horizontale lijn door O. Het trefpunt T van de kathodestraaldeeltjes met de glaswand ligt dus verticaal boven O; OT is dus de middellijn van de cirkel.

|| De kathodestraaldeeltjes die in O het gegeven homogeen magnetisch veld binnenkomen BESCHRIJVEN IN DAT VELD DUS ALLEMAAL DEZELFDE CIRKELBAAN EN TREFFEN DE GLASWAND PS DUS ALLEMAAL IN HETZELFDE PUNT T.

→ BEPALING VAN DE STRAAL r .

Omdat de glaswand in het trefpunt T oplicht, kan de afstand AT gemakkelijk gemeten worden (ook als er geen fluorescerend scherm is). De afstand OA is een gegeven van de buis.

$$\left. \begin{array}{l} OT = OA + AT \\ OT = 2r \end{array} \right\} r = \frac{OA + AT}{2} \text{ meter.}$$

→ CONTROLE VAN FORMULE (11) : $r = \frac{mv}{eB}$ meter.

Door de stroomsterkte in de stroomgeleidende solenoïde te regelen, kan men B iedere waarde geven die men wil. Welnu: maakt men het magnetisch veld n x zo sterk, dan blijkt uit de proef dat de straal van de cirkel met $\frac{1}{n}$ vermenigv. wordt: r is dus inderdaad o.e. met B .

C) NADERE BESCHOUWING.

Bij deze proef, waarbij er voor gezorgd is dat $\vec{v} \perp \vec{B}$, beschrijven de kathodestraal-deeltjes in het homogene magnetische veld dus een cirkel waarvan de straal r gegeven wordt door de formule:

$$r = \frac{mv}{eB} \text{ meter} \quad (11)$$

De snelheid v waarmee deze deeltjes het magnetische veld binnenkomen wordt gegeven door de formule:

$$e \Delta V = \frac{1}{2} mv^2 \text{ Joule} \quad (3),$$

waarin ΔV het potentiaalverschil is tussen de anode en kathode van de ontladingsbuis.

α) Uit deze vergelijkingen kunnen we v elimineren.

$$r^2 = \frac{m^2 v^2}{e^2 B^2} = \frac{2m(\frac{1}{2}mv^2)}{e^2 B^2} = \frac{2m(e \Delta V)}{e^2 B^2} = \frac{2m \Delta V}{eB^2}$$

Dus:
$$r^2 = \frac{2m \Delta V}{eB^2}$$

r wordt bij de proef gemeten.

ΔV wordt afgelezen op de voltmeter tussen de anode en kathode.

B kan berekend worden uit de formule voor de magnetische veldsterkte in de holte van een solenoïde.

e en m zijn dus de enige onbekenden.

Brengen we de onbekende grootheden naar het linker lid en de bekende grootheden naar het rechter lid, dan volgt:

$$\boxed{\frac{e}{m} = \frac{2 \Delta V}{r^2 B^2} \quad \frac{C}{\text{kg}^*}} \quad (12)$$

Het linker lid van deze vergelijking stelt DE SOORTELIJKE LADING voor van de kathodestraaldeeltjes: Deze proef stelt ons dus in staat om de soortelijke lading van de kathodestraal-deeltjes te berekenen.

β) Uit de vergelijkingen (11) en (3) kunnen we ook $\frac{e}{m}$ elimineren.

$$\left. \begin{array}{l} \text{Uit (11)} \longrightarrow \frac{e}{m} = \frac{v}{rB} \\ \text{Uit (3)} \longrightarrow \frac{e}{m} = \frac{v^2}{2\Delta V} \end{array} \right\} \frac{v^2}{2\Delta V} = \frac{v}{rB} \longrightarrow \frac{v}{2\Delta V} = \frac{1}{r \cdot B}$$

Dus:

$$\boxed{v = \frac{2\Delta V}{rB} \text{ m/sec.}} \quad (13)$$

De grootheden van het rechter lid zijn allen bekend: Deze proef stelt ons dus ook in staat om de snelheid te berekenen waarmee de kathodestraal-deeltjes het (homogeen) magnetisch veld binnenkomen.

CONCLUSIE:

CONCLUSIE:

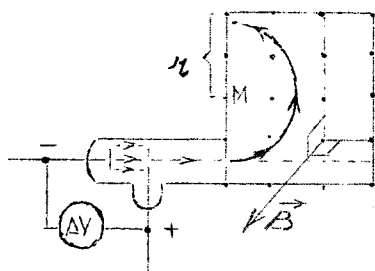
Door te METEN hoe groot r is bij gegeven waarden van ΔV en B , zijn we in staat:

- 1°) $\frac{e}{m}$ van de kathodestraaldeeltjes te bepalen.

$$\frac{e}{m} = \frac{2\Delta V}{r^2 B^2} \frac{C}{\text{kg}^*} \quad (12)$$

- 2°) De snelheid v te berekenen waarmee de kathodestraal-deeltjes het magnetische veld binnenkomen.

$$v = \frac{2\Delta V}{rB} \quad (13)$$



Opmerking: α) We zijn dus nu in staat om de soortelijke lading $\frac{e}{m}$ en de snelheid van de kathodestraal-deeltjes te bepalen. Het zou ons liever zijn, als we e en m afzonderlijk konden bepalen, maar dat is niet mogelijk. De natuurkunde is er niet in geslaagd een formule te vinden waarin e of m van de kathodestraal deeltjes ALLEEN voorkomt.

- β) We hebben reeds vermeld, dat de kathodestraal bij de afbuiging in het homogeen magnetisch veld NIET BREDER wordt. Bij dezelfde ΔV en B heeft r voor ieder kathodestraal-deeltje dus dezelfde waarde. Volgens formule (12) wil dit zeggen, DAT ALLE KATHODESTRAALDEELTJES DEZELFDE SOORTELIJKE LADING HEBBEN.

Punt 6) MEETRESULTATEN.

- a) De snelheid van de kathodestraaldeeltjes.

Als $\Delta V = 1000$ volt, vindt men voor v de snelheid van ongeveer $0,19 \cdot 10^8$ m/sec.

De grootste snelheid die volgens de relativiteitstheorie in de natuur KAN voorkomen is de snelheid van het licht. Deze bedraagt $3 \cdot 10^8$ m/sec.

Bij $\Delta V = 1000$ volt is de snelheid van de kathodestraal-deeltjes dus ongeveer 6,3 % van de lichtsnelheid.

Is $\Delta V = 10000$ volt, (men moet dan vacuum-buizen met gloei-kathode nemen, zie later), dan hebben de kathodestraal-deeltjes de snelheid $0,59 \cdot 10^8$ m/sec., d.i. ongeveer 20% van de lichtsnelheid.

Conclusie: De snelheid van de kathodestraal-deeltjes is afhankelijk van het potentiaalverschil ΔV tussen de anode en kathode: Heeft ΔV een waarde tussen 1000 en 10000 volt, dan ligt de snelheid van de kathodestraal-deeltjes tussen 6,3 en 20% van de lichtsnelheid.

DE SNELHEID VAN DE KATHODESTRALEN IS DUS ZEER GROOT.

- b) De soortelijke lading van de kathodestraaldeeltjes.

Afgerond op drie decimalen vindt men voor de soortelijke lading:

$$\frac{e}{m} = - 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*} \quad (14)$$

Deze waarde is onafhankelijk van het materiaal van de kathodeplaat en onafhankelijk van de soort van het verdunde gas dat zich nog in de ontladingsbuis moet bevinden.

Punt 7) Het WEZEN van de kathodestralen.

De kathodestraal-deeltjes zijn dus NEGATIEF GELADEN DEELTJES-MET-MASSA, die met een te verwaarlozen kleine snelheid VANAF de kathodeplaat vertrekken en ONAFHANKELIJK VAN DE SOORT VAN HET METAAL VAN DE KATHODEPLAAT EN DE SOORT VAN HET VERDUNDE GAS DAT ZICH NOG IN DE BUIS BEVINDT de soortelijke lading hebben van

$$\frac{e}{m} = - 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*} \quad (14)$$

- a) Kan een kathodestraal-deeltje een GEWOON MATERIE DEELTJE-met-negatieve lading zijn?

Antwoord. Was een kathodestraal-deeltje een gewoon MATERIE deeltje, dan was zijn MASSA gelijk aan- of een veelvoud van de massa van het kleinste materiedeeltje dat in de natuur voorkomt, d.i. de KERN van een H-atom, dus een PROTON (= H-ion)

We gaan eens uitrekenen hoe groot de lading van zo'n kathodestraal-deeltje dan zou moeten zijn.

Daartoe vergelijken we $\frac{e}{m}$ van een kathodestraal-deeltje met $\frac{e}{m}$ van een PROTON.

De $\frac{e}{m}$ soortelijke lading $\frac{e}{m}$ van een proton kan bepaald worden met behulp van een MASSASPECTOGRAAF (zie later) Men vindt:

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{kath.straal}} = - 1836 \left(\frac{e}{m}\right)_{\text{proton. deeltje}}$$

nauwkeuriger 1836,13(4)

(15)

In geval een kathodestraaldeeltje nu een MATERIEDEELTJE is, moet zijn MASSA òf GELIJK ZIJN AAN- òf EEN VEELVOUD ZIJN VAN de massa van een proton en moet, volgens vergelijking (15), zijn lading òf GELIJK ZIJN AAN- òf EEN-ZELFDE VEELVOUD ZIJN VAN:

1836

ELEMENTAIRE HOEVEELHEDEN NEGATIEVE LADING.

Welnu, indien er in de natuur werkelijk materiedeeltjes met zo'n grote lading voorkwamen, moesten deze ook bij andere electriciteitstransporten m.n. de electrolyse voor de dag komen:

$\frac{e}{m}$ van de kathodestraal-deeltjes blijkt echter 1000 à 100000 keer zo groot te zijn als $\frac{e}{m}$ van de electriciteitsdragers die bij de electrolyse gevonden zijn (Kronig) Deeltjes met zo'n grote lading zijn NOOIT AANGETOOND. Volgens de theoretische natuurkunde is het hoogst ONWAAR SCHIJNLIJK dat er überhaupt materiedeeltjes met zo'n grote lading KUNNEN bestaan. Het zou dan b.v. ook mogelijk moeten zijn, dat EEN NEUTRON 1836 elementaire hoeveelheden negatieve lading aan zich kon binden, en dit is beslist onmogelijk.

Conclusie. De veronderstelling dat kathodestraaldeeltjes MATERIEDEELTJES zijn, leidt tot conclusies die zò ONWAARSCHIJNLIJK zijn, dat men deze veronderstelling moet VERWERPEN.

- b) Kathodestraaldeeltjes moeten dus MATERIELOZE NEGATIEVE LADINGS-PORTIES ZIJN.

Vraag: Bestaan er in de natuur negatieve ladingsporties die MATERIELOOS zijn en zich gedragen als ZELFSTANDIGE DEELTJES?

Antw.:

Antw.: Volgens de proef van Millikan heeft elektrische lading een ATOMISTISCHE NATUUR; iedere hoeveelheid negatieve lading is een GEHEEL veelvoud van de elementaire hoeveelheid negatieve lading die $-1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb bedraagt. Deze elementaire hoeveelheid negatieve lading is dus a.h.w. HET ATOOM VAN DE NEGATIEVE LADING, dat men de naam ELECTRON gegeven heeft. In de theorie van de electriciteits-verschijnselen die wij behandeld hebben (b.v. in de theorie van de Lorentzkracht en de inductieverschijnselen) treden deze electronen op ALS ZELFSTANDIGE DEELTJES MET NEGATIEVE LADING.

Deze theorie werd op een dermate evidente wijze door de ervaring bevestigd, dat men er niet meer aan kan twijfelen dat de electronen in de werkelijkheid BESTAAN en in de werkelijkheid ook ZELFSTANDIGE negatief geladen deeltjes zijn.

Bij wijze van hypothese hebben we steeds AANGENOMEN dat de electronen bestaan uit zuivere, MATERIELOZE negatieve electriciteit. Ook hebben we (o.a. bij de electromagnetische trillingen) eveneens bij wijze van hypothese AANGENOMEN dat de electronen MASSA hebben.

We twijfelen dus niet aan HET BESTAAN van de electronen als ZELFSTANDIGE DEELTJES met negatieve lading, maar moeten er echter wel bijzeggen dat ons begrip ELECTRON "zwaar belast is" met hypothesen.

Conclusie. De electronen zijn ZELFSTANDIGE NEGATIEF GELADEN DEELTJES waarvan we bij wijze van hypothese aannemen dat ze MASSA hebben en MATERIELOOS zijn.

Vraag: Is het mogelijk dat een kathodestraaldeeltje een SAMENSTEL is van ENIGE ELECTRONEN?

Antw.: Electronen STOTEN ELKAAR AF. Het is dus NIET mogelijk dat enige electronen zich verenigen tot een nieuw deeltje. Het is dus ook niet mogelijk dat een kathodestraal-deeltje bestaat uit een "groepje" electronen.

Vraag: Is het mogelijk dat een kathodestraal-deeltje EEN ELECTRON is?

Antw.: Er is in de natuurkunde geen feit bekend dat deze mogelijkheid uitsluit of twijfelachtig maakt. Integendeel! Alles wijst er op DAT MEN DE KATHODESTRAAL-DEELTJES MET ELECTRONEN MOET IDENTIFICEREN: Alleen door deze identificatie wordt het BEGRIJPBARE dat $\frac{e}{m}$ van de kathodestraal-deeltjes VOLSTREKT ONAFHANKELIJK IS VAN DE SOORT VAN HET METAAL VAN DE KATHODEPLAAT EN DE SOORT VAN HET GAS IN DE ONTLADINGS-BUIS. Electronen komen immers in ALLE atomen van ALLE stoffen voor, maar zijn zelf onafhankelijk van de soort van de stoffen.

Bovendien zullen we in deel III van dit hoofdstuk zien, dat deze identificatie het ons mogelijk maakt om een volkomen inzichtelijke verklaring te geven van het ONTSTAAN van kathodestrallen. Zonder deze identificatie zouden we dan onze toevlucht moeten nemen tot ONWAARSCHIJNLIJKE theorieën die op geen enkele wijze te rijmen zijn met de NORMALE, GECONTROLEERDE gedragingen van de natuur.

Conclusie: DE INZICHTELIJKHEID VAN DE NATUURKUNDE VERLANGT DAT MEN DE KATHODESTRAAL-DEELTJES IDENTIFICEERT MET ELECTRONEN.

Opmerkingen.

Opmerkingen.

α) De DWANG DER INZICHTELIJKHEID is MÊÉR dan een hypothese! Als de wiskunde op grond van een bewijs "uit het ongerijmde" tot een conclusie komt, beschouwt ze die conclusie immers ook niet als een hypothese.

β) Nadat men aldus de kathodestraal-deeltjes met electronen geïdentificeerd heeft, vervangt men in de natuurkunde de term kathodestralen door

ELECTRONEN STRALEN.

Dit deden we reeds in de titel van dit hoofdstuk.

Vraag: Een kathodestraaldeeltje is dus IDENTIEK met een electron. Maar dan moet omgekeerd ook alles wat we over de kathodestraal-deeltjes gevonden hebben van toepassing zijn op electronen.

WAT ZIJN WE NU DUS TE WETEN GEKOMEN OVER DE ELECTRONEN?

Antw.: 1°) dat ze inderdaad MATERIELOOS zijn.

2°) dat ze inderdaad MASSA hebben, en

3°) dat hun SOORTELIJKE LADING gelijk is aan

$$\frac{e}{m} = - 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*}$$

Het quantitatief onderzoek van de kathodestraaldeeltjes is dus uitgelopen op een quantitative bepaling van het electron.

EINDCONCLUSIE: I KATHODESTRAAL-DEELTJES ZIJN ELECTRONEN.

II ELECTRONEN ZIJN ZELFSTANDIGE DEELTJES;

1°) ze bestaan uit de elementaire hoeveelheid negatieve electriciteit van $- 1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb.

2°) ze zijn MATERIELOOS,

3°) ze hebben MASSA,

4°) ze hebben een soortelijke lading van

$$\frac{e}{m} = - 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*}$$

Punt 8) De MASSA van EEN ELECTRON.

Uit het bovenstaande volgt:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{e}{m}\right)_{\text{electron}} &= - 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*} \\ e_{\text{electron}} &= - 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb} \end{aligned} \right\} \frac{-1,6 \cdot 10^{-19}}{m_{\text{electron}}} = - 1,76 \cdot 10^{11}$$

Dus:

$$m_{\text{electron}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{1,76 \cdot 10^{11}} = \frac{1}{1,1} \cdot 10^{-30} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}^*$$

Dus:

$$m_{\text{electron}} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}^*$$

Hiermee hebben we een hoogtepunt in onze natuurkunde bereikt:

WE HEBBEN DE MASSA VAN EEN ELECTRON BEPAALD.

De proef van punt 5B kan dus beschouwd worden als "de proef ter bepaling van de massa van een electron".

Opmerkingen.

α) Omdat wij in de mechanica de MASSA gedefiniëerd hebben als "een maatstaf voor de binding van het ding met de aether", levert het voor ons geen moeilijkheid op dat iets MASSA kan hebben ZONDER MATERIE te zijn!

β) Formule (15) maakt het ons gemakkelijk om de massa van een electron te vergelijken met de massa van een proton (= H-ion)

$$\frac{-1,6 \cdot 10^{-19}}{m_{\text{electr.}}} = -1836 \cdot \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{m_{\text{proton}}}$$

Dus:

$$m_{\text{electr.}} = \frac{1}{1836} m_{\text{proton}}$$

De massa van een electron is dus veel kleiner dan de massa van een H-ion!

γ) In punt 6 b) zeiden we: "afgerond op drie decimalen" vinden we $\left(\frac{e}{m}\right)_{\text{electr.}} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*}$

De metingen zijn echter met een zo grote precisie uitgevoerd, dat men van meer dan drie decimalen "ZEKER IS". De volgende decimalen blijken echter afhankelijk te zijn van DE SNELHEID van de electronen. Daar de lading van een electron niet van de snelheid kan afhangen moet men dus besluiten, dat DE MASSA van een electron (zwak) afhankelijk is van zijn snelheid. Na veel cijferen heeft men gevonden dat:

$$m_{\text{electr.}} = \frac{m_{\text{electr.}}^{\text{rust}}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \text{ kg}^*$$

Hierin is c de snelheid van het licht ($3 \cdot 10^8$ m/sec.) Deze empirisch gevonden betrekking tussen massa en snelheid wordt exact bewezen in de RELATIVITEITSTHEORIE. De "rustmassa" van een electron bedraagt

$$m_{\text{electr.}}^{\text{rust}} = 9,1085(6) \cdot 10^{-31} \text{ kg}^* \quad (\text{Kronig})$$

Wij laten deze kwestie verder geheel buiten beschouwing en doen alsof de massa niet verandert met de snelheid.

Punt 9) Het electron.

De studie van de kathodestralen heeft ons dus het grote winstpunt opgeleverd, dat we te weten gekomen zijn hoe groot de massa van een electron is.

Van een electron weten we dus:

1°) dat het de elementaire hoeveelheid NEGATIEVE lading ($-1,6 \cdot 10^{-19}$ C) is,

2°) dat het MATERIELOOS is, en

3°) dat het een MASSA heeft die gelijk is aan $\frac{1}{1836}$ van de massa van een PROTON.

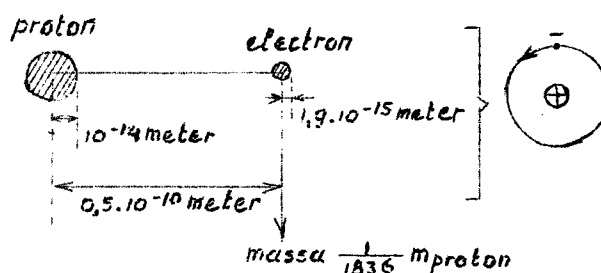
We tekenen hierbij nog het volgende aan.

a) Alles wat MASSA heeft, is in het zwaartekrachtsveld van de aarde onderworpen aan een GRAVITATIE KRACHT en heeft dus GEWICHT. Een ELECTRON heeft dus niet alleen MASSA maar OOK GEWICHT. Het gewicht van een electron is $m_{\text{electr.}} \times g_{\text{T.P.}}$ Newton.

Deze zwaartekracht is echter te verwaarlozen klein t.o.v. de elektrische krachten die op een electron werken.

b)

- b) Over de vorm van een electron weet men niets met zekerheid. In de "klassieke natuurkunde" werd bij wijze van hypothese aangenomen dat een electron BOLVORMIG is. De straal van deze bol heeft men kunnen berekenen. De z.g. "klassieke straal" van een electron is $r_0 = 1,9 \cdot 10^{-15} \text{ m}$. Volgens de klassieke theorie ziet een H-atoom in de grondtoestand er aldus uit:

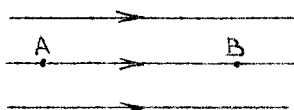


Definitie van het electron.

Een electron is een MATERIELOOS CORPUSCULAIR ZIJNDE, dat BESTAAT UIT DE ELEMENTAIRE HOEVEELHEID NEGATIEVE ELECTRICITEIT VAN $-1,6 \cdot 10^{-19}$ COULOMB en een MASSA heeft die gelijk is aan $\frac{1}{1836}$ van de massa van een PROTON.

Punt 10) Het begrip ELECTRONVOLT.

Opgave.



Gegeven: Tussen de punten A en B van een homogeen elektrisch veld bestaat een potentiaalverschil van één volt:
 $V_A - V_B = 1 \text{ Volt}$.

In B wordt een electron losgelaten. Het electron ondervindt een naar A toe gerichte veldkracht en zal dus o.i.v. deze kracht van B naar A bewegen. Bij deze beweging verricht de veldkracht POSITIEVE arbeid OP het electron. DEZE ARBEID WORDT volgens de wet van Levende Kracht en Arbeid OMGEZET IN A.v.B. VAN HET ELECTRON.

Gevraagd: Hoe groot is deze winst aan A.v.B.? $1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule
Antwoord: $W_{\text{electrisch}} = + e \cdot 1 \text{ Joule} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$

Conclusie: Doorloopt een electron een potentiaalverschil van ÉÉN VOLT van laag potentiaal naar hoog potentiaal, dan WINT het electron een A.v.B. van $1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule.

Gevraagd: Hoe groot is de winst aan A.v.B. als het electron een potentiaalverschil van ΔV VOLT doorloopt van laag potentiaal naar hoog potentiaal?

Antwoord: $W_{\text{electrisch}} = + e \cdot \Delta V \text{ Joule}$
 $= 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \Delta V \text{ Joule}$
 $= \Delta V \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule})$

Conclusie: Doorloopt een electron een potentiaalverschil van ΔV VOLT van laag naar hoog potentiaal, dan WINT het electron een A.v.B. van $\Delta V \times (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule})$

Zovaak het doorlopen potentiaalverschil dus ÉÉN VOLT is, ZOVAAK is de WINST aan A.v.B. dus gelijk aan $1,6 \cdot 10^{-19}$ Joule.

Bijvoorbeeld:

Bijvoorbeeld: $\Delta V = 1000$ volt \rightarrow winst aan A.v.B. = $1000 \times (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J})$
 $\Delta V = 500$ volt \rightarrow winst aan A.v.B. = $500 \times (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J})$

De WINST aan A.v.B. is dus altijd gelijk aan HET PRODUCT van
 HET AANTAL DOORLOPEN VOLT en $(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule})$

De factor $(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule})$ fungeert dus ALS EEN EENHEID van
 HOEVEELHEID ENERGIE.

Welnu: Deze eenheid van hoeveelheid energie noemt men EEN ELEC-
 TRON-VOLT.

Definitie: EEN ELECTRONVOLT is de HOEVEELHEID ENERGIE
 uitgedrukt in Joule die een ELECTRON wint
 bij het doorlopen van een potentiaal-ver-
 schil van EEN VOLT.

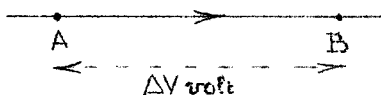
Notatie: EEN ELECTRONVOLT wordt afgekort geschreven als 1 e.V.

CONCLUSIE: Doorloopt een ELECTRON een potentiaalverschil
 van ΔV VOLT van laag pot. naar hoog pot., dan
 WINT het electron een A.v.B. van
 ΔV e.V.

waarbij

$$1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Joule}$$

Opgave.



Gegeven: Een ION met lading (+ of -)
 q Coulomb wordt door de veld-
 kracht van een electricch veld gedwon-
 gen een potentiaalverschil van ΔV volt
 te doorlopen. (Is het ion +, dan gaat
 het dus van hoog naar laag potentiaal;

is het ion - dan van laag naar hoog).

Gevraagd: Hoeveel eV wint het ion bij deze beweging?

Oplossing:

De WINST aan A.v.B. = $\left(\begin{array}{l} \text{de lading v.h. ion} \\ \text{uitgedrukt in e.V.} \\ \text{electronlading} \end{array} \right) \times \Delta V \text{ e.V.}$

Dus:

$$\text{De winst aan A.v.B. uitgedrukt in e.V.} = \frac{q}{1,6 \cdot 10^{-19}} \times \Delta V \text{ e.V.}$$

N.B. Opmerking: 1 M.e.V. = 1 mega-electron-volt = 10^6 e.V.

Ter orientatie.

Het onderhavige hoofdstuk VII draagt de titel: ELECTRONENSTRALEN
 en IONENSTRALEN.

In deel I hebben we gehandeld over de electriciteits-geleiding
 in gassen:

A) bij HOGE druk,

B) bij LAGE druk; ontladingsverschijnselen in VERDUNDE
 gassen opgesloten in een z.g. ontladingsbuis met
 koude kathode.

Bij een gasdruk van enige honderste mm. kwik treden
 er IN de buis geen lichtverschijnselen meer op, maar
 fluoresceert de glaswand tegenover de kathodeplaat.
 Dit fluorescentie verschijnsel wordt veroorzaakt

door "STRALEN" die van de kathodeplaat uitgaan. Deze stralen werden KATHODESTRALEN genoemd.

Is de ontladingsbuis HOOG VACUUM gepompt, dan blijft het verschijnsel van de kathodestralen ACHTERWEGE.

Hieruit volgt, dat er in een ontladingsbuis met KOUDE kathode GASIONEN NODIG ZIJN om de kathodestraling te doen ontstaan.

Deel II van dit hoofdstuk was gewijd aan het onderzoek van de kathodestralen.

Uit de proeven bleek, dat een kathodestraal moet bestaan uit EEN STROOM VAN NEGATIEF GELADEN DEELTJES.

Het QUANTITATIEF ONDERZOEK van de parabolische baan van de kathodestraal-deeltjes in een homogeen ELECTRISCH VELD ($\vec{v} \perp \vec{E}$) maakte het zeker, dat de snelheid van de kathodestraaldeeltjes gegeven wordt door de formule:

$$\frac{1}{2}mv^2 = e \cdot \Delta V \text{ Joule.}$$

Het QUANTITATIEF ONDERZOEK van de cirkelbaan die de kathodestraal-deeltjes in een homogeen MAGNETISCH VELD beschrijven als $\vec{v} \perp \vec{B}$, leverde ons een formule op om de soortelijke lading $\frac{e}{m}$ van de kathodestraal-deeltjes te bepalen.

De MEETRESULTATEN wezen uit, dat

$$\left(\frac{e}{m}\right) \text{ kath.str.deeltje} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*}$$

Dit kwantitatieve resultaat maakte het de natuurkunde mogelijk een conclusie te trekken over het WEZEN van de kathodestraaldeeltjes. Uit dit resultaat volgt immers, dat

$$\left(\frac{e}{m}\right) \text{ kath.str.deeltje} = 1836 \left(\frac{e}{m}\right) \text{ H-ion.}$$

Welnu, uit deze vergelijking volgt dat de soortelijke lading van een kathodestraal-deeltje zò ENORM GROOT is, dat alle gecontroleerde inzichten DE MOGELIJKHEID UITSLUITEN DAT EEN KATHODESTRAAL-DEELTJE EEN ION VAN EEN OF ANDERE SCHEIKUNDIGE STOF ZOU KUNNEN ZIJN: het moet dus EEN NEGATIEF GELADEN MATERIELOOS DEELTJE MET MASSA zijn.

Bovengenoemd kwantitatief onderzoek had eveneens uitge-wezen, dat $\left(\frac{e}{m}\right)$ kath.str.deeltje VOLSTREKT ONAFHANKELIJK is van de SOORT van het metaal van de kathode en de SOORT van het z.g. "rest gas" in de ontladingsbuis. Het kathodestraal-deeltje moest dus bovendien een deeltje zijn DAT IN ALLE STOFFEN VOORKOMT MAAR ZELF ONAFHANKELIJK IS VAN DE SOORT VAN EEN STOF, dus een ZELFSTANDIG DEELTJE. Nu was de natuurkunde op grond van geheel andere ervaringen reeds tot de conclusie gekomen dat er in iedere stof ZELFSTANDIGE NEGATIEF GELADEN DEELTJES voorkomen waarvan men bij wijze van hypothese moest aannemen dat ze MATERIELOOS zijn en TOCH MASSA hebben: DE ELECTRONEN. De lading van zo'n electron is door MILLIKAN nauwkeurig bepaald ($1,60206 \cdot 10^{-19}$ Coulomb); de massa van het electron was nog onbekend.

Het lag voor de hand om DE KATHODESTRAALDEELTJES TE IDENTIFICEREN MET ELECTRONEN: IEDERE ANDERE IDENTIFICATIE leidt tot conclusies die volgens de gecontroleerde natuurkundige inzichten HOOGST ONWAARSCHIJNLIJK zo niet ONMOGELIJK zijn; de identificatie van kathodestraaldeeltjes met electronen strookt echter met alle gecontroleerde inzichten en doet de natuurkunde een INZICHTELIJKE VERKLARING aan de hand VAN HET ONTSTAAN VAN KATHODESTRALEN.

CONCLUSIE. Kathodestraaldeeltjes ZIJN ELECTRONEN.

Dienovereenkomstig vervangt men de term KATHODESTRALEN door de term ELECTRONENSTRALEN.

Bovengenoemd quantitatief onderzoek culmineert dus
IN DE BEPALING VAN DE MASSA VAN HET ELECTRON.

De (rust) massa van een electron is:

$$m_{\text{electr.}} = 9,1085(6) \cdot 10^{-31} \text{ kg}^*$$

We vervolgen nu de theorie.

DEEL III.

KANAALSTRALEN (IONENSTRALEN).

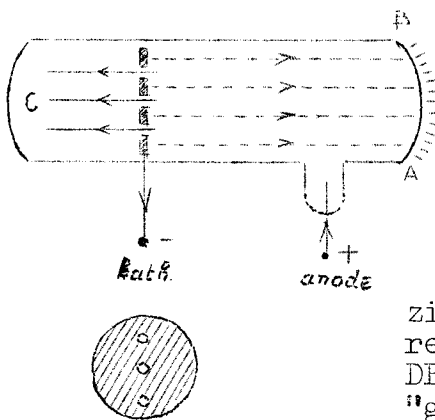
§ 1. Inleiding.

In een voorlopige verklaring van de kathodestralen (zie blz. 31) hebben we gesteld, dat positieve gasionen tegen de kathodeplaat opbotsen en daarbij electronen uit het metaal van de kathodeplaat losslaan. Deze losgeslagen electronen komen met een te verwaarlozen snelheid in de "kathodeval", krijgen daarin een zeer grote, loodrecht van de kathodeplaat af gerichte snelheid en vliegen dan als kathodestraaldeeltjes rechtlijnig verder in de ontladingsbuis. In dit deel stellen we ons tot doel:

- 1^o) te bewijzen dat er in een ontladingsbuis inderdaad positieve gasionen tegen de kathodeplaat opbotsen,
- 2^o) plausibel te maken dat deze gasionen electronen uit de kathodeplaat losslaan.

§ 2. Het verschijnsel KANAALSTRALEN.

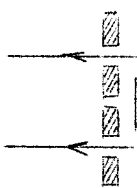
Punt 1) Proef.



Nevenstaande figuur geeft een schematisch beeld van een kathodestraalbuis waarvan de kathodeplaat doorboord is, d.w.z. men heeft in de kathodeplaat "KANALEN" geboord in de richting LOODRECHT OP DE KATHODEPLAAT.

Zodra de inductor (waarvan de + pool verbonden is met de anode en de - pool met de kathode) in werking gesteld is, ziet men de glaswand AB (zie fig.) fluoresceren, waaruit volgt dat er van de NAAR DE ANODE TOE gerichte kant van de kathodeplaat "gewoon" kathodestralen uitgaan. Onmiddellijk rechts van de kathodeplaat bevindt zich dus de "kathodeval"

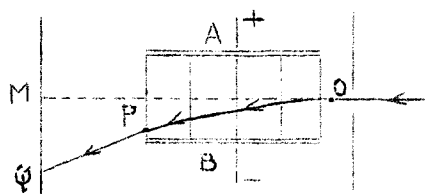
Het gaat ons nu om het volgende verschijnsel: IN DE VELDLOZE RUIJMTE C (zie fig.) ACHTER DE KATHODEPLAAT (waar het bij een NIET doorboorde kathodeplaat DONKER is) ZIET MEN NU UIT DE KANALEN EVENWIJDIGE LICHTBUNDELS KOMEN WAARVAN DE LICHTKLEUR KENMERKEND IS VOOR DE SOORT VAN HET VERDUNDE GAS DAT ZICH NOG IN DE BUIS BEVINDT. De voortplantingsrichting van deze lichtbundels staat LOODRECHT op de kathodeplaat. Elke bundel heeft zijn beginpunt IN DE KATHODEVAL, dus vòòr de kathodeplaat. Het zijn dus stralenbundels DIE VOOR DE KATHODEPLAAT BEGINNEN EN DOOR DE KANALEN HEEN GAAN; vandaar de naam KANAALSTRALEN.



Daar de kanaalstralen hun beginpunt IN DE KATHODEVAL rechts van de kathodeplaat hebben, kan men bewijzen door IN DE KATHODEVAL op korte afstand van de kathodeplaat een scherpje vòòr een kanaalopening te houden; aan de achterkant van de kathodeplaat komt dan GEEN kanaalstraal uit het afgeschermd kanaal. Is de afstand van het scherpje tot de kathodeplaat GROTER dan de lengte van de kathodeval, dan gaat er door dat kanaal WEL een kanaalstraal.

Conclusie. Is van een kathodestraalbuis de kathode loodrecht doorboord dan gaan er DOOR DE KANALEN LICHTBUNDELS die hun beginpunten hebben IN DE KATHODEVAL VOÓR de kathodeplaat en zich ACHTER de kathodeplaat voortplanten in de richting loodrecht op de kathodeplaat.
Deze lichtbundels heten KANAALSTRALEN.

Punt 2) Een kanaalstraal in een HOMOGEEN ELECTRISCH VELD.



In nevenstaande figuur is schematisch de situatie aangegeven waarin een smalle bundel kanaalstralen bij O het homogene elektrische veld van een condensator AB binnen komt in een richting $OM \perp \vec{E}$.

Waarneming I. In de situatie van bovenstaande figuur is plaat A + en plaat B - geladen. De veldsterkte vector \vec{E} is dus gericht van A naar B.

Welnu, de kanaalstraalbundel wijkt IN DE RICHTING VAN DE NEGATIEVE PLAAT AF van de oorspronkelijke richting $O \rightarrow M$.

Uit deze, NAAR DE NEGATIEVE PLAAT TOE gerichte afwijking volgt, DAT DE KANAALSTRALEN POSITIEVE LADING MET ZICH MEEVOEREN.

Aangezien positieve lading een ATOMISTISCHE NATUUR heeft, moeten we uit deze afwijking besluiten, dat de kanaalstralen bestaan uit een stroom van POSITIEF geladen deeltjes.

Conclusie I. EEN KANAALSTRAALBUNDEL BESTAAT UIT EEN STROOM VAN POSITIEF GELADEN DEELTJES.

Voor ELK KANAALSTRAALDEELTJE moet de baan van $O \rightarrow P$ een stuk van EEN PARABOOL zijn die in O raakt aan de loodrecht op \vec{E} gerichte beginsnelheid en waarvan de as evenwijdig loopt aan- en gelijk gericht is met de vector \vec{E} ; het baanstuk PQ buiten het condensatorveld is RECHT en raakt in P aan de parabool.

(Het tijdsinterval waarin deze deeltjes van $O \rightarrow Q$ gaan is zo kort, dat we de invloed van de zwaartekracht op de vorm van de baan kunnen verwaarlozen.)

QM is de resulterende afwijking van de rechte baan. Deze kunnen we op dezelfde wijze berekenen als we op blz. 47 gedaan hebben voor kathodestraaldeeltjes. Dus:

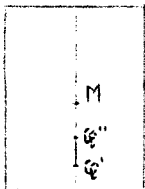
$$QM = \frac{E}{4 \cdot \Delta V} (s_1^2 + 2s_1s_2) \text{ meter.}$$

Hierin is E de sterkte van het condensatorveld, s_1 de middellijn van een condensatorplaat, s_2 de afstand van de condensator tot de verticale wand door M en ΔV HET POTENTIALVERSCHIL DAT HET KANAALSTRAALDEELTJE IN DE ONTLADINGSBUIJS HEEFT DOORLOPEN.

Dit laatste is in verband met het komende van het grootste belang: BIJ EENZELFDE ΔV BEHOORT EENZELFDE QM, d.w.z. de kanaalstraaldeeltjes die in de ontla-

|| dingsbuis hetzelfde potentiaalverschil doorlopen hebben KOMEN IN HETZELFDE PUNT VAN DE VERTICALE WAND DOOR M TERECHT.

Waarneming II. Neemt men voor de verticale wand door M een fotografische plaat (kanaalstraaldeeltjes werken in op een fotografische plaat), en stelt men deze plaat enige tijd bloot aan het bombardement van de kanaalstraaldeeltjes, dan ziet men na het ontwikkelen op de plaat NIET EEN PUNT Q, MAAR EEN ZWART LIJNSTUKJE Q'Q'' verticaal onder het punt M (waarin de deeltjes terecht komen als $E = 0$)



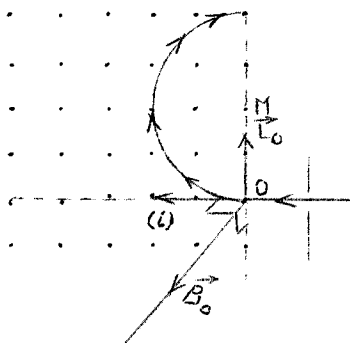
Met behulp van bovenstaande formule kan men de waarden van ΔV berekenen die behoren bij $Q'M$ en $Q''M$. Is het potentiaalverloop in de ontladingsbuis bekend, dan kan men het gebied in de buis bepalen van waaruit de kanaalstraaldeeltjes vertrokken zijn. Welnu: DIT GEBIED BLIJKT (in een ontladingsbuis met zijdelingse anode) DE KATHODEVAL TE ZIJN.

Conclusie II Een kanaalstraal bestaat uit een stroom van positief geladen deeltjes DIE VÓÓR DE KATHODEPLAAT ZIJN GESTART EN DOOR HET ELECTRICHE VELD IN DE ONTLADINGSBUIS NAAR DE KATHODEPLAAT TOE GEDREVEN ZIJN.

Indien we er nog in slagen te bewijzen dat de kanaalstraaldeeltjes GASIONEN zijn, hebben we ons eerste doelpunt "gescoord": we hebben dan n.l. bewezen dat er in de ontladingsbuis inderdaad positieve gasionen tegen de kathodeplaat opbotsen.

Punt 3) Een kanaalstraaldeeltje in een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD.

Opgave:



Gegeven: Een homogeen magnetisch veld waarvan de magnetische veldsterktevector \vec{B} loodrecht staat op het vlak van tekening en naar de lezer TOE gericht is. Een KANAALSTRAALDEELTJE komt bij O dit veld binnen met een snelheidsvector die LOODRECHT staat op de vector \vec{B} ; dus $\vec{v} \perp \vec{B}$.

Gevraagd: Welke baan gaat dit kanaalstraaldeeltje beschrijven in dit homogeen magnetisch veld?

Antwoord: In het punt O ondervindt het kanaalstraaldeeltje (lading $+q$ Coulomb, snelheid v m/sec.) een LORENTZKRACHT \vec{L}_0 :

GROOTTE: $L_0 = q \cdot v_0 \cdot B_0$ Newton.

RICHTING: Overeenkomstig de $i - B$ regel is in bovenstaande figuur \vec{L}_0 VERTICAAL NAAR BOVEN gericht. \vec{L}_0 ligt dus in het vlak door $O \perp \vec{B}_0$ EN STAAT TEVENNS LOODRECHT OP \vec{v}_0 .

De kracht \vec{L}_0 is dus EEN NORMAAL GERICHTE KRACHT IN HET VLAK DOOR $O \perp \vec{B}_0$: De snelheidsvector van het deeltje BLIJFT DUS IN DIT VLAK DOOR $O \perp \vec{B}_0$, BLIJFT CONSTANT VAN GROOTTE, MAAR VERANDERT IN DIT VLAK ALLEEN VAN RICHTING.

De situatie waarin het kanaalstraaldeeltje in O verkeert, is analoog aan de op blz. 48 besproken situatie waarin een kathodestraal deeltje een homogeen magnetisch veld loodrecht binnenkomt.

De baan van het beschouwde kanaalstraaldeeltje in het gegeven homogeen magnetisch veld zal dus eveneens EEN CIRKEL zijn die gelegen is in het vlak door $O \perp \vec{B}$ en in O raakt aan de vector \vec{v} . Het middelpunt van deze cirkel ligt op de halflijn door O welke door de Lorentzkracht \vec{L}_0 wordt aangewezen.

Op dezelfde wijs als op blz. 50 vinden we de straal van deze cirkel:

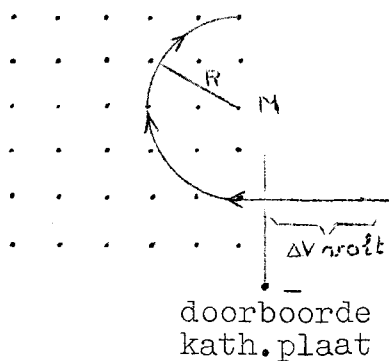
$$\left. \begin{aligned} L &= q \cdot v \cdot B \text{ Newton} \\ L &= \frac{mv^2}{R} \end{aligned} \right\} q \cdot v \cdot B = \frac{mv^2}{R} \text{ dus } \left\| \begin{aligned} R &= \frac{mv}{qB} \text{ meter.} \end{aligned} \right\|$$

CONCLUSIE: Komt een KANAALSTRAALDEELTJE (lading q Coulomb, massa m kg^*) in een punt O een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD binnen met een snelheidsvector \vec{v} DIE $\perp \vec{B}$, dan gaat het deeltje in dit magnetisch veld EEN EENPARIGE CIRKELVORMIGE BEWEGING uitvoeren IN HET VLAK DOOR $O \perp \vec{B}$. Deze cirkelbaan raakt in O aan de vector \vec{v}_0 en wel zò dat de Lorentzkracht \vec{L}_0 naar het middelpunt van deze cirkel wijst. De STRAAL van deze cirkel heeft de grootte:

$$\left\| R = \frac{mv}{qB} \text{ meter} \right\|$$

Punt 4) De SOORTELIJKE LADING van de KANAALSTRAALDEELTJES.

Dus $R = \frac{mv}{qB}$ meter.



Heeft het kanaalstraaldeeltje in het veld tussen de anode en kathode een potentiaalverschil ΔV volt doorlopen, dan is $q \cdot \Delta V = \frac{1}{2}mv^2$ Joule.

Uit deze twee vergelijkingen ELIMINEREN we de "kanaal-snelheid" v :

$$R^2 = \frac{m^2 v^2}{q^2 B^2} = \frac{2m(\frac{1}{2}mv^2)}{q^2 B^2} = \frac{2m(q\Delta V)}{q^2 B^2} = \frac{2m \cdot \Delta V}{qB^2} \quad \text{Dus: } R^2 = \frac{2m\Delta V}{q \cdot B^2}$$

Dus:

$$\frac{q}{m} = \frac{2\Delta V}{R^2 B^2} \quad \frac{\text{Coulomb}}{\text{kg}^*}$$

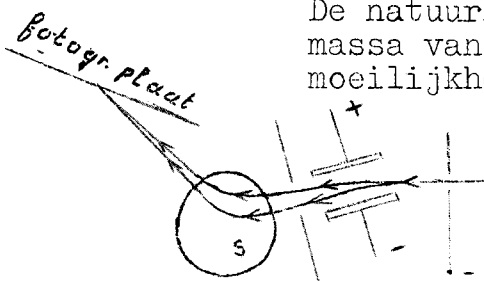
Zijn ΔV , R en B bekend, dan kunnen we de soortelijke lading $\frac{q}{m}$ van de kanaalstraaldeeltjes berekenen.

Opmerking. Bij de experimentele bepaling van deze soortelijke lading doet zich een grote moeilijkheid voor. Zoals uit waarneming II van punt 2 (blz. 63) bleek, beginnen de kanaalstraaldeeltjes "hun ren naar de kathodeplaat" n.l. NIET IN EENZELFDE PUNT VAN HET VELD TUSSEN DE ANODE EN DE KATHODEPLAAT. De deeltjes die het kanaal passeren hebben dus niet allemaal HETZELFDE POTENTIALVERSCHIL DOORLOPEN.

Bij de opstelling van bovenstaande figuur, waarbij de deeltjes VANUIT HET KANAAL DIRECT IN EEN HOMOGEEN MAGNETISCH VELD komen, zal ieder deeltje afzonderlijk de hem "voorgeschreven" cirkelbaan beschrijven; vanwege de verschillende ΔV zullen deeltjes met DEZELFDE $\frac{q}{m}$ echter VERSCHILLENDE cirkelbanen beschrijven en het is denkbaar dat deeltjes met verschillende $\frac{q}{m}$ toch dezelfde cirkel tot baan hebben.

De natuurkundige ASTON (1877-1945), was de eerste die de massa van de kanaalstraaldeeltjes bepaalde) heeft deze moeilijkheid door een KUNSTGREEP geëlimineerd.

Hij laat de kanaalstraaldeeltjes eerst onder een bepaalde "elevatiehoek" door een homogeen elektrisch veld gaan. De smalle kanaalstraalbundel wordt in dit veld verbreed. Nevenstaande figuur die uit Kro-nig is overgenomen geeft de banen van



deeltjes MET DEZELFDE $\frac{e}{m}$. Na dit elektrische veld doorlopen te hebben komen de deeltjes in het homogene magnetische veld van een solenoïde S waarvan de vector \vec{B} loodrecht op het vlak van tekening staat en naar de lezer toe gericht is. In dit veld beschrijft ieder deeltje dus een cirkelboog. Na het verlaten van dit veld wordt de baan van ieder deeltje recht en treffen de deeltjes een onder een bepaalde hoek opgestelde fotografische plaat.

ASTON bewees, DAT ALLE KANAALSTRAALDEELTJES WAARVAN $\frac{q}{m}$ DEZELFDE WAARDE HEEFT DE FOTOGRAFISCHE PIAAT IN HET ZELFDE PUNT MOETEN TREFFEN.

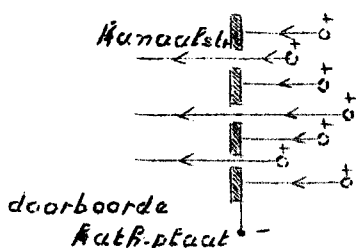
Dit bewijs leverde hem tevens de formule waaruit hij $\frac{e}{m}$ kon berekenen als de plaats van het trefpunt op de plaat bekend was. Aldus kon ASTON de soortelijke lading van de kanaalstraaldeeltjes nauwkeurig bepalen.

Punt 5) MEETRESULTAAT.

Uit de waarden van $\frac{q}{m}$ die men voor de kanaalstraaldeeltjes gevonden heeft, blijkt DAT DE KANAALSTRAALDEELTJES EEN- OF MEERVOUDIG POSITIEF GELADEN IONEN ZIJN VAN HET VERDUNDE GAS DAT ZICH NOG IN DE ONTLADINGSBUIS BEVINDT.

Nadat de kanaalstraaldeeltjes aldus geïdentificeerd zijn met positieve gas-IONEN, vervangt men in de officiële natuurkunde de term kanaalstralen door IONENSTRALEN.

Punt 6) EINDCONCLUSIE uit § 2.



In een ontladingsbuis met koude kathodeplaat BEWEGEN èen- of mèervoudig positief geladen IONEN VAN HET VERDUNDE GAS dat zich nog in de buis bevindt VANUIT DE VERSCHILLENDE PUNTEN VAN HET VELD TUSSEN DE ANODE EN KATHODEPLAAT LOODRECHT NAAR DE KATHODEPLAAT TOE. In een ontladingsbuis met zijdelingse anode liggen deze vertrekpunten in de KATHODEVAL.

Is de kathodeplaat loodrecht doorboord, dan zullen deze gasionen òf door de kanalen vliegen en dan aan de andere kant van de kathodeplaat als KANAALSTRALEN (beter: IONENSTRALEN) tevoorschijn komen,

òf LOODRECHT TEGEN DE KATHODEPLAAT BOTSSEN.

Om dit laatste was het ons te doen.

Opmerking: De ionen die de kanaalstralen vormen, zenden tijdens hun beweging ZELF licht uit. /Hierin onderscheiden de IONENSTRALEN zich van de ELECTRONENSTRALEN. Electronen kunnen zelf geen licht uitzenden; electronen met voldoende grote snelheid kunnen wel atomen (in moleculen) aanslaan, waardoor deze aangeslagen atomen licht gaan uitzenden./ Dat de voortvliegende ionen in een kanaalstraal-bundel inderdaad licht uitzenden kan men als volgt aantonen: Stelt men een SPECTROSCOOP (toestel om van het door een lichtbron uitgezonden licht een SPECTRUM te ontwerpen; zie later) zò op, dat de kanaalstraaldeeltjes NAAR DE SPECTROSCOOP TOE KOMEN, dan manifesteert zich HET DOPPLER-EFFECT VOOR LICHT.

Ter oriëntatie.

We hebben nu bewezen dat er zich in een ontladingsbuis met koude kathodeplaat èen- of mèervoudig positief geladen IONEN VAN HET verdunde GAS dat zich nog in de buis bevindt, LOODRECHT NAAR DE KATHODEPLAAT TOE BEWEGEN en TEGEN DEZE KATHODEPLAAT BOTSSEN ALS

DEZE NIET DOORBOORD IS.

We moeten nu nog plausibel maken, dat er t.g.v. deze botsingen ELECTRONEN UIT DE KATHODEPLAAT LOSGESLAGEN WORDEN.

Daarvoor is nodig dat we iets meer weten over de situatie in het inwendige en aan het oppervlak van een al dan niet negatief geladen metalen lichaam. Hierover zal in de nu volgende § 3 gehandeld worden. In § 4 zal dan het ontstaan van de kathodestralen uiteengezet worden.

§ 3. Over DE SNELHEIDSVERDELING VAN DE VALENTIE ELECTRONEN IN EEN METAAL en de z.g. UITTREE-ARBEID.

Punt 1) Inleiding.

In deze paragraaf zullen we handelen over twee natuurkundige feiten waarvan het "DAT - DIT - ZO - MOET - ZIJN" in de hogere natuurkunde volledig en exact wordt bewezen, maar waarvan de theoretische bewijsvoeringen voor ons, bij gebrek aan kennis van de hogere wiskunde, ontoegankelijk zijn. Wij zullen deze feiten dus aanvaarden bij wijze van MEDEDELING-VAN-HOGERHAND.

Het is voor ons echter van groot belang om van deze feiten op de hoogte te zijn: Ze geven ons n.l. niet alleen een juiste kijk op het gebeuren aan een koude kathodeplaat, maar maken ook de later te behandelen thermische emissie van electronen uit metalen en het foto-electrische effect voor ons begrijpelijk.

Punt 2) DE SNELHEIDSVERDELING VAN DE VALENTIE ELECTRONEN IN EEN METAAL.

De term "snelheidsverdeling" doet ons natuurlijk direct denken aan de verdelingswet van Maxwell-Boltzmann die de snelheidsverdeling van de corpuscula van een vaste stof, een vloeistof en een gas aangeeft als functie van de temperatuur.

Boltzmann en de natuurkundigen van zijn tijd dachten, dat deze verdelingswet ook geldig was voor de vrije electronen in een metaal. Al spoedig bleek echter DAT ALLE QUANTITATIEVE THEORETISCHE BEREKENINGEN WAARBIJ DE SNELHEIDSVERDELINGSWET VAN MAXWELL-BOLTZMANN OP HET ELECTRONENGAS VAN EEN METAAL WERD TOEGEPAST TEN GENEN DELE KLOPTEN MET DE MEETRESULTATEN EN DUS ONJUISTE RESULTATEN OPLEVERDEN.

Dit is de eerste keer dat wij geconfronteerd worden met het falen van de klassieke natuurkunde. De degelijk beproefde, klassieke snelheidsverdelingswet van Maxwell-Boltzmann BLIJKT NIET GELDIG TE ZIJN VOOR DE VRIJE ELECTRONEN IN EEN METAAL.

De Italiaanse natuurkundige FERMI was de eerste die de STATISTISCHE FORMULE afleidde voor DE SNELHEIDSVERDELING VAN DE ELECTRONEN VAN HET ELECTRONENGAS IN EEN METAAL. Deze formule en de daarbij behorende grafiek noemt men de FERMI STATISTIEK.

(ENRICO FERMI; * 1901 Rome; zowel theoretisch als experimenteel een physicus van groot formaat; vertrok in 1939 naar America; is thans hoogleraar te CHICAGO; in 1938 kreeg hij de nobelprijs; onder zijn leiding is in Chicago de eerste kernreactor ter wereld gebouwd).

Fermi begon met er op te wijzen dat de term electronen-GAS eigenlijk een te weidse naam is voor de valentie electronen in een metaal. Deze zijn wel niet aan een bepaalde atoomkern gebonden en kunnen zich ook (van het ene ion naar het volgende gaande) door het hele metaal bewegen, MAAR BLIJVEN ONDANKS DEZE BEWEGING ONDERDELEN VAN DE ATOMEN, ZODAT ZE IN HUN BEWEGING ONDERWORPEN BLIJVEN AAN DE NATUURWETTEN DIE DE STRUCTUUR VAN DE ATOMEN IN STAND HOUDEN.

Fermi beschouwde de beweging van de valentie electronen in een metaal dan ook VANUIT HET STANDPUNT VAN DE MODERNE ATOOMTHEORIE. Hij slaagde er in om de eisen van de moderne atoom-wetenschap (quantum-mechanica) te verwerken in de statistische berekeningen van Maxwell-Boltzmann.

Aldus vond Fermi een nieuwe formule voor de snelheidsverdeling van de corpuscula van een stof. Deze formule OVERKOEPELT de verdelingswet van Maxwell-Boltzmann. Past men deze formule toe op de bewegingen van atomen of moleculen in hun geheel, dan vindt men de

klassieke snelheidsverdelingswet van Maxwell-Boltzmann terug, waarbij de STATISTISCHE TEMPERATUURWET ($\frac{1}{2} \overline{mv^2} = \frac{3}{2} kT$ Joule)

onverkort geldig blijkt te zijn; past men deze formule echter toe op de valentie electronen in een metaal, dan vindt men den snelheidsverdeling DIE TOTAAL ANDERS IS DAN DE VERDELING VOLGENS MAXWELL-BOLTZMANN EN DIE NIET GEHOORZAAMT AAN DE STATISTISCHE TEMPERATUURWET.

Dit laatste is een gevolg van het feit dat de valentie electronen in een metaal, ondanks hun beweging van het ene ion naar het andere, HUN "SATELLIET EIGENSCHAPPEN" GROTENDEELS BLIJVEN BEHOUDEN. De statistische temperatuurwet is immers ook NIET geldig voor de satelliet electronen in de K,L,M enz. schillen.

Vraag: Is het dan mogelijk dat de gemiddelde kinetische energie van de valentie-electronen in een metaal NIET gelijk is aan $\frac{1}{2}mv^2$ van de atoomkernen?

Antw.: Dit zou onmogelijk zijn indien de valentie electronen in een metaal "luk-raak" bewogen zoals de moleculen van een werkelijk gas, zodat hun snelheden en banen bepaald werden door de "wetten van het TOEVAL". Maar dit wordt nu juist door Fermi ONTKENT: Evenals dit het geval is bij de satelliet-electronen in de schillen, worden de bewegingen van de valentie-electronen in een metaal NIET bepaald DOOR DE WARMTEBEWEGING VAN DE KERNEN, maar door de natuurwetten die er op gericht zijn om BIJ EEN BEPAALDE WARMTEBEWEGING VAN DE KERNEN DE STRUCTUUR VAN DE ATOMEN EN HET ELECTRISCH EVENWICHT IN HET INWENDIGE VAN HET METAAL IN STAND TE HOUDEN. Dit is de reden waarom de valentie-electronen in een metaal bij een gegeven temperatuur (o.a.) een BIJ DIE TEMPERATUUR PASSENDE SNELHEIDSVERDELING MOETEN HEBBEN: HOE deze snelheidsverdeling moet zijn, wordt echter DOOR ANDERE WETTEN BEPAALD dan die welke de warmte beweging van de kernen bepalen. Daarom behoeft de gemiddelde kinetische energie van de valentie-electronen in een metaal NIET gelijk te zijn aan $\frac{1}{2}mv^2$ van de atoomkernen.

Vraag: Kan er dan geen ENERGIE-UITWISSELING plaats hebben tussen de kernen van het metaal en de valentie-electronen?

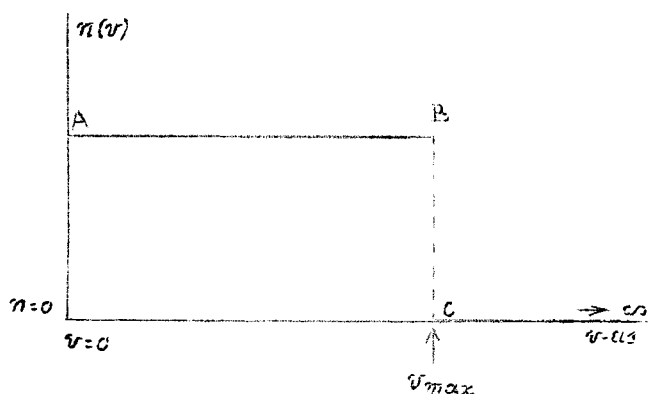
Antw.: Fermi bewijst uitdrukkelijk, dat er DAN EN SLECHTS DAN een energieuitwisseling tussen de kernen van het metaal en de valentie-electronen KAN EN ZAL plaatshebben, ALS (door een of andere oorzaak) DE MOMENTELE SNELHEIDSVERDELING VAN DE VALENTIE ELECTRONEN IN HET METAAL NIET MEER PAST BIJ DE MOMENTELE WARMTEBEWEGING VAN DE ATOOMKERNEN.

In dat geval heeft er zo lang energie overdracht plaats tot de NIEUWE snelheidsverdeling van de valentie-electronen past bij de NIEUWE temperatuur van het metaal.

(Hiermee stoten we op de diepere grond van de warmtewerking van een elektrische stroom).

Het doorslaand argument voor de juistheid van de FERMI STATISTIEK word geleverd door het feit DAT ALLE OP DEZE STATISTIEK GEBASEERDE QUANTITATIEVE BEREKENINGEN RESULTATEN OPLEVEREN DIE KLOPPEN MET DE MEETRESULTATEN.

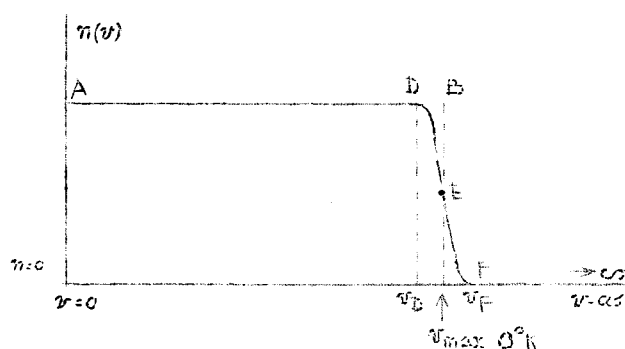
a) De FERMI STATISTIEK voor een metaal BIJ 0° KELVIN.

a) De FERMI STATISTIEK voor een metaal BIJ 0° KELVIN.

We beschouwen een stuk van een gegeven metaal dat zo groot is, dat we, met betrekking tot de snelheden van de valentie-electronen, mogen aannemen dat alle mogelijkheden zijn gerealiseerd. (1 cm^3 is daarvoor voldoende) Op de horizontale as wordt de snelheid uitgezet; $n(v)$ is het aantal valentie-electronen in dit stuk metaal met een snelheid tussen v en $v + dv$ $\frac{m}{\text{sec}}$

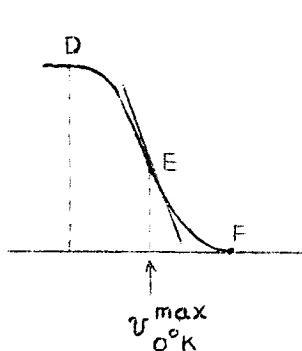
In bovenstaande grafiek geven het horizontale lijnstuk AB en de op de v -as gelegen halflijn $c \rightarrow \infty$ (min het punt C) de snelheidsverdeling aan van de valentie-electronen in een stuk metaal bij 0° KELVIN.

- Bijzonderheden: 1°) Er is een V_{max} .
De valentie-electronen met deze v_{max} hebben dus een A.v.B. van $\frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2$ Joule.
Voor Cu is $\frac{1}{2}mv_{\text{max}}^2 = 7$ electronvolt.
Voor Al met 3 vrije electronen per atoom 11,6 electronvolt.
Voor Al met 2 vrije electronen per atoom 3,8 electronvolt.
 V_{max} is dus sterk afhankelijk van de SOORT van het metaal.
- 2°) Dat het lijnstuk AB horizontaal loopt wil zeggen, dat alle snelheden van het snelheidsinterval $0 \leq v \leq V_{\text{max}}$ EVEN VAAK VOORKOMEN: Bij 0° K. zijn er dus in het stuk metaal evenveel valentie-electronen met snelheid NUL als er zijn met snelheid V_{max} , als er zijn met een of andere snelheid van het snelheidsinterval $0 \leq v \leq V_{\text{max}}$.
- 3°) Dat voor $v > V_{\text{max}}$ de Fermi statistiek een halflijn (min het beginpunt) langs de lijn $n = 0$ is, wil zeggen, dat bij 0° KELVIN geen valentie-electron in het metaal een snelheid groter dan V_{max} KAN hebben.

b) De FERMI STATISTIEK voor een KOUDE kathodeplaat.

In nevenstaande figuur stelt de lijn ADEF $\rightarrow \infty$ de snelheidsverdeling voor van de valentie-electronen in het metaal van een KOUDE kathodeplaat. De temperatuur van de plaat is dan dus VER BENEDEN de temperatuur waarbij het metaal gloeit, b.v. 300° K.

- Bijzonderheden: 1°) Voor de snelheden van het snelheidsinterval $0 \leq v \leq V_D$ is de snelheidsverdeling IDENTIEK met de snelheidsverdeling bij 0°K. Het is dus niet alleen dat alle snelheden van het interval $0 \leq v \leq V_D$ met een onderling gelijk aantal in het electronengas voorkomen, maar dit aantal is ook GELIJK aan het constante aantal waarmee deze snelheden bij 0° KELVIN in het electronengas voorkomen. $n(v) = n(v)$ in mits $0 \leq v \leq V_D$
Dus: bij 0°K. koude kath.



2°) Voor het snelheidsinterval $v_D < v < v_F$ wijkt de snelheidsverdeling van de valentie-electronen in de koude kathodeplaat af van de verdeling bij 0° KELVIN.

De snelheids"punten" v_0 en v_F liggen symmetrisch t.o.v. v_{\max} bij 0° K.

(Om de gang van zaken in een kleine figuur te kunnen aangeven, hebben we het interval $v_D \rightarrow v_F$ te groot getekend).

Van D tot F is de grafiek een λ -vormige lijn die in het midden E een buigpunt heeft (zie nevenstaande figuur).

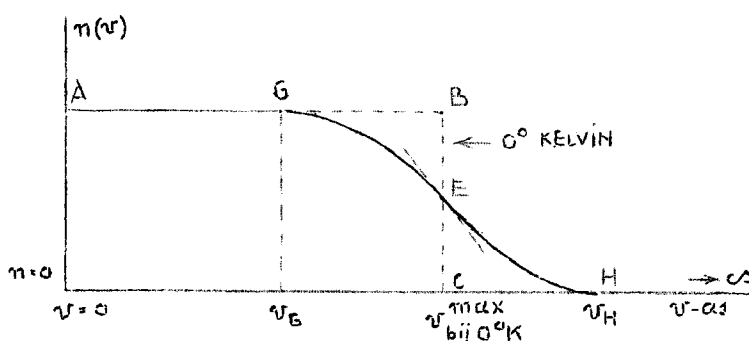
Van D tot E geeft de grafiek aan dat men in de koude kathodeplaat MINDER valentieelectronen aantreft waarvan de snelheid een weinig kleiner is dan v_{\max} bij 0° K. dan bij 0° K. het geval is.

Er is dus een (klein) aantal valentie-electronen "uit het snelheidsinterval $v_F \leq v \leq v_{\max}$ verdwenen".

Van E tot F geeft de grafiek aan in welk snelheidsinterval deze valentie electronen terecht gekomen zijn, n.l. in het interval $v_0^K < v < v_F$, en hoe hun snelheid daar verdeeld is.

3°) $n(v) = 0$ als $v \geq v_F$, d.w.z. in de koude kathodeplaat kan geen valentie-electron een snelheid hebben die groter is dan v_F .

C) De FERMI STATISTIEK voor een GLOEIEND METAAL.



De lijn AGEH $\rightarrow \infty$ geeft de snelheidsverdeling van de valentie-electronen in een gloeiend metaal aan.

Bijzonderheden: 1°) Voor het snelheidsinterval $0 \leq v \leq v_G$ is de snelheidsverdeling IDENTIEK met de verdeling bij 0° KELVIN.

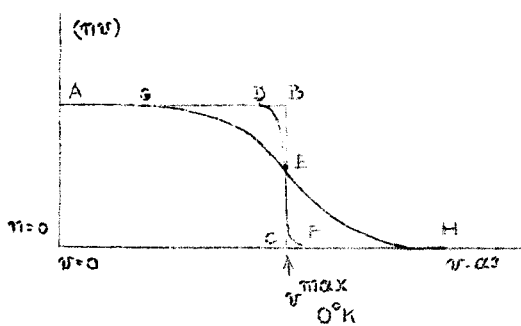
2°) Het snelheidsinterval $v_G < v \leq v_H$ heeft nu een aanzienlijke uitgestrektheid.

3°) In het gloeiende metaal treft men nu een aantal valentie-electronen waarvan de snelheid beduidend groter is dan v_{\max} bij 0° K. Dit feit wordt belangrijk bij de thermische emissie van electronen door gloeiende metalen (zie Deel IV).

EINDCONCLUSIE UIT PUNT 2.

EINDCONCLUSIE UIT PUNT 2.

NB



1°) De snelheidsverdeling van de valentie-electronen in een metaal (de FERMI STATISTIEK) wijkt wezenlijk af van de snelheidsverdeling volgens Maxwell-Boltzman.

2°) Bij 0° KELVIN is er een v_{\max} die afhangt van DE SOORT van het metaal.

Alle snelheden van het snelheidsinterval $0 \leq v \leq v_{\max}^{0^{\circ}K}$ zijn met EEN ZELFDE AANTAL vertegenwoordigd.

Dit aantal is afhankelijk van de SOORT van het metaal en de grootte van het stuk metaal waar de statistiek betrekking op heeft.

NB

3°) Zolang het metaal KOUD is (een temperatuur heeft die ver beneden de gloeitemperatuur ligt) wijkt de statistiek alleen in de onmiddellijke omgeving van $v_{\max}^{0^{\circ}K}$ af van de statistiek bij 0° K.

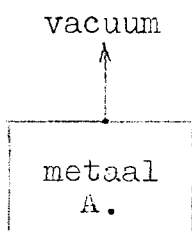
4°) Voor gloeiende (vaste) metalen is de statistiek alleen voor kleine snelheden identiek met de statistiek bij 0°K, men heeft nu minder kans om in het gloeiende metaal een valentie-electron aan te treffen met een snelheid die een weinig kleiner is dan $v_{\max}^{0^{\circ}K}$; daar tegenover staat dat er nu ook valentie-electronen zijn waarvan de snelheid beduidend groter is dan $v_{\max}^{0^{\circ}K}$; ook nu is er een snelheid v_H die door de valentie-electronen NIET kan OVERSCHREDEN worden.

NB

Opmerking. De bewegingen van de valentie-electronen in een metaal wijkt dus wezenlijk af van de bewegingen van de moleculen van een GAS. Toch heeft men de naam electronengAS niet afgeschaft: Men weet wat daarmee bedoeld wordt en waar dat nodig is zegt men er bij dat het een z.g. ONTAARD gas is.

Punt 3) De UITTREE ARBEID.

a) De UITTREE ARBEID aan het grensvlak van een stuk metaal en HET VACUUM.



In nevenstaande figuur stelt A een stuk metaal IN HET VACUUM voor.

Beschouwd naar zijn STRUCTUUR is het stuk metaal EEN ROOSTER VAN POSITIEVE IONEN BIJEENGEHOUDEN DOOR HET ELECTRONENGAS met een snelheidsverdeling die wordt vastgelegd door de FERMI - STATISTIEK VAN DIT METAAL BIJ DE HEERSENDE TEMPERATUUR.

In het onderhavige punt 3a) stellen we de belangrijke kwestie aan de orde, OF HET MOGELIJK IS DAT EEN ELECTRON VAN HET ELECTRONENGAS AAN HET GRENSVLAK TUSSEN HET METAAL EN HET VACUUM UIT HET METAAL KAN SCHIETEN, natuurkundig gezegd, OF EEN ELECTRON VAN HET ELECTRONENGAS

VANUIT HET METAAL IN HET VACUUM KAN TREDEN.

Bij de behandeling van dit onderwerp zullen we de gedachtengang van de hogere natuurkunde volgen die dit probleem NIET oplost door een electron te laten uit treden en dan na te gaan wat er achtereenvolgens moet gebeuren, maar de mogelijkheid van een uittreding onderzoekt vanaf het standpunt van de alle natuurkundige gebeurtenissen overkoepelende wet van behoud van energie.

Vòòr we tot de behandeling van ons onderwerp kunnen overgaan moeten we ons eerst het volgende duidelijk voor ogen stellen: De vraag naar een mogelijke uittreding heeft alleen betrekking OP DE UITTREDING; ze heeft NIET betrekking op hetgeen er NA DIE UITTREDING in het metaal moet gebeuren om het evenwicht te herstellen. NA een eventuele uittreding is het metaal immers èn een electron èn de energie van dit electron ARMER geworden.

Het achtergebleven metaal zal zich dan moeten gaan instellen op deze ladingsarmere en energiearmere toestand (analoog aan de temperatuursdaling bij de verdamping aan het oppervlak van een vloeistof) Maar deze aanpassing van het achtergebleven metaal aan de nieuwe situatie VOLGT OP een uittreding van een electron en heeft dus NIETS TE MAKEN met het EIGENLIJKE PROCES VAN DE UITTREDING.

We behoeven dus alleen maar te onderzoeken welke energie-omzetting EEN ELECTRON VAN HET ELECTRONENGAS aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum moet bewerken om UIT het metaal IN het vacuum te kunnen treden.

Vraag: Welke soorten energie kan een electron IN HET ALGEMEEN hebben?

- Antw.: 1^o) Een electron kan A.v.B. hebben. De energiehoeveelheid die door dit A.v.B. vertegenwoordigt wordt is $U_{kin} = \frac{1}{2}mv^2$ Joule.
- 2^o) In een punt van een elektrisch veld heeft een electron een bepaald A.v.P. Dit is de hoeveelheid arbeid die HET ELECTRISCH VELD op het zich in dat punt bevindend electron ZOU KUNNEN verrichten: Het is dus (zie Mech.) de hoeveelheid A.v.B. die HET VELD voor het zich in dat punt bevindend electron "IN PETTO" heeft. Deze energie is POTENTIELE ENERGIE. We zullen deze aanduiden door het symbool $U_{A.v.P.}$.
- 3^o) Een electron heeft echter nog een andere soort energie. Doordat het ZELF NEGATIEVE LADING IS, veroorzaakt het ZELF altijd een elektrisch veld in de (aether van de) ruimte. In dit specifieke "electronveld" zetelt een hoeveelheid energie. Deze energie is ook POTENTIELE ENERGIE. We zullen deze energie DE SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE VAN HET ELECTRON NOEMEN. We duiden deze aan door het symbool U_{pot}^* .

CONCLUSIE: De TOTALE ENERGIE van een in een elektrisch veld bewegend electron, bedraagt dus:

$$U_{totaal}^{electron} = U_{pot}^* + U_{A.v.P.} + \frac{1}{2}mv^2 \text{ Joule.}$$

Opmerking: Eigenlijk behoort hiër nog een vierde energiesoort bij. Een electron kan n.l. ook nog om zijn "lichaamsas" draaien (SPIN). Omdat deze energiesoort alleen voorkomt bij satelliet-electronen laten we deze nu buiten beschouwing.

Benaming: $U_{pot}^* + U_{A.v.P.}$ zullen we DE TOTALE POTENTIELE ENERGIE van het beschouwde electron noemen. We duiden deze aan door U_{totaal}^{pot} .

$$\text{Dus: } U_{totaal}^{pot} = U_{pot}^* + U_{A.v.P.} \text{ Joule.}$$

Dan volgt:

$$U_{totaal}^{electr.} = \underbrace{U_{pot}^* + U_{A.v.P.}}_{U_{totaal}^{pot}} + \frac{1}{2}mv^2 = U_{totaal}^{pot} + \frac{1}{2}mv^2 \text{ Joule.}$$

Vraag: Maakt het voor een electron verschil of het zich als een VRIJ electron in het vacuum bevindt of dat het een valentie-electron is in een metaalinwendige?

Antw.: Hoewel een electron onder alle omstandigheden dezelfde lading en dezelfde (rust)massa heeft, maakt het verschil of het electron zich als een VRIJ electron IN HET VACUUM bevindt of als een VALENTIEelectron IN EEN METAALINWENDIGE. Hiermee komen we aan het tweede van de in punt 1 (blz. 66) bedoelde feiten waarvan het "waarom-dit-zo-moet-zijn" in de hogere natuurkunde uit de atoomwetten wordt afgeleid.

Het eerste van deze feiten had betrekking op de snelheidsverdeling (en dus ook op de verdeling van de kinetische energie) van de valentie-electronen, dus de Fermi statistiek.

Het tweede van deze feiten heeft betrekking op de SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* van een valentie-electron in een metaal-inwendige.

Dit tweede feit omvat de volgende realiteiten:

- 1^o) Alle electronen die zich VRIJ in het vacuum bevinden hebben een EVENGROTE SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* in vac.
- 2^o) Alle valentie-electronen in het metaal-inwendige van EEN ZELFDE metaal hebben ook EEN ONDERLING GELIJKE SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* voor DIT metaal.
- 3^o) Echter:

$$U_{\text{pot}}^* \text{ voor DIT metaal} < U_{\text{pot}}^* \text{ in vacuum}$$

Het verschil van deze specifieke potentiële energieën wordt bepaald door DE STERKTE VAN HET POSITIEVE ROOSTERVELD van het beschouwde metaal: U_{pot}^* voor Dit metaal is kleiner naarmate dat roosterveld STERKER is.

CONCLUSIE: VAN EEN VALENTIE-ELECTRON IN EEN STUK METAAL IS U_{pot}^* voor DIT metaal EEN DOOR DE STERKTE VAN HET ROOSTERVELD BEPAALD AANTAL JOULE KLEINER DAN U_{pot}^* in vacuum.

Het maakt dus voor een electron wel degelijk verschil uit of het zich als een VRIJ electron in het vacuum bevindt of als een valentie-electron in een metaal-inwendige; een valentie-electron in een metaal MIST een hoeveelheid van zijn meest eigene energie, n.l. een hoeveelheid van zijn SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE.

Nu we ook van dit feit op de hoogte zijn, zijn we in staat om een inzichtelijk antwoord te geven op de vraag of de valentie-electronen aan het grensvlak tussen een metaal en het vacuum uit het metaal kunnen treden.

Hoewel achteraf zal blijken dat het met betrekking tot deze uit-treding niets ter zake doet of het stuk metaal neutraal is of een positieve of negatieve oppervlakte-lading heeft, zullen we deze gevallen toch afzonderlijk onderzoeken.

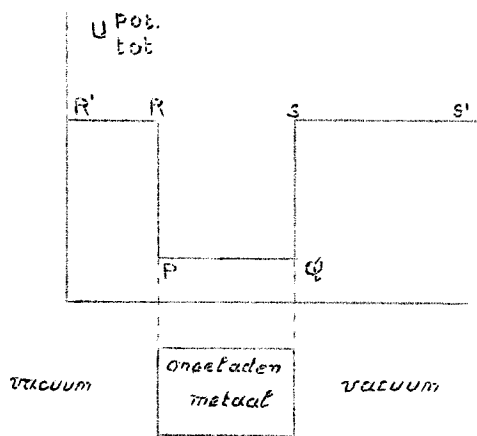
Geval I. Het stuk metaal is ONGELADEN.

Geval I. Het stuk metaal is ONGELADEN.

In dit geval bestaat het electronengas alleen maar uit VALENTIE-electronen.

Vraag: Teken een grafische voorstelling die in beeld brengt hoe groot de TOTALE POTENTIELE ENERGIE van een electron is als dit zich ALS VALENTIE-ELECTRON IN HET STUK METAAL bevindt en hoe groot deze ZOU zijn als ditzelfde electron zich VRIJ in het vacuum bevond.

Antw.:



$$U_{\text{totaal}}^{\text{pot}} = U_{\text{pot, voor dit metaal}}^* + U_{\text{A.v.P.}}$$

Omdat het metaal geen oppervlakte-lading heeft en het vacuum dus veldloos is, is

$$U_{\text{A.v.P.}} = 0$$

in ieder punt van de ruimte.

In dit geval is dus:

$$U_{\text{totaal}}^{\text{pot}} = U_{\text{pot, voor dit metaal}}^*$$

Nevenstaande figuur is de gevraagde grafiek:

De HOOGTE van het horizontale lijnstuk PQ geeft de potentiële energie aan die een valentie-electron in een stuk van DIT metaal heeft; de HOOGTE van de horizontale lijnen RR' en SS' geeft de

potentiële energie aan die zo'n valentie-electron ZOU HEBBEN als het zich als een vrij electron in de vacuum ruimte buiten het metaal bevond (en het metaal nog niet "gereageerd had" op de uittreding)

De verticale lijnstukken PR en QS geven dus de hoeveelheid SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE aan die een valentie-electron IN HET STUK METAAL M I N D E R HEEFT DAN IN HET VACUUM.

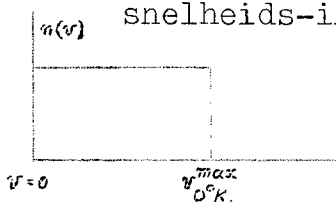
Bekeken vanuit het vacuum bevindt het valentie-electron van het metaal zich in een "potentiaal PUT"; bekeken vanuit het metaal-inwendige staat het valentie-electron aan het metaaloppervlak voor een "potentiaal BERG". Met dit tekort aan specifieke potentiële energie kan het electron onmogelijk uittreden omdat het in die toestand in het vacuum NIET KAN BESTAAN.

Vraag: Welke energie omzetting moet een valentie-electron aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum bewerken om uit het metaal in het vacuum te kunnen treden?

Antw.: Het moet zijn A.v.B. zoveel als nodig omzetten in specifieke potentiële energie. Omdat de specifieke potentiële energie iets is dat tot het meest eigene van het electron behoort, zal het valentie-electron, zodra het aan het metaaloppervlak in contact komt met het vacuum, krachtens zijn eigen natuur altijd proberen zijn $U_{\text{pot. in vacuum}}^*$ terug te krijgen:

HET VALENTIE-ELECTRON AAN HET METAAL-OPPERVLAK ZAL DUS ALTIJD "EVEN PROBEREN" OF HET KAN UITTREDEN.

Vraag: We beschouwen eens een ongeladen stuk metaal in het vacuum BIJ 0° KELVIN. De fermi statistiek leert ons dan dat er in dit stuk metaal een bepaald aantal valentieelectronen de snelheid NUL hebben, en dat alle snelheden van het snelheids-interval $0 < v \leq v_{0^\circ K}^{\text{max}}$



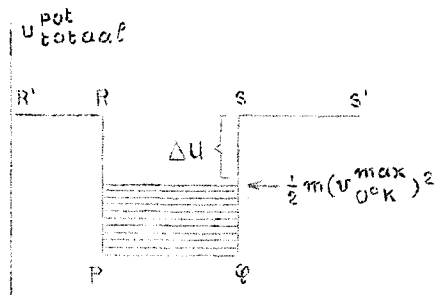
met ditzelfde aantal in het electronengas vertegenwoordigd zijn.

Een valentie-electron in het stuk metaal heeft dus bij 0° K. een kinetische energie:

$$\frac{1}{2}mv^2 \leq \frac{1}{2}m(v_{00K}^{\max})^2 \quad \text{Joule.}$$

We vragen nu: Kunnen de snelste valentie-electronen bij 0°K. uit het metaal treden als ze hun A.v.B. geheel omzetten in specifieke potentiële energie?

Antw.:



In nevenstaande figuur is grafisch aangegeven hoe hoog een valentie-electron aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum "tegen de potentiaal-berg opklimt" als het zijn A.v.B. geheel omzet in specifieke potentiële energie.

De snelste valentie-electronen komen dan dus nog de energiehoeveelheid van ΔU Joule **TE KORT**.

Omdat zowel ΔU als $\frac{1}{2}m(v_{00K}^{\max})^2$ van de SOORT van het metaal afhangen, is ΔU dus ook afhankelijk van de SOORT van het metaal; bij ieder metaal heeft ΔU echter een waarde die groter is dan nul.

Conclusie: Bij 0°KELVIN is het de valentie-electronen **ONMOGELIJK** om uit een metaal te treden.

Vraag: Hoe is dit voor temperaturen die hoger zijn dan 0°K. maar **VEEL LAGER** zijn dan de gloeitemperatuur van het beschouwde metaal, dus voor temperaturen waarbij men het metaal nog "KOUD" noemt?

Antw.:

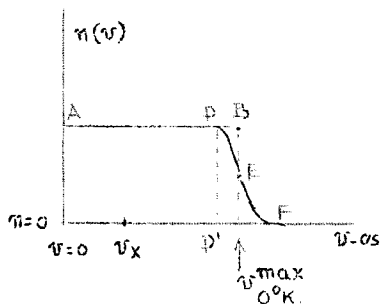


fig. I

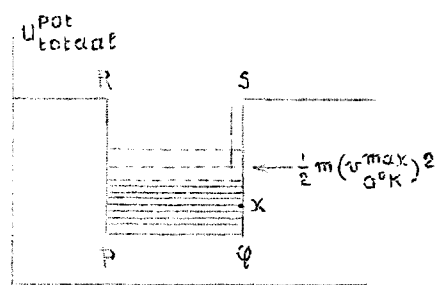


fig. II

Bovenstaande fig. I geeft de Fermi statistiek van het beschouwde metaal bij de gegeven temperatuur waarbij het metaal nog "KOUD" is. De overgrote meerderheid van de valentie-electronen (n.l. de valentie-electronen met snelheden uit het snelheidsinterval $0 \leq v \leq v_{D1}$) hebben "niets gemerkt" van een temperatuursstijging van 0°K. tot de gegeven temperatuur; van de valentie-electronen waarvan de snelheden bij 0°K. tot het snelheidsinterval $v_{D1} < 0 \leq v_{00K}^{\max}$ behoren, heeft een aantal een kleine snelheidsvermeerdering gekregen, zodat hun nieuwe snelheden tot het snelheidsinterval $v_{00K}^{\max} < v \leq v_F$ behoren.

We moeten er echter bij zeggen dat dit aantal "overlopers" voor een KOUD metaal zo klein is, dat we het gevoeglijk kunnen verwaarlozen.

Bovenstaande fig. II geeft aan hoe bij de gegeven temperatuur de energie situatie is in de "potentiaal-put". Een te verwaarlozen aantal valentie-electronen heeft een A.v.B. gekregen dat iets groter is dan $\frac{1}{2}m(v_{00K}^{\max})^2$ Joule, maar ook deze valentie-electronen zijn, als ze aan het metaaloppervlak komen, niet in staat de "potentiaal-berg" te "nemen".

Conclusie: Zolang het metaal "KOUD" is, kunnen de valentie-electronen **ONMOGELIJK** uit het metaal treden.

Vraag:

Vraag: Stel, dat een of andere werkoorzaak aan een valentie-electron met een A.v.B. van X Joule (zie fig.II) een extra hoeveelheid A.v.B. van SX Joule gaf, zou dit valentie-electron dan aan het metaaloppervlak aangekomen, kunnen uit-treden?

Antw.: Een valentie-electron met een A.v.B. van X Joule behoort in de statistiek tot de electronen van het interval $0 \leq v \leq v_{pl}$. Uit het feit dat de electronen van dat snelheidsinterval niets "gemerkt hebben" van een temperatuurstijging, leidt de hogere natuurkunde af, **DAT DEZE VALENTIE-ELECTRONEN NIET IN STAAT ZIJN EXTRA A.v.B. TE ACCEPTEREN EN VOOR ZICHZELF TE BEHOUDEN**. Zou een of andere werkoorzaak aan zo'n electron extra A.v.B. geven, dan zal dit electron die extra energie onmiddellijk moeten overdragen aan een of meer energie-rijkere valentie-electronen uit zijn omgeving; als die energie-rijkere electronen echter ook behoren tot het "rechte stuk", zullen deze die extra energie op hun beurt ook weer overdragen aan een of meer energie-rijkere valentie-electronen dan ze zelf zijn, enz. Het veronderstelde extra A.v.B. komt dus tenslotte terecht bij een of meer valentie-electronen met snelheden die behoren tot het λ -interval.

Conclusie: Alleen de valentie-electronen die behoren tot het λ -interval zijn in staat om van een of andere werkoorzaak extra A.v.B. te accepteren en dit extra A.v.B. (als dit tenminste voldoende groot is) te benutten om aan het metaaloppervlak uit het metaal in het vacuum te treden.

Opmerking: Bij het probleem van de uittreding mag men dus alleen maar denken aan de valentie-electronen uit dit λ -gebied. Dit moeten we voor ogen houden als straks de "uittree-arbeid" gedefiniëerd wordt.

Vraag: Hoeveel extra A.v.B. heeft een valentie-electron met snelheid v_{ook}^{max} minstens nodig om met een EINDIGE snelheid aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum uit het metaal te kunnen treden?

Antw.: Dit is de energie-hoeveelheid die in figuur II (blz.74) is aangeduid met ΔU
Deze energie uitgedrukt in electronvolt bedraagt (volgens PRINS)
voor Cs 1,95 eV; voor K 2,25 eV; voor Na 2,3 eV;
voor Zn 4,5 eV; voor Cu 4,5 eV; voor Ag 4,7 eV;
voor Au 4,8 eV; voor Pt 6,3 eV.

Vraag: Wat doet een valentie-electron met snelheid v_{ook}^{max} nu als het op zijn weg naar het metaaloppervlak van een nader aan te duiden werkoorzaak een extra A.v.B. krijgt van tenminste ΔU eV?

Antw.: Aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum ZET dit electron zijn A.v.B. dat het als valentieelectron had "PLUS" ΔU eV van de hoeveelheid A.v.B. die het extra gekregen heeft OM in specifieke potentiële energie IN TREET met het A.v.B. dat het dan nog heeft UIT het metaal in het vacuum.

Vraag: Hoe noemt men de werkzaamheid waardoor het valentie-electron met snelheid v_{ook}^{max} VAN HET EXTRA VERKREGEN A.v.B. ΔU eV OMZET IN SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE?

Antw.: Als een valentie-electron met snelheid v_{ook}^{max} VAN HET EXTRA VERKREGEN A.v.B. ΔU eV. omzet in de nog v_{ook}^{max} ontbrekende specifieke potentiële energie, zegt men, DAT HET ELECTRON DE UITTREE-ARBEID VERRICHT.

N.B. De term UITTREE-ARBEID heeft dus alleen betrekking op de omzetting van de ΔU eV VAN HET A.v.B. DAT DE VALENTIE-ELECTRONEN MET SNELHEID v_{00K}^{\max} NOG EXTRA MOETEN KRIJGEN.

Vraag: Hoe noemt men de energie-hoeveelheid van ΔU eV?

Antw.: Deze ΔU eV is dus de grootte van de uittree-arbeid van een valentie-electron met snelheid v_{00K}^{\max} .

Men noemt ΔU kortweg DE UITTREE-ARBEID.

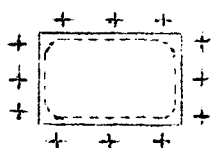
<u>NB</u>	<u>Definitie:</u> Onder <u>DE UITTREE-ARBEID</u> verstaat men de hoeveelheid A.v.B. die een valentie-electron met snelheid v_{00K}^{\max} NOG <u>EXTRA</u> MOET
<u>NB</u>	KRIJGEN om de bovenrand van de potenti-aalberg aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum te kunnen bereiken.
<u>NB</u>	

Opmerking: Voor de valentie-electronen uit het snelheidsinterval $v_D < v \leq v_{00K}^{\max}$ is de uittree-arbeid iets groter; voor de valentie-electronen uit het interval $v_{00K}^{\max} \leq v \leq v_F$ iets kleiner. Daarom noemt men de boven gedefiniëerde uittree-arbeid de EFFECTIEVE uittree-arbeid.

Voor een "steen koud" stuk metaal kan men echter gevoeglijk aannemen, dat de snelheidsverdeling van de valentie-electronen nog dezelfde is als bij $0^{\circ}K$; alleen de valentie-electronen met snelheid v_{00K}^{\max} komen dan voor een uittreding in aanmerking, zodat de effectieve uittree-arbeid dan PRACTISCH gelijk is aan de boven gedefiniëerde uittree-arbeid.

De gang van zaken bij een GLOEIEND metaal wordt in deel IV besproken.

Geval II Het stuk metaal is POSITIEF geladen.



Men heeft dus valentie-electronen van het oorspronkelijk neutrale stuk metaal afgevoerd zodat er nu een TEKORT aan valentie-electronen ontstaan is.

In de evenwichtstoestand hebben de resterende valentie-electronen zich zoveel van het metaaloppervlak naar het metaalinwendige teruggetrokken (aan de scherpe kanten het meest!) tot het metaalinwendige

weer elektrisch neutraal geworden is.

In de vacuumruimte BUITEN het metaal is een elektrisch veld ontstaan waarvan de veldlijnen aan het metaaloppervlak ontspringen, lop het metaaloppervlak staan en in de vacuumruimte of naar het oneindige of naar een naburige geleider gaan.

Ons interesseert de energie-toestand waarin een van de achtergebleven valentie-electronen in het metaalinwendige zich nu bevindt:

$$U_{\text{totaal}} = U_{\text{pot.}}^* + U_{\text{A.v.P.}} + \frac{1}{2}mv^2 \text{ Joule.}$$

Vraag: Veroorzaakt de positieve oppervlaktelading een verandering van DE SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* van een valentie-electron in het metaal-inwendige.

Antw.: Omdat de lading zo over het oppervlak verdeeld is dat het elektrische veld van deze lading voor ieder punt van het metaal-inwendige NUL is, veroorzaakt deze oppervlaktelading IN HET METAALINWENDIGE GEEN VERANDERING VAN HET ROOSTERVELD, dus ook GEEN verandering in U_{pot}^* en GEEN verandering in de Fermi-statistiek. Deze laatste bepaalt de waarde van $\frac{1}{2}mv^2$ van het beschouwde valentie-electron.

Vraag: Veroorzaakt de positieve oppervlaktelading een verandering in $U_{\text{A.v.P.}}$ van een valentie-electron in het metaalinwendige?

Antw.:

Antw.: De positieve oppervlakte-lading veroorzaakt in de vacuümruimte BUITEN de geleider een electrisch veld dat een even tuele negatieve lading naar het metaal TOE wil drijven. De energie van dit veld is gelijk aan de arbeid die men heeft moeten verrichten om het stuk metaal deze positieve lading te geven.

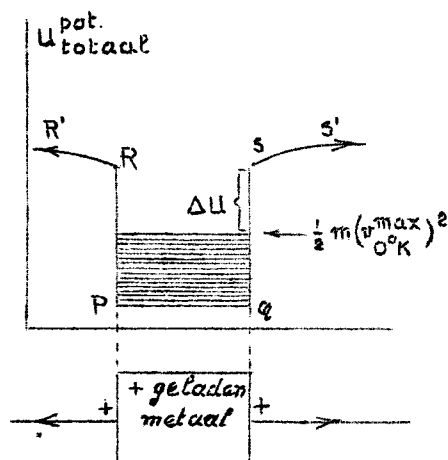
Door het ontstaan van dat electrische veld heeft U_{absoluut} van een valentie-electron uit de aequipotentiaal-A.v.P. ruimte van het metaal EEN NEGATIEVE WAARDE GEKREGEN; wij zouden immers POSITIEVE arbeid OP de veldkracht moeten verrichten om een negatieve proeflading VANAF het positief geladen metaaloppervlak naar het oneindige te brengen. Is de absolute potentiaal van de geleider $+V$ volt, dan be draagt deze arbeid voor een electron:

$$+ eV \text{ Joule} = + V \text{ electronvolt.}$$

CONCLUSIE. De positieve oppervlakte-lading heeft tot gevolg dat U_{absoluut} van een valentie-electron in het metaalinwendige NEGATIEF IS en gelijk is aan $-V$ electronvolt.

Vraag: Hoe ziet de grafiek van $U_{\text{totaal}}^{\text{pot.}}$ er nu uit voor een valentie-electron?

Antw.:



Nevenstaande figuur is de gevraagde grafiek: Het verschil

$$U_{\text{pot. in vacuum}}^* - U_{\text{pot. in dit met.}}^*$$

is door de positieve oppervlakte-lading NIET veranderd. De potentiaalput is dus even diep gebleven en de uittree-arbeid ΔU heeft dus ook nog dezelfde waarde.

Maar als een valentie-electron, na de uittree-arbeid verricht te hebben, de bovenrand S van de put bereikt heeft, BEVINDT HET ZICH NU AAN DE VOET VAN EEN "POTENTIALHEUVEL" die asymptotisch nadert tot het niveau

$$U_{\text{totaal}}^{\text{pot.}} = U_{\text{pot. in vacuum}}^*$$

Ten opzichte van de grafiek voor

het ongeladen stuk metaal is de potentiaalput dus $V_e.v$ GEZAKT.

Vraag: Hoe groot is het A.v.B. van het uitgetreden electron in het punt S?

Antw.: Dit is gelijk aan het A.v.B. dat het electron NOG OVER HEEFT van de EXTRA energie die het als valentie-electron van de extra werkoorzaak gekregen heeft.

Vraag: Welke energie-omzetting heeft er plaats als het uitgetreden electron vanuit S de "potentialheuvel" in het vacuüm bestijgt?

Antw.: Bij het bestijgen van deze potentialheuvel zet het electron zijn A.v.B. om in A.v.P. in het positieve electrische veld buiten de geleider. Zijn specifieke potentiële energie $U_{\text{pot. in vacuum}}^*$ verandert daarbij NIET.

Vraag: Wat gebeurt er met het uitgetreden electron als zijn A.v.B. in S niet toereikend is om het oneindige te bereiken?

Antw.: Het uitgetreden electron komt dan slechts tot een bepaalde hoogte tegen SS' omhoog, keert dan om en.....valt tenslotte terug in de potentiaalput SQPR. Terug in de put wordt het weer valentie-electron; het krijgt dan de energie-status terug die het had VOORDAT het de extra energie ontving.

Die extra energie zelf wordt bij de terugval aan de andere valentie-electronen afgestaan of wordt omgezet in warmte.

EINDCONCLUSIE van Geval II:

Een eventuele positieve oppervlakte-lading doet het verschil $U_{\text{pot.in vacuum}}^* - U_{\text{pot.in dit metaal}}^*$

NIET van waarde veranderen: MET OF ZONDER positieve oppervlakte-lading moet een valentie-electron met snelheid v_{0K}^{max} EEN EVENGROTE UITTREE-ARBEID VERRICHTEN.

De positieve oppervlaktelading BEGINT pas EEN ROL TE SPELEN NADAT

het valentie-electron IS uitgetreden.

Geval III. Het stuk metaal is NEGATIEF geladen.

-gela.
den
metaal

Het stuk metaal heeft nu dus een TEVEEL aan electronen. Zoals we uit de electrostatica weten zetelt het teveel aan negatieve lading aan het buiten-oppervlak van de geleider en is daar zò over verdeeld, DAT HET INWENDIGE VAN DE GELEIDER ELECTRISCH NEUTRAAL IS.

In de vacuum ruimte BUITEN het stuk metaal is nu een electrisch veld ontstaan waarvan de veldlijnen vanaf het oneindige (of een naburige geleider) naar het metaal-oppervlak TOE lopen, dit oppervlak loodrecht treffen en op dit oppervlak eindigen. De energie van dit veld is gelijk aan de arbeid die men heeft moeten verrichten om het stuk metaal deze lading te geven.

Vraag: Veroorzaakt deze negatieve oppervlakte-lading een verandering van de uittree-arbeid die een valentie-electron moet verrichten om uit het metaal in het vacuum te treden?

Antw.: Omdat het metaal-inwendige electrisch neutraal gebleven is, veroorzaakt de negatieve oppervlakte-lading GEEN verandering van het roosterveld, dus ook GEEN verandering van $U_{\text{pot.in dit metaal}}^*$

De waarde van het verschil $U_{\text{pot.in vacuum}}^* - U_{\text{pot.in dit metaal}}^*$ heeft door de negatieve oppervlaktelading dus ook GEEN verandering ondergaan.

CONCLUSIE: MET OF ZONDER negatieve oppervlakte-lading moet een valentie-electron met snelheid v_{0K}^{max} DEZELFDE UITTREE ARBEID ΔU verrichten.

Vraag: In welke situatie bevinden zich de LADINGS-ELECTRONEN?

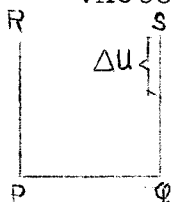
Antw.: Het inwendige van een stuk metaal is electrisch neutraal. Dit wil niet alleen zeggen dat de totale + lading in het metaal-inwendige gelijk en tegengesteld is aan de totale - lading, maar ook, DAT HET ROOSTER-INWENDIGE MET ELECTRONEN VERZADIGD IS. De natuurwetten die de situatie in een metaalrooster bepalen SLUITEN IEDERE MOGELIJKHEID VAN OVERVERZADIGING IN HET ROOSTER-INWENDIGE BESLIST UIT. De roosterwetten VERBIEDEN de ladingselectronen ONVOORWAAR DELIJK om het inwendige van het rooster te betreden.

Diezelfde roosterwetten hebben echter ook tot gevolg DAT HET BUITEN-OPPERVLAK VAN EEN ONGELADEN STUK METAAL NOG NIET MET ELECTRONEN VERZADIGD IS, maar nog een ZEER GROTE HOEVEELHEID NEGATIEVE LADING moet bevatten alvorens de toestand van OPPERVLAKTE-VERZADIGING bereikt is.

Een stuk metaal zal er dus KRACHTENS ZIJN ROOSTERNATUUR naar streven om zijn BUITENOPPERVLAK met electronen te

verzadigen, dus electronen aan dit buiten-oppervlak TE BINDEN. Dit doet het door een vrij electron dat van BUITEN AF met dit metaal-oppervlak in contact komt TE DWINGEN OM EERST ZIJN A.v.B. GEHEEL AF TE STAAN EN DAN NOG ΔU e.V. VAN DE SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE DIE HET HAD IN HET VACUUM.

Daardoor komt zo'n electron dus, wat zijn energie betreft, terecht IN DE POTENTIAALPUT en wel ΔU e.V. diep; het electron is dan dus niet meer in staat om OP EIGEN KRACHT het vacuum te betreden en is aldus AAN HET BUITEN-OPPERVLAK van het stuk metaal GEBONDEN.



In welke vorm of vormen de door het vrije electron afgestane energie wordt teruggevonden, hangt van de omstandigheden af. We zullen daar te zijner tijd op terug komen.

CONCLUSIE: De ladingselectronen bevinden zich aan de BUITENKANT van het metaal-oppervlak IN RUST en zitten, wat hun potentiële energie betreft ΔU e.V. diep IN DE POTENTIAALPUT.

Opmerking: Het metaalrooster heeft aan elk van zijn VALENTIE-electronen de hoeveelheid specifieke potentiële energie van ∞ e.V. ontnomen; aan elk LADINGS-electron ontnemt het slechts ΔU e.V., dus MINDER! De exacte verklaring hiervan ligt ver boven ons bereik.

Deze komt hierop neer:

Een ladingselectron staat aan de ene kant in contact met het metaal-oppervlak, maar aan de andere kant MET HET VACUUM en is dus krachtens zijn eigen natuur steeds PROBEREND om in het vacuum te treden en aldus zijn eigen specifieke potentiële energie terug te krijgen. De evenwichtstoestand waarin dus geen enkele normale ambitie van het electron overheerst en het electron dus OP het buiten-oppervlak BLIJFT, wordt bereikt, als het ladingselectron de energiestatus heeft van het electron DAT ALLEEN NOG MAAR DE UITTREE-ARBEID BEHOEFT TE VERRICHTEN OM IN HET VACUUM TE KUNNEN TREDEN.

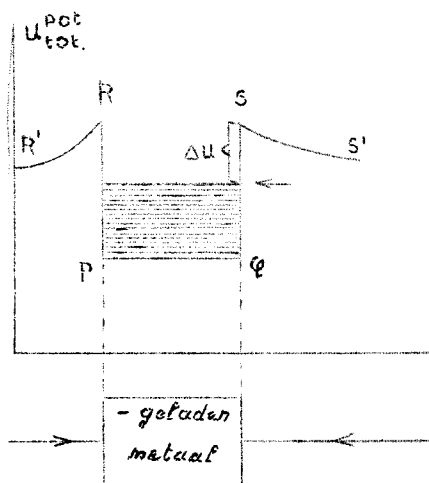
Daartoe is nodig en voldoende dat het ladings-electron zich ΔU e.V. diep in de potentiaalput bevindt.

NB Voor ons is het van belang vast te stellen DAT DE LADINGS-ELECTRONEN ALS EERSTEN "OP DE WACHTLIJST STAAN" OM DE UITTREE-ARBEID TE MOGEN VERRICHTEN.

Als een ladings-electron in het vacuum treedt, zegt men ook dat het electron is "UITGETREDEN".

Vraag: Hoe ziet de grafiek van $U_{\text{totaal}}^{\text{pot.}}$ er uit voor de valentie-electronen en voor de ladings-electronen?

Antw.:



Doordat de veldlijnen van het elektrische veld in de vacuumruimte buiten de geleider naar het metaal-oppervlak TOE lopen, heeft een uitgetreden electron in het punt S van dit veld een POSITIEF A.v.P.

Heeft het negatief geladen stuk metaal de absolute potentiaal $-V$ volt, dan heeft het uitgetreden electron in S een U_{absoluut} van $+V$ electron-volt. A.v.P.

In het punt S bevindt het uitgetreden electron zich dus in het hoogste punt van een potentiaalheuvel die dalend asymptotisch nadert tot het niveau $U_{\text{pot.}}$ in vacuum.

T.o.v. de grafiek voor de ongeladen geleider is de potentiaalput dus IN ZIJN GEHEEL V electronvolt GESTEGEN. Gaande van S naar het oneindige zet het uitgetreden electron zijn A.v.P. geleidelijk om in A.v.B.

CONCLUSIE uit geval III.

- 1^o) MET OF ZONDER negatieve oppervlakte-lading moet een VALENTIE electron met snelheid v_{max} DEZELFDE UIT-TREEARBEID ΔU e.V verrichten om uit het metaalrooster in het vacuum te kunnen treden.
- 2^o) Het metaalrooster dwingt de LADINGS-ELECTRONEN om IN RUST aan het BUITEN-oppervlak van een stuk metaal te verblijven met de potentiële energiestatus van een electron DAT ALLEEN NOG MAAR DEZELFDE UIT-TREE-ARBEID ΔU e.V BEHOEFT TE VERRICHTEN om uit het roosterverband in het vacuum te treden.
- 3^o) Het elektrische veld van de negatieve oppervlakte-lading BEGINT pas een rol te spelen NADAT een electron IS UITGETREDEN.

NB. Uit de gevallen I, II en III volgt, dat het met betrekking tot de uittree-arbeid voor een VALENTIE-ELECTRON niets ter zake doet of het beschouwde stuk metaal ONGE LADEN is of een POSITIEVE- of NEGATIEVE OPPERVLAKTE-LADING heeft.

CONCLUSIE-VRAAG: KUNNEN ER VALENTIE-ELECTRONEN OF eventueel LADINGS-ELECTRONEN VAN EEN "STEENKOUD" STUK METAAL
OP EIGEN KRACHT
UIT HET ROOSTERVERBAND IN HET VACUUM TREDEN?

Antw.: ZOLANG HET METAALOPPERVLAK ONVERZADIGD IS NIET. MET OF ZONDER POSITIEVE OF NEGATIEVE OPPERVLAKTE-LADING KOMEN ALLE ELECTRONEN DIE IN EEN "STEENKOUD" STUK METAAL IN AANMERKING KOMEN OM UIT TE TREDEN, (dit zijn de VALENTIE-electronen met snelheid v_{max} en ALLE LADINGS-ELECTRONEN) EEN ZELFDE voor de soort van het metaal karakteristieke HOEVEELHEID ENERGIE ΔU e.V TE KORT OM UIT HET ROOSTERVERBAND IN HET VACUUM TE KUNNEN TREDEN. Om met een eindige snelheid uit het roosterverband in het vacuum te kunnen treden moeten ze van een of andere werkoorzaak de UITTREE-ENERGIE ΔU e.V EXTRA ONTVANGEN.

- Opmerkingen:
- a) De gang van zaken bij een GLOEIEND metaal wordt in deel IV besproken.
 - b) Voor de volledigheid vermelden we nog, dat de DIEPTE S_Q van de potentiaalput ook nog zwak afhankelijk is van de TEMPERATUUR van het stuk metaal: Per graad temperatuurstijging neemt S_Q met bedragen van de grootte orde 10^{-6} e.V TOE. Op deze temperatuurafhankelijkheid van S_Q berust de THERMOELECTRICITEIT. We gaan daar niet op in.
 - c) De vraag, wanneer een metaaloppervlak verzadigd is van electronen en welke effecten er in de buurt van het "verzadigingspunt" optreden (tunnel-effect) zullen we bewaren voor ons kandidaats-examen.

SAMENVATTING van punt a) De uittree-arbeid aan het grensvlak tussen een stuk metaal en het VACUUM.

(zie blz. 81)

SAMENVATTING van punt a)

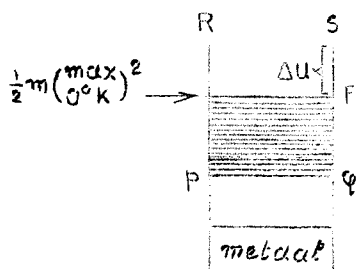
De uittree-arbeid aan het grensvlak tussen een stuk metaal en het VACUUM.

1) Een electron kan DRIE SOORTEN energie hebben:

- samen
U_{pot}
totaal
- 1°) A.v.B. $\rightarrow \frac{1}{2}mv^2$ Joule
 - 2°) A.v.P. \rightarrow de energie die een veld voor het electron "IN PETTO" heeft doordat het electron zich op een bepaalde plaats in dat veld bevindt $\rightarrow V$ e.V.
 - 3°) SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* \rightarrow d.i. de energie van het elektrische veld dat het electron ZELF veroorzaakt doordat het ZELF negatieve lading IS.

2) De SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE U_{pot}^* van het electron IS VOOR EEN VALENTIE-ELECTRON IN EEN U_{pot}^* METAALROOSTER EEN door de sterkte van het roosterveld BEPAALD AANTAL ELECTRONVOLT KLEINER DAN VOOR EEN VRIJ ELECTRON IN HET VACUUM.

3) GRAFISCH betekent dit, dat IEDER VALENTIE-ELECTRON van een stuk metaal zich, wat betreft zijn specifieke potentiële energie, op de BODEM van een z.g. POTENTIALPUT bevindt die SQ e.V. diep is.



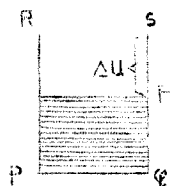
Hierbij is:

$$SQ = U_{pot.in vac.}^* - U_{pot.in dit metaal}^* \text{ e.V.}$$

4) Indien een VALENTIE-ELECTRON met snelheid v_{00k}^{max} (dit zijn de enige valentie-electronen die in een "steen-koud" stuk metaal in aanmerking komen om uit te treden) aan het metaaloppervlak zijn A.v.B. GEHEEL omzet in specifieke potentiële energie KOMT HET NOG ΔU e.V. TEKORT om de bovenrand van de potentialput te bereiken.

Wil een valentie-electron met snelheid v_{00k}^{max} met een eindige snelheid uit het stuk metaal treden, dan v_{00k}^{max} moet het dus van een of andere werkoorzaak een EXTRA A.v.B. krijgen dat GROTER is dan ΔU e.V.

Van dit EXTRA A.v.B. zet het valentie-electron dan ΔU e.V. om in specifieke potentiële energie en treedt met het A.v.B. DAT HET DAN NOG OVER HEEFT uit het roosterverband in het vacuum. Men zegt dan DAT HET ELECTRON DE UITTREE-ARBEID VERRICHT.

DEFINITIE:

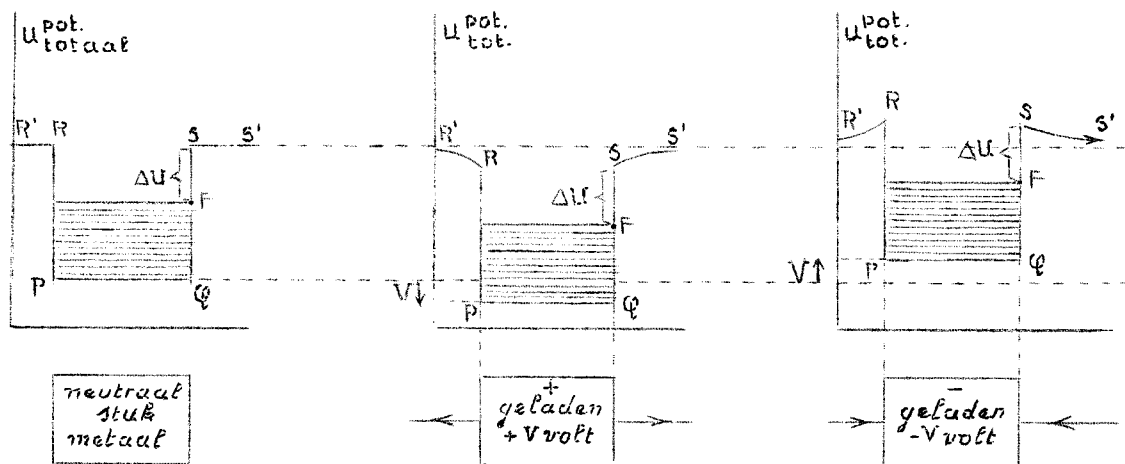
Onder de (grootte van de) uittree-arbeid verstaat men de energie, uitgedrukt in electronvolt, die een electron van het energieniveau F TE KORT KOMT om de bovenrand S van de potentialput te kunnen bereiken.

De uittree-arbeid is dus ΔU electronvolt.

5) De grootte van de uittree-arbeid is VOLSTREKT ONAFHANKELIJK van een eventuele positieve- of negatieve OPPERVLAKTE-LADING van het stuk metaal: De eventuele oppervlakte-lading is immers altijd zó over het metaaloppervlak verdeeld DAT HET METAAL-INWENDIGE ELECTRIECH NEUTRAAL BLIJFT, zodat een oppervlakte-lading GEEN VERANDERING VEROORZAAKT IN HET ROOSTERVELD.

6) Deze eventuele oppervlakteladingen BEGINNEN PAS voor het uit-tredende electron EEN ROL TE SPELEN NADAT HET ELECTRON DE UIT-TREE-ARBEID HEEFT VERRICHT EN UIT HET ROOSTERVERBAND GETREDEN IS.

In onderstaande figuren zijn de grafieken van $U_{\text{TOTAAL}}^{\text{pot.}}$ van een electron VÓÓR en NÁ zijn uittreding getekend voor de gevallen dat het stuk metaal neutraal, positief- en negatief geladen is.



De - oppervl.lading heeft tot gevolg, dat de "PUT" V electr. volt GEZAKT is. De - oppervl.lading heeft tot gevolg, dat de "PUT" V electr. volt GESTEGEN is.

MET OF ZONDER OPPERVLAKTE-LADING MOET EEN ELECTRON VAN HET NIVEAU F

EEN ZELFDE UITTREE-ARBEID ΔU e.V.

VERRICHTEN.

De grootte van ΔU wordt voor een stuk metaal IN HET VACUUM alleen bepaald door DE STERKTE van het ROOSTERVELD.

ZONDER EXTRA ENERGIE kan een electron van het niveau F NIET UIT HET ROOSTERVERBAND IN HET VACUUM TREDEN.

b) De UITTREE-ARBEID aan het grensvlak van een stuk metaal en een DIELECTRICUM.

Stellen we de specifieke potentiële energie van een electron in een gegeven dielectricum voor door $U_{\text{pot.}}^*$ in DIT dielectricum, dan is

$$U_{\text{pot.}}^* \text{ in een met.} < U_{\text{pot.}}^* \text{ in dit diel.} < U_{\text{pot.}}^* \text{ in vac.}$$

Gevolg: 1^o) Aan het grensvlak tussen een metaal en een dielectricum is de potentiaalput MINDER DIEP dan aan het grensvlak tussen een stuk van DAT metaal en het VACUUM.

2^o) De UITTREE-ARBEID aan het grensvlak tussen een stuk metaal en EEN DIELECTRICUM is KLEINER dan de uittree-arbeid aan het grensvlak van een stuk van DIT metaal en HET VACUUM.

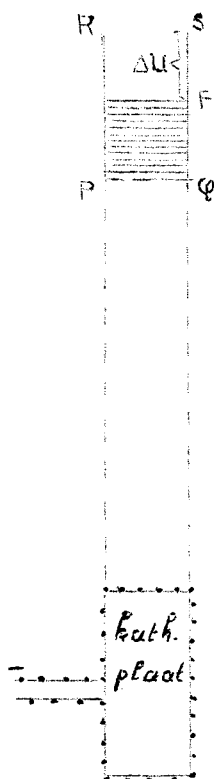
Voor een metaal IN EEN GASRUIMTE is de uittree-arbeid (practisch) GELIJK aan de uittree-arbeid voor dit metaal in het vacuum.

3^o) Het vacuum is DE BESTE ISOLATOR die er bestaat.

§ 4. HET ONTSTAAN VAN KATHODESTRALEN in een ontladingsbuis met KOUDE kathodeplaat.

We vervolgen nu de beschouwing van § 3 waarin bewezen werd dat in een ontladingsbuis (met een verdunde gasvulling) POSITIEVE GASIONEN TEGEN DE (koude) KATHODEPLAAT BOTSSEN zodra er tussen de anode (+) en de kathodeplaat (-) een potentiaalverschil (van enige duizenden volt) wordt aangelegd.

In verband met de in § 3 behandelde uittree-arbeid en de Fermi-statistiek hebben nu twee dingen onze bijzondere aandacht:



1°) De kathodeplaat is KOUD, d.w.z. dat zowel de voor een uittreding in aanmerking komende valentie-electronen (dit zijn in een koud metaal praktisch alleen de valentie-electronen met snelheid v_{0ok}^{max}) als de eventuele ladings-electronen aan het metaaloppervlak ΔU e.V. TE KORT KOMEN om uit het roosterverband te kunnen treden.

VOOR ZOVER HET DUS VAN DE KOUDE KATHODEPLAAT AFHANGT KUNNEN ER GEEN ELECTRONEN UIT DE KATHODEPLAAT TREDEN: VOOR EEN UITTREDING IS HET NODIG DAT EEN WERKOORZAAK VAN BUITEN AF AAN EEN voor een uittreding in aanmerking komend ELECTRON DE HOEVEELHEID ENERGIE VAN ΔU e.V. EXTRA GEEFT.

2°) De kathodeplaat is NEGATIEF geladen, d.w.z. dat het BUITEN-OPPERVLAK van de kathodeplaat IN FEITE bezaaid is met LADINGS-ELECTRONEN die zich aan dat oppervlak IN RUST bevinden, maar de potentiële energiestatus van het punt F (zie fig. boven) hebben en dus a.h.w. "staan te popelen" om de uittree-arbeid te gaan verrichten. Elk ladingselectron "wacht" op de extra energieportie van ΔU e.V. die het van een of andere (in dit geval UITWENDIGE) werkoorzaak moet krijgen.

We willen nu plausibel maken dat een botsing van een gasion tegen de kathodeplaat tot gevolg KAN hebben dat er één of meer LADINGS-ELECTRONEN uit de kathodeplaat treden.

Welnu: Als een positief geladen gasion tegen de negatief geladen kathodeplaat botst zal dit ion in het tijdsinterval van het botsingscontact ONTLADEN worden en na deze botsing als een neutraal gasdeeltje in de ruimte van de ontladingsbuis terugkeren.

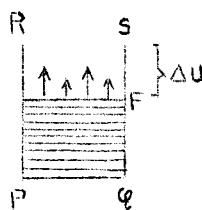
Deze botsing heeft echter ook gevolgen voor de ladings- en valentie-electronen die NIET bij het ontladingsproces betrokken zijn, maar wel in botsingscontact komen met het gasion: IN DE EERSTE HELFT VAN DE BOTSING (dus in het tijdsinterval dat het aanstormende gasion nog een snelheid heeft die de kathodeplaat IN gericht is) KRIJGEN DEZE ELECTRONEN EEN STOOT DIE DE KATHODEPLAAT IN GERICHT IS.

→ Omdat de valentie-electronen betrokken zijn bij de tot stand koming en de arbeidsverrichting van de VEERKRACHT VAN HET METAAL (het ionenrooster van het metaal wordt immers BIJEENGEHOUDEN door de valentie-electronen) moeten we de mogelijkheid open laten dat de VALENTIE-electronen de bij die stoot ontvangen energie geheel moeten opofferen aan het "gewone" botsingsgebeuren; de arbeid door de veerkracht verricht en het warm worden van het metaal.

→ MET DE LADINGS-ELECTRONEN IS HET ECHTER ANDERS GESTELD. Deze hebben NIETS te maken met de veerkracht van het metaal (die er immers op gericht is om het ionenrooster de oorspronkelijke vorm terug te geven) en staan aan het buiten-oppervlak van het rooster, om zo te zeggen, te popelen om de uittree-arbeid te verrichten.

De stoot die deze ladingselectronen van het aanstormende gasion krijgen IS HET METAALROOSTER IN GERICHT. Het metaalrooster laat deze ladingselectronen echter NIET TOE TOT HET ROOSTERINWENDIGE:

Deze ladingselectronen zullen dus aan het roosteroppervlak WORDEN TERUGGEKAATST en komen dus MET EEN ZEKERE, DE KATHODEPLAAT UIT GERICHTE SNELHEID aan het buitenoppervlak van de kathodeplaat terug.



Nevenstaande figuur geeft een schematisch beeld van de situatie die nu in de potentiaalput is ontstaan.

Enige ladingselectronen met de potentiële energie-status F hebben een EXTRA A.v.B. waarvan de snelheidsvector het metaal UIT gericht is. Deze ladingselectronen zullen dus onmiddellijk IEDER VOOR ZICH PROBEREN OM HUN EXTRA A.v.B. OM TE ZETTEN IN UITTREE-ARBEID.

→ IS HET EXTRA A.v.B. VAN ZO'N LADINGS-ELECTRON GELIJK AAN ΔU e.V., DAN ZAL DIT ELECTRON DAADWERKELIJK UIT HET METAAL TREDEN en aldus de bovenrand S van de potentiaalput bereiken (zie ben.opm.b);

→ IS HET EXTRA A.v.B. ECHTER KLEINER DAN ΔU e.V., dan valt het na zijn uittree poging weer terug in de potentiaalput. Het krijgt dan weer de potentiële energie-status van het punt F, maar moet zijn extra energie afstaan, mogelijkerwijs aan een ander "MEER begunstigd" ladings-electron dat deze energie nog geheel of gedeeltelijk nodig heeft om te kunnen uittreden.

De extra energie die NIET gebruikt wordt voor een uittreding, wordt omgezet in WARMTE ENERGIE van de kathodeplaat.

CONCLUSIE: Het is inderdaad MOGELIJK, dat een positief geladen gasion bij zijn botsing tegen de negatief geladen kathodeplaat EEN of MEER LADINGSELECTRONEN UIT DE KATHODEPLAAT LOSSLAAT.

Opmerkingen: a) Bij de ONTLADING van het positieve gasion neemt het ion zoveel ladingselectronen van de kathodeplaat in zijn electronenwolk op tot het een NEUTRAAL gasdeeltje geworden is. DAARBIJ KOMT EEN HOEVEELHEID ENERGIE VRIJ, n.l. DE IONISATIE-ENERGIE VAN HET ION VERMINDERD MET DE UITTREE-ARBEID van de door het ion opgenomen ladingselectronen. Botst b.v. een HELIUM-ion (ionisatie-energie 24,5 e.V) tegen een kathodeplaat (uittree-arbeid 5 e.V) dan komt bij de ontlading van dit eenwaardige ion 19,5 e.V VRIJ. Op zichzelf zou deze energie voldoende zijn om de uittreding van DRIE ladingselectronen te bekostigen.

De hogere natuurkunde bewijst echter DAT SLECHTS EEN KLEIN GEDEELTE (ongeveer gelijk aan 2% van de uittree-arbeid) VAN DEZE ENERGIE AAN DE LADINGSELECTRONEN KAN OVERGEDRAGEN WORDEN. De kans dat deze energie bij EEN ladingselectron terecht komt is uiterst klein; de kans dat DAT electron die energie nu nog juist nodig heeft om uit het metaal te kunnen treden is nog kleiner; deze portie extra energie speelt dus met betrekking tot een mogelijke uittreding practisch geen rol (Joos)

b) In onze beschouwing over de mogelijke uittreding van ladingselectronen t.g.v. een botsing van een gasion tegen een koude kathodeplaat komt NIET tot uitdrukking WAAROM DE UITTREDENDE ELECTRONEN DE KATHODEPLAAT "MET EEN TE VERWAARLOZEN KLEINE SNELHEID" VERLATEN, m.a.w. SLECHTS DE BOVENRAND S VAN

DE POTENTIALPUT KUNNEN BEREIKEN.

Om dat duidelijk te maken zouden we moeten nagaan wat er bij die "terugkaatsing" van het ladings-electron aan het roosteroppervlak PRECIËS gebeurt. We zouden dan zien dat het "indringende" electron door het roosterveld geheel wordt beroofd van zijn A.v.B. en als het tot stilstand gekomen is VAN DIE GEROOFDE ENERGIE weer een deel terug krijgt, echter HOOGSTENS zoveel, dat het terug aan het buitenoppervlak JUIST de uittree-arbeid kan verrichten. De rest van die geroofde energie komt voor een deel ten goede aan ANDERE ladings-electronen (die daar echter NIET MEER van kunnen opnemen als nodig is om de uittree-arbeid te verrichten) en wat er dan nog over is wordt omgezet in warmte-energie van het metaal.

CONCLUSIE: De ladings-electronen die door een gasion uit een koude kathodeplaat worden losgeslagen, hebben NA hun uittreding de snelheid NUL; ze bereiken dus JUIST de bovenrand van de potentiaalput.

- c) Het is ook mogelijk dat een of ander VALENTIE-electron uit de koude kathodeplaat wordt losgeslagen. De "procedure" is dan echter zo ingewikkeld, dat we deze maar niet in onze beschouwing zullen opnemen.

In ieder geval verlaten deze de kathodeplaat eveneens met een te verwaarlozen kleine snelheid.

Vraag: Waar hangt het vanaf OF EEN AANSTORMEND GASION WERKELIJK ELECTRONEN UIT DE KATHODEPLAAT LOSSLAAT en welke grootte-bepalen HET AANTAL electronen dat dan wordt losgeslagen?

Antw.: OF een gasion electronen uit de kathodeplaat losslaat en HET AANTAL van deze losgeslagen electronen wordt bepaald

- 1^o) door DE HOEVEELHEID BEWEGING waarmee het gasion de kathodeplaat treft. Bij een grotere hoeveelheid beweging krijgen de electronen een HARDERE STOOT; uit het (reeds in deel II proefondervindelijk bewezen) feit dat de electronen met een snelheid NUL uit de kathodeplaat treden, volgt, dat de energie die aan uittreding besteed wordt NIET AAN EEN ELECTRON ALLEEN ten goede kan komen, maar om zo te zeggen, gebruikt wordt OM ZOVEEL MOGELIJK ELECTRONEN te laten uittreden.

Een TOENAME van deze hoeveelheid beweging heeft dus tot gevolg DAT ER M E E R ELECTRONEN UITTREDEN.

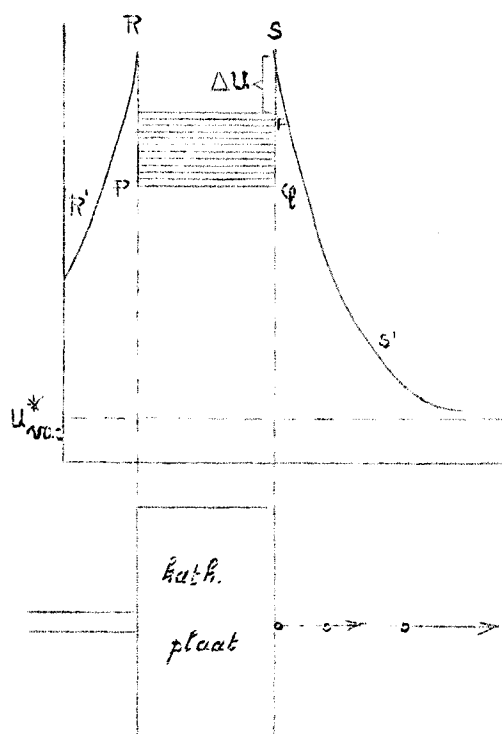
Deze hoeveelheid beweging hangt af van HET POTENTIALVERSCHIL tussen de anode en kathode. Bij een kathodestraalbuis met koude kathode moet dit enige duizenden volt bedragen.

- 2^o) door DE GROOTTE VAN DE UITTREE-ARBEID. Hoe groter deze uittree-arbeid is, des te minder uittredingen kunnen er met eenzelfde hoeveelheid extra energie bekostigd worden.

CONCLUSIE: De met voldoende GROTE HOEVEELHEID BEWEGING tegen de koude kathodeplaat botsende gasionen FUNGEREN VOOR DE LADINGS- en valentie ELECTRONEN ALS UITWENDIGE WERK-OORZAAK DIE ZOVEEL MOGELIJK ELECTRONEN WELKE IN AANMERKING KOMEN VOOR EEN UITTREDING, DE ONTBREKENDE ENERGIE VERSCHAFT OM DE UITTREE-ARBEID TE VERRICHTEN.

Vraag: Na hun uittreding bevinden de electronen zich dus aan de bovenrand van de potentiaalput.
Wat gaat er nu met deze uitgetreden electronen gebeuren?

Antw.:

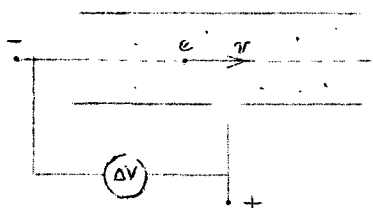


Het juist uitgetreden electron bevindt zich aan de bovenrand S van de potentiaalput. Het heeft nu geen binding meer met het metaalrooster van de kathodeplaat, zijn snelheid is NUL.

Ten opzichte van de buitenwereld bevindt het zich nu echter aan de bovenrand van de z.g. KATHODEVAL, het zeer sterke elektrische veld vlak vòòr de kathodeplaat waarvan de veldlijnen loodrecht naar de kathodeplaat TOE gericht zijn. Het uitgetreden electron in S wordt nu door de veldkracht van dat elektrische veld IN DE KATHODEVAL GETROKKEN en krijgt daarin een zeer grote loodrecht van de kathodeplaat AF gerichte snelheid overeenkomstig de formule:

$$\frac{1}{2}mv^2 = e \cdot \Delta V \text{ Joule}$$

CONCLUSIE: De uit de kathodeplaat getreden electronen krijgen in de kathodeval een zeer grote snelheid, die loodrecht op de kathodeplaat staat en van deze plaat AF gericht is.



Indien het gas in de ontladingsbuis voldoende verdund is, zal een zeker percentage van de electronen die PER SECONDE uit de kathodeplaat worden losgeslagen NIET IN BOTSING KOMEN MET GASMOLECULEN in de buis en langs RECHTE, LOODRECHT OP DE KATHODEPLAAT STAANDE BANEN de glaswand tegenover de kathodeplaat bereiken.

De stroom van deze "geluk hebbende" electronen, hebben we in deel II van dit hoofdstuk eerst KATHODESTRALEN genoemd en later (toen we gedwongen waren de "met een te verwaarlozen kleine snelheid uit de kathodeplaat vliegende negatief geladen DEELTJES" te identificeren met electronen) de naam ELECTRONENSTRALEN gegeven.

Nu we op de hoogte zijn van de Fermi-statistiek en de uittree-arbeid is het evident dat de kathodestraal-deeltjes ELECTRONEN ZIJN.

De rest van de per seconde uit de kathodeplaat tredende electronen heeft "pech"; ze bewegen zich eveneens rechtlijnig en loodrecht van de kathodeplaat AF, maar KOMEN OP HUN WEG IN BOTSING MET EEN GAS-MOLECUUL.

Bij een voldoende grote waarde van het potentiaalverschil ΔV tussen de anode en kathode heeft zo'n botsend electron dan zoveel bewegingsenergie ($\frac{1}{2}mv^2 = e \cdot \Delta V$ Joule) dat HET GASMOLECUUL DOOR DIE STOOT WORDT GEÏONISEERD, waarbij dus het gasmolecuul wordt gesplitst in een positief ion en een vrij electron. (Het is ook mogelijk dat het gasmolecuul bij zo'n botsing uiteenvalt in neutrale atomen. Zo'n atoom kan dan bij een volgende botsing geïoniseerd worden).

Deze ioniserende botsingen ZIJN NODIG OM DE VOORRAAD POSITIEVE GASIONEN OP PEIL TE HOUDEN, die nodig is voor vorming van de vlak vòòr de kathode liggende KATHODEVAL.

Het aantal gasionen dat per seconde door de thermische ionisatie en de werking van de cosmische straling in een ver

dund gas gevormd wordt is te verwaarlozen klein; zeker te klein om de kathodestraalbuis op gang te houden. Het percentage van de per seconde uit de kathodeplaat tredende electronen dat "pech heeft" FUNGEERT DUS in een continu werkende electronenstraalbuis met koude kathodeplaat ALS IONISEREND AGENS.

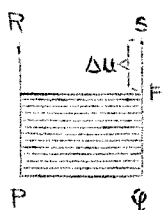
Vraag: Aan welke voorwaarden moet dus voldaan worden, wil een electronenstraalbuis met koude kathodeplaat continu functioneren?

- Antw.: 1°) De gasdruk mag NIET TE HOOG zijn, want dan is het percentage van de per seconde uit de kathodeplaat tredende electronen dat in botsing komt met gasmoleculen te groot, zodat er zich electronen STRAAL kan vormen.
- 2°) De gasdruk mag NIET TE LAAG zijn, want dan kan de voorraad positieve gasionen niet op peil gehouden worden.
- 3°) Het potentiaal-verschil ΔV tussen de anode en de kathode moet zo groot zijn dat:
- de tegen de kathodeplaat botsende + gasionen per botsing het nodige aantal electronen uit de kathodeplaat KUNNEN LOSSLAAN.
 - dat deze losgeslagen electronen in de kathodeval zoveel hoeveelheid beweging krijgen dat ze daarna in staat zijn de gasmoleculen TE IONISEREN.

Van de andere kant mag ΔV niet zo groot zijn dat de kathodeplaat t.o.v. het ionenbombardement GAAT GLOEIEN.

Hebben de gasdruk en ΔV geschikte waarden, dan stelt zich in de ontladingsbuis een DYNAMISCH EVENWICHT in waarbij er per sec. evenveel gasionen gevormd als geneutraliseerd worden en de voorraad positieve gasionen juist zo groot is dat er zich een, aan de werking van het geheel aangepaste KATHODEVAL vormt.

SAMENVATTING VAN § 4.



- Het is inderdaad mogelijk dat pos. gasionen bij hun botsing tegen een koude kathodeplaat electronen uit die plaat losslaan.
- Deze losgeslagen electronen hebben, na de verrichting van de uittree-arbeid de snelheid NUL; hun uittreding bestaat dus hierin dat ze JUIST de bovenrand van de potentiaalput bereiken.
- Of de gasionen WERKELIJK electronen zullen losslaan hangt af van de HOEVEELHEID BEWEGING waarmee deze gasionen de kathodeplaat treffen en van de grootte van de uittree-arbeid. Omdat de uitgetreden electronen de bovenrand van de potentiaalput met de snelheid NUL bereiken, heeft een vermeerdering van deze hoeveelheid beweging tot gevolg dat er per botsing MEER electronen zullen uittreden.
- De uitgetreden electronen worden door het elektrische veld buiten de kathodeplaat in de kathodeval getrokken en krijgen dan een zeer grote snelheid die loodrecht van de kathodeplaat AF gericht is.
- Opdat zich in een electronenstraalbuis met koude kathodeplaat werkelijk een electronenstraal kan vormen moeten de waarden van de gasdruk en het potentiaalverschil tussen de anode en kathode binnen bepaalde grenzen liggen. Is aan deze voorwaarden voldaan dan zal een bepaald percentage van de per seconde losgeslagen electronen ongehinderd de glaswand tegenover de kathodeplaat bereiken (en dus de electronenstraal vormen); de rest komt in



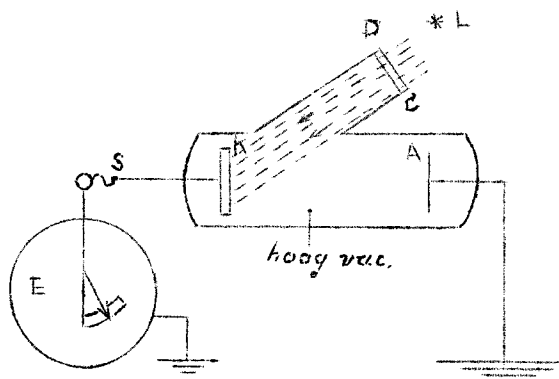
botsing met de gasionen waarbij deze gasionen worden geïoniseerd.

Deze electronen fungeren als ioniserend agens dat de ionenvoorraad die nodig is voor de vorming van de kathodeval, op peil houdt.

Henric van Veldeke College.
Maastricht.

- A) Het FOTO-ELECTRISCH EFFECT: De uittreding van electronen uit een KOUD metaal t.g.v. BESTRALING met LICHT van voldoende kleine golf lengte.

§ 1) Het verschijnsel; PROEVEN.



In nevenstaande figuur is K een BLANKE metalen plaat, b.v. van zink.

De plaat moet BLANK zijn om te bereiken dat het buitenoppervlak van de plaat ook het buitenoppervlak van het metaalrooster van de plaat is.

Het WEZENLIJKE van de komende proeven is, DAT DE BLANKE KOUDE METALEN PLAAT K BESTRAALD WORDT DOOR HET LICHT afkomstig van een lichtbron L; het gaat er bij deze proeven dus om te onderzoeken OF er iets gebeurt en zo ja WAT er gebeurt ALS HET BUITENOPPERVLAK VAN EEN METAALROOSTER GETROFFEN WORDT DOOR LICHTSTRALEN.

Om alle neveneffecten bij voorbaat uit te sluiten, nemen we de opstelling van bovenstaande figuur:

K bevindt zich in een glazen buis die HOOG VACUUM gepompt is; Het "venster" DC is van KWARTS-GLAS, dat de eigenschap heeft ook ultra-violet licht door te laten. Het venster DC is zo geplaatst dat de lichtbundel die LOODRECHT op DC valt (de terugkaatsing is dan minimaal) èen zijde van de plaat belicht.

De plaat K is buiten de buis via S verbonden met de knop van een electrometer E. Het omhulsel van de electrometer is geaard. De naald van de electrometer wijst dus DE GROOTTE van de RELATIEVE POTENTIAL van de plaat K aan. Aan de eventuele uitslag van de naald kunnen we echter NIET zien of K POSITIEF of NEGATIEF geladen is. (Om dit uit te maken moeten we eerst de verbinding van K met de knop van de electrometer bij S GEÏSOLEERD verbreken en dan de knop naderen met een ebonietstaaf gewreven met kattevel. Wordt de uitslag van de naald dan groter, dan is K NEGATIEF geladen; wordt de uitslag kleiner dan is K POSITIEF geladen).

Recht tegenover plaat K bevindt zich in de vacuumbuis een anode-plaat A die buiten de buis geaard is.

PROEF I. Opstelling als bovenstaande figuur.

Bijzonderheden: 1) K is een blanke Zn-plaat, geïsoleerd opgesteld.

2) Aan het begin van de proef staat de naald van de electrometer op nul, de Zn-plaat is dus ongeladen.

3) K wordt bestraald met het licht dat door wit-gloeiende koolspitsen wordt uitgezonden. (zie blz. 20)

Dit licht bevat de lichtkleuren:

infra rood, r, o, g, g, b, i, v en ultra viol.

Waarnemingen.

Waarnemingen:

- 1) Bij de aanvang van de bestraling van de zinkplaat begint de naald van de electrometer langzaam uit te slaan TOT DE UITSLAG EEN BEPAALDE MAXIMALE WAARDE BEREIKT HEEFT.
- 2) Bij verdere bestraling van de Zn-plaat met DIT LICHT blijft de wijzeruitslag CONSTANT GELIJK AAN DEZE MAXIMALE WAARDE.
- 3) Het TEKENONDERZOEK van de lading van de electrometer wijst uit, dat de Zn-plaat t.g.v. deze bestraling een POSITIEVE LADING gekregen heeft.

CONCLUSIE:

Bestraalt men een blanke geïsoleerd opgestelde neutrale zinkplaat met het LICHT dat door de witgloeiende koolspitsen van een booglamp wordt uitgezonden, DAN KRIJGT DE ZINKPLAAT EEN POSITIEVE LADING. Bij voortgezette bestraling van de Zn-plaat met DIT LICHT neemt de positieve lading van de plaat toe TOT DE POTENTIAL VAN DE ZINKPLAAT EEN HEEL BEPAALDE POSITIEVE WAARDE BEREIKT HEEFT. Bij verdere bestraling van de Zn-plaat met DIT LICHT blijft de potentiaal van de plaat constant gelijk aan deze maximale positieve potentiaal.

Benaming: Dit verschijnsel noemt men het FOTO-ELECTRISCH EFFECT, of ook wel het LICHT-ELECTRISCH EFFECT.

De term FOTO is afgeleid van PHÔS = LICHT.

Dit effect werd in 1887 ontdekt door Hertz.

Opmerkingen.

- a) Omdat lichtstralen geen positieve lading MAAR WEL ENERGIE met zich meevoeren (licht heeft b.v. een warmte werking), kan het feit dat de zinkplaat positief geladen wordt, alleen maar het gevolg zijn van EEN UITTREDING VAN ELECTRONEN UIT DEZE ZINKPLAAT, (zie ook ben. proef IV), en wel een uittreding waarbij de electronen, na de uittree-arbeid verricht te hebben, nog A.v.B. OVER hebben om VAN DE ZINKPLAAT WEG te schieten.

In de komende theorie zullen we twee dingen moeten verklaren:

- 1°) Dat LICHT in staat is om valentie- (en/of ladings) electronen voldoende energie te geven om met een eindige snelheid uit de Zn-plaat te kunnen treden.
- 2°) Dat de Zn-plaat bij gebruik van een bepaalde lichtsoort slechts TOT EEN BEPAALDE POSITIEVE POTENTIAL wordt opgeladen.

- b) In het komende zullen we het voortdurend hebben over DE FREQUENTIE VAN EEN LICHTKLEUR. Daarom is het goed vooraf enkele dingen in herinnering te brengen: Volgens de electromagnetische lichttheorie is een lichtstraal een electromagnetische GOLF. In het VACUUM hebben ALLE LICHTKLEUREN DEZELFDE VOORTPLANTINGSSNELHEID $3 \cdot 10^8$ m/sec.

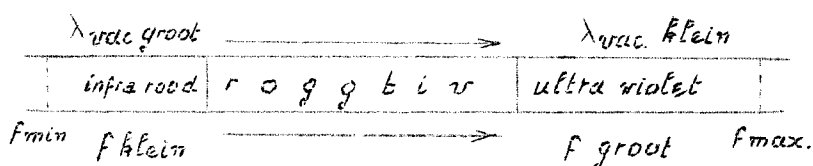
In het vacuum geldt dus voor iedere lichtkleur:

$$3 \cdot 10^8 = f \cdot \lambda_{\text{vac.}}$$

Hierin is λ_{vac} de GOLFLENGTE IN HET VACUUM van de beschouwde lichtkleur; f de FREQUENTIE van de electromagnetische trilling van de beschouwde lichtkleur. Waar het ons in het komende speciaal om gaat is, dat λ_{vac} omgekeerd evenredig is met f: Een lichtkleur met een grote λ_{vac} heeft dus een kleine frequentie; een lichtkleur met een kleine λ_{vac} heeft een grote f.

We zullen later zien hoe men λ_{vac} van een lichtkleur proefondervindelijk bepaalt.

Resultaat:



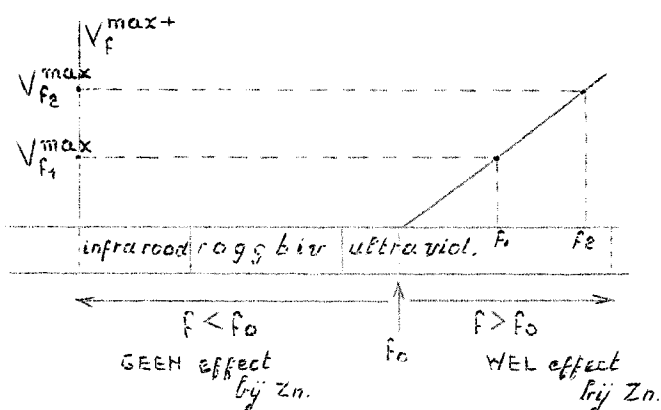
De golflengte van een bepaalde lichtkleur is afhankelijk van de middenstof; DE FREQUENTIE VAN EEN BEPAALDE LICHTKLEUR HEEFT IN IEDER MEDIUM DEZELFDE WAARDE. Zoals gezegd, bevat het licht dat door de witgloeiende koolspitsen van een booglamp wordt uitgezonden, alle lichtkleuren van de bovenstaande spectraalband, $f_{min.} \leq f \leq f_{max.}$

PROEF II. We onderzoeken nu welke lichtkleur of lichtkleuren oorzaak zijn van het verschijnsel dat de Zn-plaat positief geladen wordt.

Opstelling: Dezelfde als bij proef I.

Bijzonderheden: Tussen DC en L plaatsen we achtereenvolgens verschillende LICHTFILTERS. Dit zijn plaatjes van gekleurd glas DIE SLECHTS EEN LICHTKLEUR DOORLATEN. (de andere kleuren absorberen). We kunnen het ook zo inrichten, dat we een spectrum ontwerpen van het licht dat door de witgloeiende koolspitsen wordt uitgezonden, en dan de diverse spectraalkleuren achtereenvolgens op de zinkplaat laten vallen. Aldus kunnen we bereiken dat de Zn-plaat eerst bestraald wordt met infrarood licht met bepaalde f ; daarna met rood licht van bepaalde f , enz.

Waarnemingen:



Nevenstaande figuur geeft een grafisch overzicht van de waarnemingen: De ordinaat geeft de maximale positieve potentiaal aan waartoe de Zn-plaat wordt opgeladen.

We zien:

1^o) De zinkplaat WORDT NIET OPGELADEN als deze bestraald wordt met een lichtkleur waarvan de frequentie KLEINER is dan een zekere frequentie f_0 van een in het ultra-violet gelegen lichtkleur. Dus: $f < f_0 \rightarrow$ GEEN LICHT-ELECTRISCH EFFECT.

2^o) De zinkplaat WORDT WEL OPGELADEN als deze bestraald wordt met een of andere lichtkleur waarvan de frequentie GROTER is dan deze f_0 . Dus: $f > f_0 \rightarrow$ WEL LICHT-ELECTRISCH EFFECT.

3^o) a) Bij gebruik van de lichtkleur met frequentie $f_1 > f_0$ wordt de zinkplaat positief geladen tot haar potentiaal gelijk geworden is aan $V_{f_1}^{max+}$; bij verdere bestraling van de plaat met dit f_1 licht blijft haar

potential constant gelijk aan deze $V_{f_1}^{\max+}$.

- b) Bij gebruik van de lichtkleur met frequentie $f_2 > f_1$ wordt de zinkplaat positief geladen tot haar potential gelijk geworden is aan $V_{f_2}^{\max+} > V_{f_1}^{\max+}$

Dus:

Bij iedere $f > f_0$ behoort een heel bepaalde waarde van de maximale positieve potential, $V_f^{\max+}$

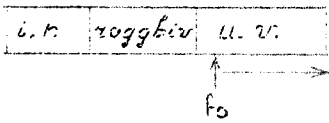
4°) $V_f^{\max+}$ is RECHT EVENREDIG MET HET VERSCHIL $f - f_0$

Dus:

$$V_f^{\max+} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} \cdot (f - f_0) \text{ Volt, mits } f > f_0 \quad \textcircled{1}$$

Hierin is e de absolute waarde van de lading van een electron.

CONCLUSIE:



- I. De geïsoleerd opgestelde neutrale Zn-plaat wordt dan en slechts dan tot een bepaalde positieve potential opgeladen als deze bestraald wordt met een spectraalkleur waarvan de frequentie f GROTER is dan f_0 .

II. $V_f^{\max+} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} (f - f_0) \text{ Volt, mits } f > f_0$.

Opmerking: De spectraalband van het licht dat door wit gloeiende koolspitsen wordt uitgezonden is BEGRENSD: Er is een f_{\max} .

Bij proef I, toen het volle witte licht op de zinkplaat viel, was de maximale positieve potential van de Zn-plaat:

$$V_{f_{\max}}^{\max-} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} \cdot (f_{\max} - f_0) \text{ Volt.}$$

Proef III. We bestralen de geïsoleerd opgestelde neutrale Zn-plaat met RONTGENSTRALEN.

In het electromagnetische spectrum liggen de röntgenstralen RECHTS van het ultra-violet; röntgenstralen hebben dus een GROTERE FREQUENTIE DAN ULTRA-VIOLETTE STRALEN.

Waarneming: De Zn-plaat wordt weer tot de maximale positieve potential opgeladen die volgt uit de formule:

$$V_f^{\max+} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} (f - f_0) \text{ volt} \quad \textcircled{1}$$

Omdat $f_{\text{röntgen}} > f_{\text{ultra-violet}}$ is

$$V_{\text{röntgen}}^{\max+} > V_{\text{ultra violet}}^{\max+}$$

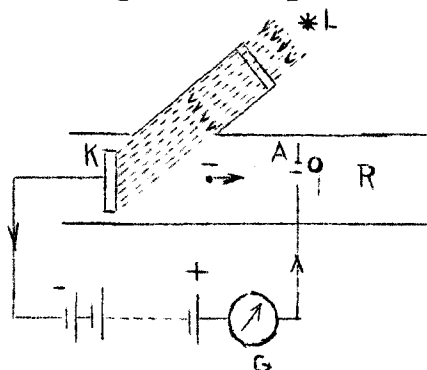
CONCLUSIE: Mits $f > f_0$ heeft een bestraling van een geïsoleerd opgestelde neutrale Zn-plaat met een of andere electromagnetische straling van de frequentie f , tot gevolg, dat de Zn-plaat POSITIEF geladen wordt tot de maximale potential:

$$V_f^{\max+} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} (f - f_0) \text{ volt.} \quad \textcircled{1}$$

Proef IV. We willen nu bewijzen, dat er t.g.v. de bestraling van de Zn-plaat met electromagnetische stralen van de frequentie $f > f_0$ INDERDAAD ELECTRONEN UIT DIE Zn-plaat TREDEN.

Opstelling van de proef blz. 93.

Opstelling van de proef als onderstaande figuur.



In de (hoog vacuum) buis bevindt zich tegenover de Zn-plaat een DOORBOORDE anodeplaat.

De Zn-plaat is verbonden met de NEGATIEVE POOL van een batterij; de anodeplaat is via een draaispoel-galvanometer verbonden met de positieve pool.

Waarnemingen:

- 1^o) Zolang de zink-plaat NIET bestraald wordt met licht waarvan $f > f_0$, wijst de galvanometer GEEN stroom aan; het potentiaalverschil tussen de anode- en de kathodeplaat is gelijk aan de EMK van de batterij.
- 2^o) Zodra de Zn-plaat bestraald wordt met licht waar van $f > f_0$ wijst de draaispoel-galvanometer WEL een stroom aan; de wijzer slaat in de fig. NAAR RECHTS uit. In de BUITENLEIDING treedt dus een stroom op die van G NAAR A TOE gericht is, d.w. z. dat het electronengas in de buitenleiding in de richting van A NAAR G beweegt. In de vacuumbuis treedt dus een stroom van negatief geladen deeltjes op die gericht is van K NAAR A. (Deze negatief geladen deeltjes kunnen alleen maar ELECTRONEN zijn die t.g.v. de bestraling UIT DE Zn-plaat GETREDEN ZIJN.)
- 3^o) Een aantal van deze negatief geladen deeltjes vliegt door de opening O de ruimte R binnen en vormt daarin dus een straal van negatief geladen deeltjes. Door van deze straal de resp. afwijkingen van de rechte baan in een electricisch- en een magnetisch veld te bepalen, kan men $\frac{e}{m}$ en v van deze negatief geladen deeltjes bepalen. Het blijkt dan, dat deze deeltjes INDERDAAD ELECTRONEN ZIJN.
- 4^o) De snelheid v waarmee die electronen de opening O passeren blijkt NIET te voldoen aan de vergelijking:

$$e(V_A - V_K) = \frac{1}{2}mv^2 \text{ Joule,}$$

maar WEL aan de vergelijking:

$$e(V_A - V_K) = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{2}mv_0^2 \text{ Joule.}$$

Dit wil dus zeggen, dat de uitgetreden electronen met een A.v.B. $\frac{1}{2}mv_0^2$ Joule vanaf de Zn-plaat vertrekken. Het bestralende licht heeft aan de uitgetreden electronen dus zoveel EXTRA energie gegeven dat deze, NA DE UITTREE-ARBEID VERRICHT TE HEBBEN, NOG $\frac{1}{2}mv_0^2$ Joule OVER HEBBEN.

- 5^o) Het blijkt dat $\frac{1}{2}mv_0^2$ RECHT EVENREDIG IS MET $f - f_0$, volgens de vergelijking:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot (f - f_0) \text{ Joule} \quad \textcircled{2}$$

- CONCLUSIE:
- I. Bestraling van een Zn-plaat met electromagnetische stralen waarvan de frequentie $f > f_0$ heeft tot gevolg DAT ER ELECTRONEN UIT DE Zn-plaat TREDEN.
 - II. Na de uittree-arbeid verricht te hebben, hebben de aldus uitgetreden electronen een A.v.B. van

$\frac{1}{2}mv_0^2$ Joule dat RECHT EVENREDIG IS MET $f - f_0$ volgens de vergelijking:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34} \cdot (f - f_0) \text{ Joule} \quad (2)$$

Opmerkingen: α) Bij bovenstaande proef heeft de Zn-plaat een negatieve potentiaal. Zoals we in de theorie over de uittree-arbeid gezien hebben (zie blz. 76 e.v.) IS DE UITTREE-ARBEID VOLSTREKT ONAFHANKELIJK VAN HET FEIT OF HET STUK METAAL WAAR DE ELECTRONEN UITTREDEN AL DAN NIET GELADEN IS. Formule (2) moet dus ook gelden voor een geïsoleerd opgestelde, aanvankelijk neutrale Zn-plaat.

β) Voor een geïsoleerd opgestelde aanvankelijk neutrale Zn-plaat gelden dus twee formules:

$$\left. \begin{aligned} V_f^{\max+} &= \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} (f - f_0) \text{ volt} \quad (1) \\ \frac{1}{2}mv_0^2 &= 6,6 \cdot 10^{-34} (f - f_0) \text{ Joule} \quad (2) \end{aligned} \right\} \text{Hieruit volgt:}$$

$$eV_f^{\max+} = \frac{1}{2}mv_0^2 \text{ Joule} \quad (3)$$

γ) Bij bestraling met licht van de frequentie f_0 is dus volgens formule (2) $\frac{1}{2}mv_0^2 = 0$ d.w.z. dat de electronen met de snelheid NUL uit het metaal treden.

Proef V. We vervangen de Zn-plaat achtereenvolgens door ANDERE METALEN en herhalen voor ieder metaal de proeven I t/m IV

Resultaat:

1^o) Bij ALLE metalen treedt dit licht-electrisch effect op,

2^o) MITS de FREQUENTIE f van de gebruikte electromagnetische stralen GROTER IS dan een zekere waarde f_0^{metaal} die voor ieder metaal een andere waarde heeft en karakteristiek is voor het beschouwde metaal.

Dus:

infra rood	rood	groen	blauw	ultra violet
------------	------	-------	-------	--------------

geen effect ← f_c^{metaal} → wel licht electr. effect.

Voor ZINK ligt de grensfreq. f_0^{ZINK} i.h. ultra-viol.

Voor KALIUM : : : f_0^{KALIUM} i.h. zichtb. sp.

Voor CESIUM : : : f_0^{CESIUM} i.h. infra-rood.

3^o) Voor IEDER METAAL gelden de formules:

$$V_f^{\max+} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} \cdot (f - f_0^{\text{metaal}}) \text{ Volt} \quad (1)$$

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34} (f - f_0^{\text{metaal}}) \text{ Joule} \quad (2)$$

$$eV_f^{\max+} = \frac{1}{2}mv_0^2 \text{ Joule} \quad (3)$$

EINDCONCLUSIE UIT DE PROEVEN.

BESTRALING van een geïsoleerd opgestelde aanvankelijk neutrale metalen plaat met een electromagnetische straal waarvan de FREQUENTIE GROTER IS dan een voor het gegeven metaal karakteristieke GRENSFREQUENTIE f_0^{metaal} , HEEFT TOT GEVOLG:

- 1°) dat er electronen UIT HET METAAL TREDEN,
- 2°) met een A.v.B. dat RECHT EVENREDIG IS met het frequentie-interval $f - f_0^{\text{metaal}}$, volgens de formule:

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34} (f - f_0^{\text{metaal}}) \text{ Joule} \quad (2)$$

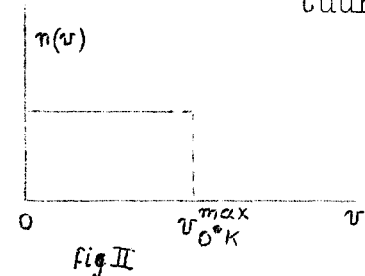
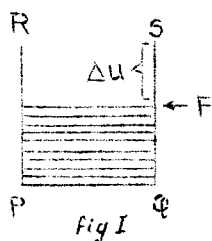
- 3°) Door deze uittreding krijgt de geïsoleerd opgestelde aanvankelijk neutrale metalen plaat EEN POSITIEVE POTENTIALAAL.
- 4°) Bij voortgezette bestraling neemt de positieve potentiaal van de plaat gestadig TOE TOT EEN BEPAALDE MAXIMALE WAARDE.

$$V_f^{\text{max+}} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{e} (f - f_0^{\text{metaal}}) \text{ volt} \quad (1)$$

- 5°) Bij verdere bestraling van deze plaat met DEZE electromagnetische straal BLIJFT DE POTENTIALAAL VAN DE PLAAT CONSTANT GELIJK AAN DEZE MAXIMALE WAARDE $V_f^{\text{max+}}$

§ 2. DE VERKLARING VAN HET FOTO-ELECTRISCH EFFECT.

Punt 1) Inleiding.



Op blz.72e.v.h hebben we uiteengezet DAT DE VALENTIE-ELECTRONEN IN EEN METAALROOSTER MINDER SPECIFIEKE POTENTIËLE ENERGIE HEBBEN DAN EEN VRIJ ELECTRON IN HET VACUUM, n.l. QS e.V.

De valentie-electronen bevinden zich dus in het stuk metaal in een z.g. POTENTIALPUT ter diepte van QS e.V.

De SNELHEIDSVERDELING van deze valentie-electronen wordt vastgelegd door de z.g. FERMI-STATISTIEK van DIT metaal bij de heersende temperatuur (blz.68 e.v.)

In een KOUD stuk metaal is deze snelheidsverdeling (practisch) gelijk aan de verdeling bij 0° K, dus zoals fig.II aangeeft.

Als een valentie-electron aan het grensvlak komt tussen het metaaloppervlak en het vacuum zal het altijd even proberen om zijn A.v.B. om te zetten in specifieke potentiële energie.

In figuur I geeft het punt F de hoogte van het potentiële energie niveau in de potentialput aan DAT DOOR EEN SNELSTE VALENTIE-ELECTRON VAN HET KOUDE STUK METAAL (dit is dus een valentie-electron met de snelheid $v_{0^{\circ}K}^{\text{max}}$) BEREIKT WORDT, als dit aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum ZIJN A.v.B. GEHEEL OMZET IN SPECIFIEKE POTENTIËLE ENERGIE.

Om de bovenrand S van de potentialput te kunnen bereiken moet dit electron dus van een of andere werkoorzaak nog een hoeveelheid EXTRA ENERGIE krijgen die MINSTENS gelijk is aan ΔU e.V. Alleen de snelste valentie-electronen ZIJN IN STAAT om extra energie op te nemen en deze aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum om te zetten in uittredingsarbeid.

Is het stuk metaal NEGATIEF GELADEN, dan bevinden de ladingsselectronen zich aan het buitenoppervlak van het metaal IN RUST en hebben daar de potentiële energie-status F.

De eventuele ladingsselectronen hebben met betrekking tot een uittreding VOORRANG op de snelste valentie-electronen.

De verklaring van het foto-electrisch effect SCHIJNT nu voor de hand te liggen: Volgens de empirisch gevonden formule (2) (zie vor.blz.)

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34}(f - f_0) \text{ Joule} \quad \text{hebben}$$

electromagnetische stralen waarvan de frequentie f GROTER is dan de voor het bestraalde metaal karakteristieke GRENS FREQUENTIE f_0 blijkbaar het vermogen om de daarvoor in aanmerking komende electronen DE NODIGE EXTRA ENERGIE te geven om EERST de uittree-arbeid (ΔU .e.v. = $1,6 \cdot 10^{-19} \Delta U$ Joule) te verrichten EN DAARNA nog met een A.v.B. van $6,6 \cdot 10^{-34} (f - f_0)$ Joule VAN HET METAALOPPERVLAK AF TE SCHIETEN.

Deze formule (2) levert voor de KLASIEKE natuurkunde echter een ONOPLOSBAAR moeilijkheid op. We zullen trachten deze moeilijkheid door vraag en antwoord aan het licht te brengen.

→ Vraag: HOEVEEL extra ENERGIE heeft een uitgetreden electron dus VAN DE ELECTROMAGNETISCHE STRAAL MET FREQUENTIE f ONTVANGEN?

Antw.: $U_{\text{door uit-electr. opgenomen}} = \underbrace{1,6 \cdot 10^{-19} \Delta U}_{\text{uittree arbeid.}} + \underbrace{6,6 \cdot 10^{-34}(f - f_0)}_{\text{A.v.B. } \frac{1}{2}mv_0^2 \text{ waarmee het electr. uittreedt (op het niveau } F \text{ is het A.v.B.} = 0)}$ Joule (4)



→ Vraag: Wat is er merkwaardig aan deze uitkomst?

Antw.: Merkwaardig aan deze uitkomst is, dat voor een gegeven metaal (ΔU en f_0 dus bepaald) het rechter lid ALLEEN VAN f AFHANGT (en wel een lineaire functie is van f .)

Voor een gegeven f is:

$U_{\text{door uit-electron opgenomen}}$
(voor dit metaal) EEN CONSTANT GETAL.

|| IEDER UIT (dit metaal) GETREDEN ELECTRON HEEFT DUS VAN
DEZE LICHTKLEUR
EENZELFDE HOEVEELHEID
EXTRA ENERGIE ONTVANGEN.

Vraag: Wat wil dit zeggen?

Antw.: Dit wil TWEE DINGEN zeggen:

- 1°) Dat IEDERE LICHTKLEUR haar energie IN AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f) AAN DE daarvoor in aanmerking komende ELECTRONEN OVERDRAAGT.
- 2°) Dat een voor een uittreding in aanmerking komend electron SLECHTS EEN van deze porties KAN OPNEMEN.

Opmerking: α) Uit het bovenstaande is duidelijk, dat de HOEVEELHEID ENERGIE van zo'n portie afhangt van de frequentie f van de lichtkleur; uit het bovenstaande kunnen we niet afleiden of de hoeveelheid energie van zo'n portie ook afhangt van het bestraalde metaal.

In punt 3 zullen we zien, dat

$$1,6 \cdot 10^{-19} \Delta U = 6,6 \cdot 10^{-34} f_0$$

Uit formule (4) volgt dan:

$$U_{\text{door uit-electr. opgenomen}} = 6,6 \cdot 10^{-34} f \text{ Joule.}$$

β)

β) Het is van belang er met nadruk op te wijzen, dat formule (2) "tot in den treure" gecontroleerd is, zodat men er in ieder geval niet meer aan kan twijfelen dat iedere lichtkleur haar energie in

AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f)
aan de daarvoor in aanmerking komende electronen afstaat.

→ Vraag: Wat zegt de ELECTROMAGNETISCHE LICHTTHEORIE over het onomstotelijk vaststaande feit, dat een lichtkleur haar energie in

AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f)

aan de daarvoor in aanmerking komende electronen van een metaal overdraagt?

Antw.: Beschouwd vanuit het gezichtspunt van de electromagnetische lichttheorie is het onomstotelijk vaststaande feit, dat een lichtkleur haar energie in AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f) aan de voor een uittreding in aanmerking komende electronen overdraagt, VOLSTREKT ONVERKLAARBAAR: een electromagnetische golf kan volgens de theorie van Maxwell zeer wel energie aan een electron overdragen, maar het is volgens die theorie NIET INZICHTELIJK waarom dat IN AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f) zou moeten gebeuren; volgens de electromagnetische lichttheorie kan IEDERE lichtkleur WILLEKEURIG GROTE hoeveelheden energie aan eenzelfde electron overdragen, zodat $\frac{1}{2}mv_0^2$ voor IEDERE LICHTKLEUR ALLE WAARDEN tussen NUL EN $\frac{1}{2}mC^2$ zou kunnen hebben. Volgens de electromagnetische lichttheorie is dus ook het bestaan van een GRENSFREQUENTIE een DUISTERE ZAAK!

CONCLUSIE: De klassieke electromagnetische lichttheorie is
NIET IN STAAT

een exacte verklaring te geven van het foto-electrisch effect.

Dit is de tweede keer dat we geconfronteerd worden met het falen van de klassieke natuurkunde. Moet de electromagnetische lichttheorie nu worden afgedankt? Zeker, ze faalt met betrekking tot het foto-electrisch effect. Maar men kan niet wegedeneren dat het licht in het vacuum dezelfde voortplantingssnelheid heeft als een electromagnetische golf; evenals een electromagnetische golf een TRANSVERSALE lopende golf is; dezelfde polarisatie-verschijnselen, dezelfde interferentie-verschijnselen, dezelfde brekingsverschijnselen, dezelfde terugkaatsings-verschijnselen en dezelfde buigings-verschijnselen vertoont als electromagnetische golven!

We zijn hier aanbeland bij een van de moeilijkste kwesties in de natuurkunde, een kwestie die pas in de quantummechanica (zie later) tot klaarheid komt.

Hoe dan ook: het foto-electrisch effect toont aan
DAT EEN LICHTSTRAAL GEEN ELECTROMAGNETISCHE GOLF KAN ZIJN ZOALS MAXWELL ZICH DIE HAD GEDACHT.

(De electromagnetische golftheorie van Maxwell heeft betrekking op golven DIE DOOR EEN ELECTRISCHE VIBRATOR WORDEN UITGEZONDEN. We zullen later zien dat licht dat door atomen wordt uitgezonden NIET veroorzaakt wordt door EEN TRILLING van een elektrische lading.)

Punt 2) De FOTONEN - THEORIE VAN EINSTEIN.

Punt 2) De FOTONEN - THEORIE VAN EINSTEIN.

- a) Het feit, dat een lichtkleur haar energie altijd IN AFGEMETEN PORTIES (AFHANKELIJK VAN f) aan de voor een uittreding in aanmerking komende electronen van een stuk metaal overdraagt.



WORDT LOGISCH
als men aanneemt, dat
EEN LICHTSTRAAL VAN DE LICHT
KLEUR MET FREQUENTIE f
BESTAAT UIT
EEN STROOM VAN
ELECTROMAGNETISCHE ENERGIE-PORTIES
WAARVAN DE HOEVEELHEID ENER-
GIE ϵ BEPAALD WORDT
DOOR f EN DOOR f ALLEEN.



Het was de 26 jarige ALBERT EINSTEIN die in 1905 als eerste de noodzaak van deze aanname inzag om te kunnen komen tot een exacte verklaring van het foto-electrisch effect.

Bij de tot standkoming van dit inzicht steunde EINSTEIN (1879 - 1955) op zijn grote tijdgenoot MAX PLANCK (1858-1947).

Op 19 oktober 1900 had Planck zijn beroemde theorie ter verklaring van de TEMPERATUURSTRALING (zie later) gepubliceerd, waarmee hij de natuurkunde redde uit de z.g.

"Ultraviolet catastrophe". (Wèèr een falen van de klassieke natuurkunde!)

In deze theorie opperde Planck de hypothese, dat gloeiende vaste lichamen het licht IN GOLFPORTIES MET HEEL BEPAALDE ENERGIE INHOUDEN uitzenden: De golfportie of het LICHT-QUANTUM van de lichtkleur met frequentie f heeft dan volgens Planck de ELECTROMAGNETISCHE ENERGIE van

$$h \cdot f \text{ Joule}$$

Hierin is h een UNIVERSELE NATUURCONSTANTE, waarvan de waarde in 1900 nog niet bekend was ($h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Joule \cdot sec)

→ h noemt men DE CONSTANTE VAN PLANCK.



Met nadruk wijzen we er op dat Planck deze lichtquanta opvatte ALS WERKELIJKE ELECTROMAGNETISCHE GOLF-PORTIES MET DE ENERGIE-INHOUD $h \cdot f$ Joule. Deze golfporties hadden dan ook een lengte van enige meters.

Van deze theorie neemt EINSTEIN de "portie-opvatting" over, MAAR LAAT DE "GOLF-opvatting" VALLLEN; aldus maakt Einstein het lichtquantum tot een ENERGIE-DEBELTJE met energie $\epsilon = h \cdot f$ Joule.

- b) De licht-theorie die Einstein opstelde ter verklaring van het foto-electrisch effect kunnen we in de volgende punten samenvatten:

- I) Iedere lichtkleur heeft een vaste plaats in het electromagnetisch spectrum. Deze plaats wordt bepaald door een frequentiegetal f dat voldoet aan de vergelijking:

$$c_{\text{vac.}} = f \cdot \lambda_{\text{vac.}}$$

Hierin is c_{vac} de LICHTSNELHEID in het VACUUM ($= 3 \cdot 10^8$ m/sec)

λ_{vac} is de KLASSIEKE GOLFLENGTE van de lichtkleur.

Wij zullen f aanduiden met de term "SPECTRAALFREQUENTIE".

- II) Een lichtstraal van de lichtkleur met spectraalfrequentie f is EEN STROOM VAN ELECTROMAGNETISCHE ENERGIE-PORTIES VAN $h \cdot f$ Joule

Hierin is h de constante van PLANCK.

f de spectraal-frequentie van de lichtkleur.

- III) Zo'n ELECTROMAGNETISCHE ENERGIE-PORTIE vormt èèn afgesloten, ZELFSTANDIG GEHEEL waarvan het volume de grootte orde heeft

van een electron: het is dus EEN DEELTJE, een LICHTKLEUR-DEELTJE.

N.B.

We kunnen zo'n deeltje vergelijken met een CYCLOON, een wervelstorm met een eendige diameter, die zich met een zekere snelheid verplaatst; aldus moeten we ons zo'n LICHTKLEUR-DEELTJE voorstellen als "een electromagnetisch cycloontje in de aether", geconcentreerd binnen een volume element ter grootte van een electron en dat met een echte cycloon bovendien gemeen heeft, dat het NIET KAN STILSTAAN, maar zich MOET VOORTBEWEGEN in een bepaalde richting.

Benaming: Zo'n electromagnetisch energiedeeltje, zo'n LICHTKLEUR-DEELTJE noemt men een FOTON.

Een lichtstraal van de lichtkleur met de spectraalfrequentie f bestaat dus volgens Einstein uit EEN STROOM VAN FOTONEN die elk een electromagnetische energie-inhoud hebben van $h \cdot f$ Joule.

Licht- kleur.	$\lambda_{vac.}$ in meter	f sec ⁻¹	Energie van het foton = $h \cdot f$ J.	\mathcal{E} in e.V
infra rood	$9 \cdot 10^{-7}$	$0,33310^{15}$	$\mathcal{E} = 2,2 \cdot 10^{-19}$ J.	= 1,4 e.V
rood	$8 \cdot 10^{-7}$	$0,37510^{15}$	$\mathcal{E} = 2,5 \cdot 10^{-19}$ J.	= 1,6 e.V
geel	$6 \cdot 10^{-7}$	$0,50010^{15}$	$\mathcal{E} = 3,3 \cdot 10^{-19}$ J.	= 2 e.V
violet	$4 \cdot 10^{-7}$	$0,75010^{15}$	$\mathcal{E} = 4,95 \cdot 10^{-19}$ J.	= 3,1 e.V
ultra viol.	$3 \cdot 10^{-7}$	$1,00010^{15}$	$\mathcal{E} = 6,6 \cdot 10^{-19}$ J.	= 4,1 e.V
röntgen	10^{-9}	$3 \cdot 10^{17}$	$\mathcal{E} = 1980 \cdot 10^{-19}$ J.	= 1238 e.V

Uit bovenstaande tabel lezen we af:

- 1°) Iedere lichtkleur heeft een eigen foton.
- 2°) Gaan we in het electromagnetisch spectrum van infra-rood naar ultra-violet, dan neemt de energie van de fotonen toe: "Hoe rechter hoe slechter".
- 3°) De uittree-arbeid bij KALIUM is 2,25 e.V.; bij Zn is deze 4,5 e.V. Een foton van VIOLET heeft dus genoeg energie om een ladingselectron van KALIUM de uittree-arbeid te laten verrichten, maar NIET genoeg energie om een ladingselectron uit een stuk zink te laten treden.

infra rood rood ultra violet

N.B.

IV. De fotonen van alle lichtkleuren hebben in het vacuum natuur-noodzakelijk EEN SNELHEID van $3 \cdot 10^8$ m/sec.

CONCLUSIE:

- 1°) Iedere LICHTSTRAAL bestaat uit EEN STROOM van LICHTKLEUR-DEELTJES, FOTONEN genaamd, die in het vacuum natuur-noodzakelijk een snelheid hebben van $3 \cdot 10^8$ m/sec.
- 2°) Ieder foton bestaat uit EEN PORTIE ELECTROMAGNETISCHE ENERGIE die geconcentreerd is in een

ruimte element ter grootte van een electron.

- 3^o) Iedere lichtkleur heeft EIGEN FOTONEN: Het foton van de lichtkleur met de "spectraal-frequentie" f , heeft de electromagnetische energie van

$$h \cdot f \text{ Joule}$$

Hierin is h de constante van PLANCK ($= 6,6 \cdot 10^{-34}$ J.sec.)

Opmerkingen: α) Er bestaat dus een wezenlijk verschil tussen het door PLANCK veronderstelde LICHT-QUANTUM (dat een GOLF-PORTEE is met een lengte van enige meters) en het door EINSTEIN gedefiniëerde FOTON (dat een ENERGIE-DELTJE is ter grootte van een electron).

Dus: Planck \rightarrow Lichtquanta met GROTE afmetingen.
Einstein \rightarrow FOTONEN met KLEINE afmetingen.

- β) Een FOTON bestaat niet LOS van de aether maar is iets VAN de aether; het heeft dus ook een binding MET de aether, dus MASSA. Einstein stelt dan ook uitdrukkelijk vast, DAT EEN FOTON MASSA heeft. Hij berekent deze massa volgens de door hem bewezen formule:

$$E = mC^2 \text{ Joule.}$$

Hierin is E de energie die door de massa (de binding met de aether) vertegenwoordigd wordt.

Voor een foton geldt dus:

$$h \cdot f = mC^2$$

$$\text{dus } m = \frac{h \cdot f}{C^2} \text{ kg.}$$

- γ) Dat een foton inderdaad massa heeft is proefonder vindelijk aangetoond (zie: Inleiding tot de Quantum mechanica: Proef van COMPTON.)

- δ) Tussen de klassieke electromagnetische lichttheorie en de fotonen-theorie bestaat dus een "hemels breed" verschil.

Toch moet de fotonen-theorie de grootheid f afleiden uit het spectrum. Er moet dus ENIG verband bestaan tussen de fotonen-theorie en het "klassieke gedrag" van het licht. Dit verband wordt nader bestudeerd in "De Inleiding tot de Quantum-mechanica" (zie blz.).

- ϵ) We stellen nogmaals vast:

De electromagnetische golftheorie van Maxwell is en blijft geldig voor de electromagnetische golven DIE DOOR EEN ELECTRISCHE VIBRATOR WORDEN UITGEZONDEN; de FOTONEN-THEORIE geldt voor het licht dat DOOR ATOMEN wordt uitgezonden (ook voor röntgenstralen. zie later)

Punt 3) De exacte verklaring van het foto-electrisch effect.

- a) Afleiding van formule (2) : $\frac{1}{2}mv_0^2 = 6,6 \cdot 10^{-34}(f - f_0)$ Joule

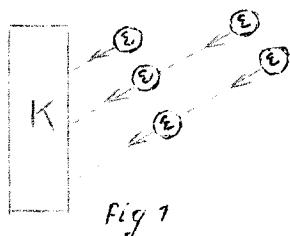


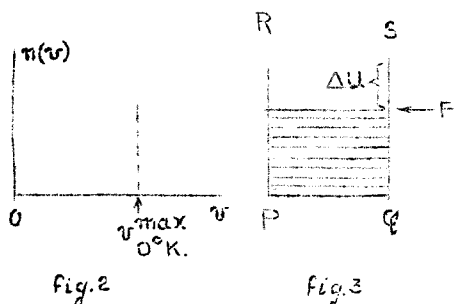
Fig 1

Gegeven: K is een KOUD stuk metaal in het vacuum.

K wordt bestraald met de LICHT KLEUR waarvan de spectraalfrequentie f is.

Gevr.: Wat zal er gebeuren?

Antw.:



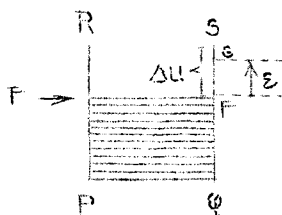
Antw.: We moeten de gegevens eerst "vertalen" naar hun betekenis in de moderne natuurkunde. Dat K KOUD IS wil zeggen, dat de snelheidsverdeling van de valentie-electronen (Fermi-statistiek) praktisch gelijk is aan de snelheidsverdeling bij $0^{\circ} K$; de snelste valentie-electronen hebben dus de snelheid $v_{0^{\circ}K}^{\max}$.

ALLEEN DEZE VALENTIE ELECTRONEN ZIJN IN STAAT OM ENERGIE OP TE NEMEN. Als zo'n snelste valentie-electron aan het grensvlak tussen het metaalrooster en het vacuum zijn a.v.B. GEHEEL OMZET IN SPECIFIEKE POTENTIELE ENERGIE komt het in de potentiaalput (fig 3) op het potentiële energie-niveau dat door het punt F (Fermi-energie) wordt aangewezen. Het schiet dan dus nog ΔU e.V TE KORT om uit het metaal te kunnen treden. MAAR KRACHTENS ZIJN NATUUR IS HET (VALENTIE)ELECTRON VAN HET POTENTIELE ENERGIE-NIVEAU F IN "OPTIMA FORMA" OM VAN WELKE WERKOORZAAK DAN OOK EXTRA ENERGIE OP TE NEMEN OM DE UITTREE-ARBEID TE VERRICHTEN. Dat K BESTRAALD WORDT MET DE LICHTKLEUR WAARVAN DE SPECTRAAL-FREQUENTIE f IS, wil zeggen, dat het stuk metaal K "BEKOGELD" wordt met FOTONEN (electromagnetische energie-porties) VAN h.f Joule.

De vraag "WAT ZAL ER GEBEUREN" moeten we nu aldus vertalen: WAT KAN ER GEBEUREN ALS EEN (VALENTIE) ELECTRON VAN HET POTENTIELE ENERGIE NIVEAU F GETROFFEN WORDT DOOR EEN FOTON $\varepsilon = h.f$ Joule?

Antwoord: Gedreven door zijn natuurdrang om de specifieke potentiële energie van een electron-in-het-vacuum te her krijgen, ZAL HET (VALENTIE)ELECTRON van het potentiële energie-niveau F, zodra het in contact komt met een foton, ZICH DE ENERGIE $\varepsilon = h.f$ Joule VAN HET FOTON TOE-EIGENEN. Met betrekking tot hetgeen er dan verder gebeurt zijn er DRIE MOGELIJKHEDEN:

MOGELIJKHEID I: ε is KLEINER dan de uittreearbeid, dus $h.f < 1,6 \cdot 10^{-19} \Delta U J$.



Het beschouwde electron van het potentiële energie-niveau neemt de energie ε op en zet deze om in specifieke potentiële energie: het komt dan tot de niveau hoogte G, dus LAGER dan S. Het electron bereikt de rand van de potentiaalput dus NIET; na deze MISLUKTE uittree-poging VALT HET TERUG IN DE POTENTIAALPUT.

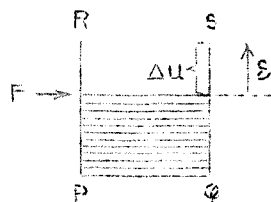
De extra energie ε vinden we terug ALS WARMTE ENERGIE VAN HET STUK METAAL.

→ Is het niet mogelijk dat het electron MEERDERE FOTONEN TEGELIJK OPNEEMT?

In principe is dit mogelijk, maar de KANS dat dit werkelijk gebeurt is volgens de waarschijnlijkheidsrekening TE VERWAARLOZEN KLEIN.

Het is dus niet zo (zie blz. 96) dat het electron niet meerdere fotonen TEGELIJK KAN opnemen; HET KRIJGT ER DE KANS NIET TOE.

MOGELIJKHEID II: ε is GELIJK AAN de uittree-arbeid, dus $h.f = 1,6 \cdot 10^{-19} \Delta U J$.



Nadat het beschouwde electron de energie $\varepsilon = h.f$ Joule heeft omgezet in specifieke potentiële energie, BEREIKT HET JUIST DE BOVENRAND VAN DE POTENTIAALPUT, S, MAAR HEEFT DAN DE SNELHEID NUL.

Wat er nu verder met dit electron gebeurt hangt van de elektrische situatie aan het metaal-oppervlak af. Is er een + oppervlakte-lading dan wordt het electron teruggetrokken en valt terug in de potentiaalput; is er een - oppervlakte-lading dan wordt het electron door het elektrische veld van het metaaloppervlak AF getrokken.

Het geval dat er geen oppervlakte-lading is behoeven we niet te onderzoeken want het electron zal dan altijd een oppervlakte-lading influenceeren en dan teruggetrokken worden.

Wat zou er gebeuren als het beschouwde electron, door welk toeval dan ook, op het moment dat het de bovenrand van de potentiaalput met de snelheid NUL bereikt, door een foton getroffen wordt? Wellicht zou men geneigd zijn te denken dat het electron dit foton dan zou absorberen. Dit gebeurt echter NIET. Op het ogenblik dat het valentie-electron de specifieke potentiële energie van een "electron-in-het-vacuum" gekregen heeft, IS ZIJN "ENERGIE-HONGER" GESTILD en neemt het electron de energie van het dan botsende foton NIET MEER OP. Het foton wordt dan "behandeld" als een MASSADEELTJE en er speelt zich tussen het electron en het foton EEN BOTSINGS-PROCES AF. (zie proef van COMPTON)

Benaming: De spectraal-frequentie van de fotonen waarvan

$$h.f = 1,6.10^{-19} \Delta U \text{ Joule}$$

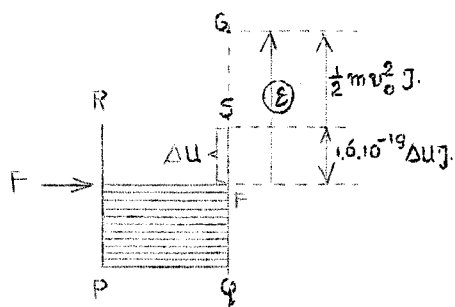
noemt men DE GRENSFREQUENTIE van DIT METAAL. Deze grensfrequentie wordt aangeduid door f_0 .

Dus:
$$h.f_0 = 1,6.10^{-19} \Delta U \text{ Joule}$$

N.B. Zijn h en f_0 bekend, dan kan men dus ΔU , de uittree-arbeid in e.V., berekenen.

MOGELIJKHEID III: ε is GROTER dan de uittree-arbeid, dus

$$h.f > 1,6.10^{-19} \Delta U \text{ J.}$$



Indien het beschouwde (valentie) electron (potentiële energie niveau F) de energie van dit foton ε nu geheel omzette in specifieke potentiële energie, zou het electron het potentiële energie-niveau G bereiken. Dit niveau is te hoog: Het electron zal dus de energie SG TERUG OMZETTEN IN A.v.B. ($\frac{1}{2}mv_0^2 \text{ J.}$)

Dit proces komt dus hier op neer, DAT HET (VALENTIE) ELECTRON, (potentiële energie-niveau F) ZICH DE ENERGIE $h.f$ Joule VAN HET FOTON TOE-EIGENT, DAARVAN $1,6.10^{-19} \Delta U$ Joule OMZET IN UITTREE-ARBEID EN DE REST IN A.v.B. ($\frac{1}{2}mv_0^2$ Joule) WAARMEE HET DAN UIT HET METAAL IN HET VACUUM TREEDT.

Dus:
$$\frac{1}{2}mv_0^2 = h.f - 1,9.10^{-19} \Delta U \text{ Joule}$$

Is f_0 de grensfrequentie, dan volgt:

$$1,9.10^{-19} \Delta U = h.f_0 \text{ Joule}$$

Dus:
$$\frac{1}{2}mv_0^2 = h.f - h.f_0 \text{ Joule}$$

Dus:

$$\boxed{\frac{1}{2}mv_0^2 = h(f - f_0) \text{ Joule}}$$

Hiermee is formule ② "IN LETTERS" bewezen; we moeten nog laten zien, dat $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J.sec. (zie ben.)

Notatie: Om aan te duiden dat de uittree-snelheid v_0 afhangt van f , zullen we deze formule voortaan schrijven als:

$$\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2 = h(f - f_0) \text{ Joule}$$

Opmerking: Door aan te nemen, dat een foton een DEELTJE is (d.w.z. de energie van het foton EEN SAMEN HANGEND GEHEEL vormt) van de grootte orde van een electron, sluit Einstein de mogelijkheden uit, dat een electron de energie van het foton slechts GEDEELTELIJK opneemt, of dat meerdere electronen tegelijk van EENZELFDE foton gaan "snoepen".

- b) Bewijs, dat een GEÏSOLEERD, in het vacuum opgestelde neutrale plaat bij voldoende lange bestraling met fotonen waarvan $hf > hf_0$, MOET OPGELADEN WORDEN TOT EEN BEPAALDE MAXIMALE (+) POTENTIALAAL V_K^{max} en leid een formule af voor v_f^{max}

fig. 1) In nevenstaande figuur is L een LICHTBRON die monochromatisch licht met fotonen $hf > hf_0$ Joule naar de "foto-kathode" K stuurt. De anodeplaat A is GEAARD.

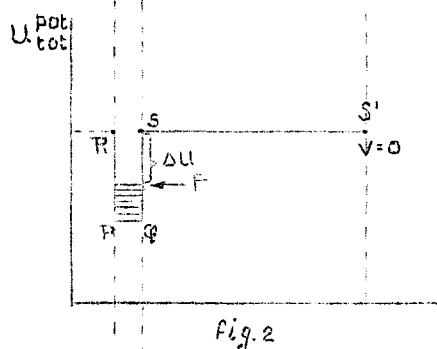
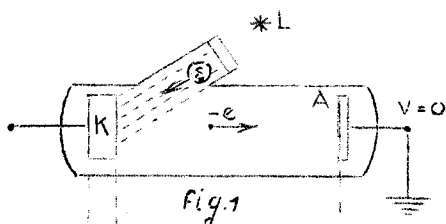


fig. 2) Op het ogenblik dat de waarneming gaat beginnen is $V_K = 0$. PQRS is de POTENTIALAALPUT, de lijn SS' geeft de totale potentiële energie aan die een electron moet hebben om zich in een punt van de ruimte BUITEN het stuk metaal te kunnen bevinden.

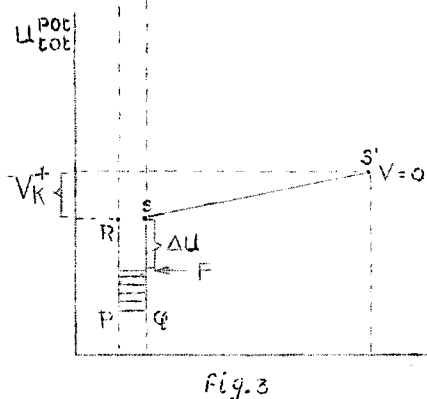


fig. 3) Zodra K met deze fotonen bestraald wordt, beginnen er electronen uit de plaat K te treden. K WORDT DUS POSITIEF GELADEN. Op een gegeven ogenblik heeft K de positieve potentiaal V_K^+ . Er treedt dan dus tussen K en A een elektrisch veld op waarvan de veldlijnen VAN K NAAR A LOPEN; dit veld oefent op de uitgetreden electronen dus een veldkracht uit DIE NAAR DE PLAAT K TOE GERICHT IS.

De electronen van het niveau F die op dat moment een foton opnemen, moeten DEZELFDE UITTREE ARBEID ΔU e.V. verrichten; ze vertrekken vanuit S met het a.v.B. van $\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2$ Joule in

de richting van A. In het vertrekpunt S BEVINDEN deze electronen zich nu AAN DE VOET VAN EEN POTENTIAL-HEUVEL. Om vanuit S in het punt S' (dus de anodeplaat) te komen MOETEN DEZE ELECTRONEN EEN A.v.B. VAN

$$e.V_K^+ \text{ Joule}$$

OMZETTEN IN A.v.P.

ze moeten immers de arbeid van $e.V_K^+$ Joule OP de veldkracht verrichten.

Zolang dus $\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2$ Joule GROTER IS DAN $e.V_K^+$ Joule ZULLEN DE UIT K GETREDEN ELECTRONEN DE ANODEPLAAT A BEREIKEN en dan naar de aarde worden afgevoerd. Dientengevolge zal de plaat K dus alsmaar sterker + geladen worden en de potentiaal V_K^+ dus alsmaar STIJGEN.

Bij een voldoende lange bestraling bereikt K tenslotte de + potentiaal waarvoor:

$$e.V_K^+ = \frac{1}{2}m(v_{0,f})^2 \text{ Joule}$$

De electronen die vanaf dat ogenblik uit de foto-kathode K treden ZULLEN HET OPPERVLAEK VAN DE ANODEPLAAT A NOG JUUST (met de snelheid NUL) BEREIKEN, MAAR DAN DOOR DE VELDKRACHT TERUGGEDREVEN WORDEN NAAR DE PLAAT K.

Op K aangekomen vallen ze terug in de potentiaalput. (Warmte-energie!)

Vanaf het ogenblik dat

$$e.V_K^+ = \frac{1}{2}m(v_{0,f})^2 \text{ Joule}$$

ZAL DE + LADING VAN PLAAT K DUS NIET MEER VERANDEREN; er keren dan per sec. evenveel electronen in de potentiaalput terug als er per sec. t.g.v. de bestraling uitgaan.

Bij voortgezette bestraling van K met deze fotonen zal de potentiaal van K DUS NIET MEER STIJGEN: DE + POTENTIAL VAN DE PLAAT K HEEFT HAAR MAXIMALE WAARDE BEREIKT, $v_f^{\max+}$.

Uit bovenstaande vergelijking volgt:

$$e.V_f^{\max+} = \frac{1}{2}m(v_{0,f})^2 \text{ Joule}$$

Dit is formule (3)

Substitueren we hierin de in a) gevonden waarde voor $\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2$ dan volgt:

$$e.V_f^{\max+} = h(f - f_0) \text{ Joule}$$

Dus:

$$V_f^{\max+} = \frac{h}{e} (f - f_0) \text{ VOLT}$$

Dit is formule (1)

Hiermee zijn de formules (1), (2) en (3) dus "IN LETTERS" bewezen. We moeten de grootte van h nog bepalen.

Vraag: Maakt het verschil als we L vervangen door een lichtbron die DEZELFDE LICHTKLEUR met een GROTERE INTENSITEIT uitzendt?

Antw.: Deze nieuwe lichtbron zendt dus per sec. MEER fotonen van dezelfde lichtkleur naar de plaat K. Er zullen dus ook PER SECONDE MEER ELECTRONEN (met hetzelfde A.v.B. $\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2$ Joule) uit de plaat K treden.

De potentiaal van de plaat K zal dus IN KORTERE TIJD dezelfde maximale positieve potentiaal

$$V_f^{\max+} = \frac{h}{e} (f - f_0) \text{ Volt}$$

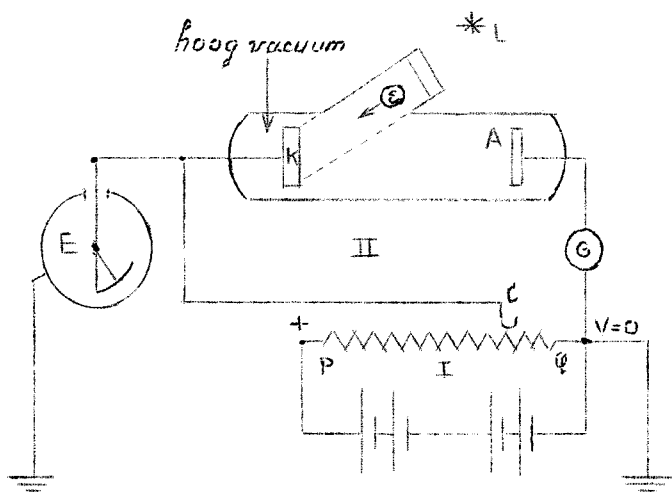
bereiken.

CONCLUSIE:

CONCLUSIE: I) De waarden van $\frac{1}{2}m(v_{o,f})^2$ en $V_f^{\text{max}+}$
 ZIJN VOLSTREKT ONAFHANKELIJK VAN
 DE INTENSITEIT
 van het bestralende licht.

II) De intensiteit van het bestralende
 licht bepaalt alleen maar de DUUR
 van het tijdsinterval waarin de
 plaat K van $v = 0$ wordt opgeladen
 tot de maximale + potentiaal $V_f^{\text{max}+}$

Punt 4) Experimentele bepaling van $V_f^{\text{max}+}$ en de constante van Planck.



In nevenstaande figuur dient de stroomkring I om een potentiaalverschil op te wekken tussen de uiteinden van de weerstand PQ: Gaande in de richting van $P \rightarrow Q$ neemt het potentiaalverschil af.

C is een langs de weerstand PQ verschuifbaar contact. C is geleidend verbonden met de foto-kathode K en de knop van de electroscoop E. ALS ER IN KRING II GEEN STROOM OPTREEDT HEBBEN de knop, K en C dus DEZELFDE POTENTIAL.

Met nadruk wijzen we er op, dat de potentiaal van K bij deze schakeling POSITIEF is: Door het contact C NAAR LINKS (dus naar P toe) te verschuiven, maken we de potentiaal van de foto-kathode K HOGER POSITIEF.

G is een zeer gevoelige galvanometer (μA)

a) VÓÓR de proef: De foto-kathode K wordt NIET bestraald.

G wijst GEEN stroom aan.

E wijst de + potentiaal van K aan. We schuiven het contact C zover mogelijk naar rechts; V_K is dus = 0.

b) De proef begint: We stellen de lichtbron L in werking. De lichtbron zendt MONOCHROMATISCH licht uit, dus fotonen met EENZELFDE $\epsilon = h \cdot f$ Joule.

Geval 1) De wijzer van de galvanometer G blijft staan op NUL. Dit wil zeggen dat er GEEN electronen uit de plaat K treden; de spectraal-frequentie van het gebruikte licht is dus TE KLEIN.

Geval 2) De galvanometer wijst WEL een stroom aan. Er treden nu dus wel electronen uit het metaal van de foto-kathode K. Er treedt nu in kring II (V_C is nog = 0) een stroom op die K blijft voorzien van nieuwe electronen. Daardoor wordt K verhinderd de maximale + potentiaal te bereiken. De electrometer E slaat dus wel uit, maar wijst een potentiaal aan die KLEINER is dan $V_f^{\text{max}+}$

c) De bepaling van $V_f^{\text{max}+}$

We verschuiven nu het contact C langzaam naar LINKS, dus in de richting van P (zie fig.) K en de knop van de electrometer krijgen daardoor dus een HOGERE POSITIEVE POTENTIAL.

We verschuiven het contact C ZOVER NAAR LINKS TOT DE GALVANOMETER G JUIST GEEN STROOM MEER AANWIJST.

Bij die stand van C is de potentiaal van K dus zo hoog positief, dat de uit K tredende electronen het oppervlak van plaat A nog JUIST (d.w.z. met snelheid NUL) bereiken en daarna door het elektrische veld tussen K en A naar de plaat K worden teruggedreven en daar terugvallen in de potentiaalput.

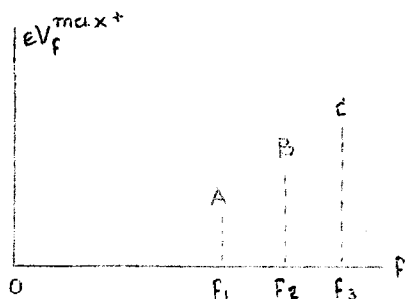
$$\text{m.a.w. } e \cdot V_K^+ = \frac{1}{2} m (v_{o,f})^2 \text{ Joule.}$$

De potentiaal die plaat K nu heeft is dus $V_f^{\text{max+}}$ Volt. K behoudt deze potentiaal omdat er in kring III nu geen stroom meer optreedt.

Deze potentiaal wordt nu door de electrometer E aangewezen.

Conclusie: De positieve potentiaal die de electrometer E aanwijst bij de stand van C waarbij de galvanometer G JUIST GEEN stroom meer aanwijst IS $V_f^{\text{max+}}$.

d) Een serie waarnemingen; aantekening in een grafiek.

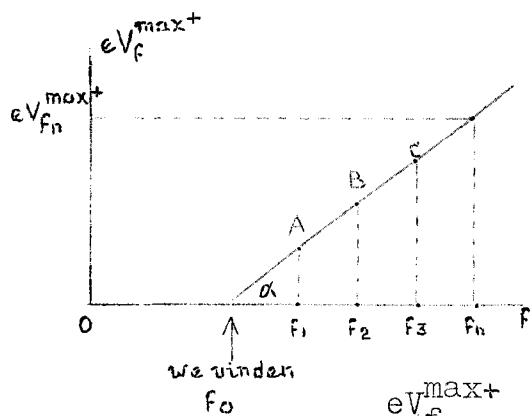


Aldus bepalen we voor meerdere lichtkleuren (f_1, f_2, f_3 enz.) de maximale positieve potentiaal van de plaat K, dus $V_f^{\text{max+}}$ en bepalen de bijbehorende f_n waarden van $e \cdot V_f^{\text{max+}}$.

Deze waarden tekenen we aan in een grafiek met f tot abscis en $eV_f^{\text{max+}}$ tot ordinaat.

Iedere waarneming levert ons dus een "puntje" in deze grafiek op; A, B, C enz.

e) Bepaling van h.



Overeenkomstig de formule $e \cdot V_f^{\text{max+}} = h(f - f_0)$ Joule liggen deze punten A, B, C enz. op EEN RECHTE LIJN. Het snijpunt van deze rechte met de f -as levert ons de GRENS-FREQUENTIE f_0 op.

Gevraagd: De richtingscoëfficiënt van deze rechte.

Oplossing: De richtingscoëfficiënt van deze rechte is $\text{tg } \alpha$.
Uit de figuur volgt:

$$\text{tg } \alpha = \frac{eV_{f_n}^{\text{max+}}}{f_n - f_0} = \frac{h(f_n - f_0)}{f_n - f_0} = h.$$

CONCLUSIE:

$$h = \text{tg } \alpha .$$

Joule x sec.

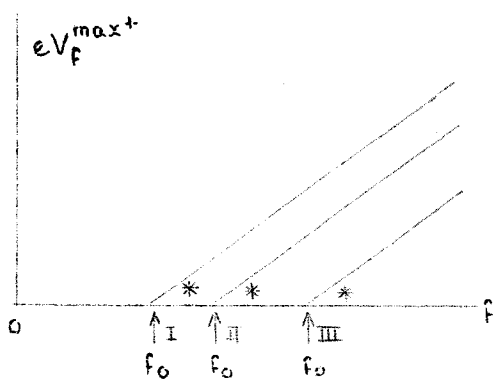
Meetresultaat:

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Joule x sec.}$$

Opmerking: De dimensie van h is inderdaad Joule x sec.

$$\text{Immers } [h \times f] = \text{Joule} \rightarrow [h] \times \frac{1}{\text{sec}} = \text{Joule} \rightarrow$$

$$[h] = \text{Joule x sec.}$$

Punt 5) De bepaling van de uittree-arbeiden bij de verschillende metalen.

Dus:

$$\Delta U = \frac{h}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot f_0 \text{ electronvolt.}$$

We kunnen nu op de boven beschreven wijze voor IEDER METAAL de grafiek

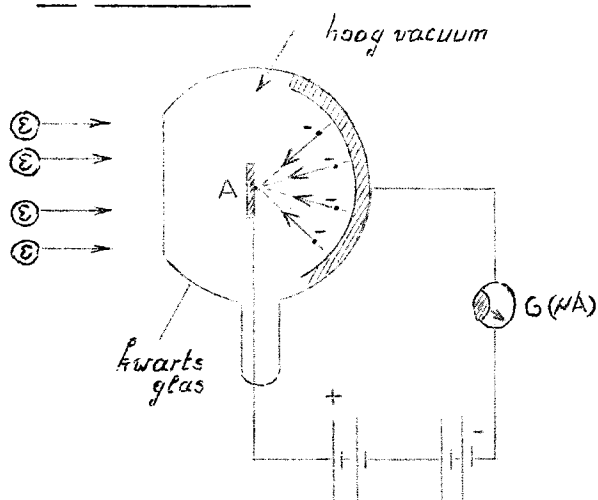
$$e \cdot V_f^{\max+}$$

bepalen.

Deze grafieken zijn allemaal RECHTE lijnen met richtingscoëfficiënt h . Aldus kunnen we ook voor ieder metaal de GRENSFREQUENTIE f_0 bepalen.

Is ΔU de uittree-arbeid in electronvolt bij het metaal met grensfrequentie f_0 , dan geldt:

$$1,6 \cdot 10^{-19} \cdot \Delta U = h \cdot f_0 \text{ Joule.}$$

3. De FOTOCCEL.

In een glazen ballon is op een gedeelte van de wand aan de binnenkant een metaal-laagje aangebracht, dat door het tegenoverliggend vrijgebleven deel van de ballon heen bestraald kan worden. De vrij gekomen electronen worden door een elektrisch veld (met b.v. 100 volt potentiaalverschil) op een opvang-electrode (A) geconcentreerd.

De ontstane stroom kan door een galvanometer G worden bepaald of door een of meer versterkerbuisen worden versterkt en dan gemeten.

Als emitterende oppervlakken (K) kan men ALKALIMETALEN nemen.

Voor Cs is $\Delta U = 1,8$ electronvolt. ($f_0 = 4,5 \cdot 10^{14}$; $\lambda_0 = 6700 \text{ \AA}$). Door gebruik te maken van HALFGELEIDERS MET EXTRA METAALATOMEN kan men bereiken dat $\Delta U = 0,7$ electronvolt; de grensfrequentie is dan de spectraal-frequentie van de lichtkleur met een $\lambda_{\text{vac}} \approx 17000 \text{ \AA}$, dus een lichtkleur uit het INFRA-ROOD (Kronig)

Fotocellen worden toegepast:

- 1°) Bij de bepaling van de licht-INTENSITEIT. De door de galvanometer G (μA) aangewezen stroomsterkte is RECHT EVENREDIG met het AANTAL PER SECONDE uit de metaallaag K getreden electronen, dus ook r.e. met het aantal werkzame fotonen ($f > f_0$) dat PER SEC. de metaallaag K treft. Bij gebruik van monochromatisch licht of licht met een vaste mengverhouding van verschillende spectraalkleuren IS DE DOOR G AANGEWEEZEN STROOMSTERKTE RECHT EVENREDIG MET DE INTENSITEIT VAN HET BESTRALENDE LICHT.
- 2°) Bij telmachines en alarminstallaties: Een fotocel reageert zonder "traagheid" op lichtflitsen met een duur van $3 \cdot 10^{-9}$ seconde.
- 3°) Bij de geluidsfilm.

B. THERMISCHE EMISSIE VAN ELECTRONEN: De uittreding van electronen t.g.v. de verhitting van een stuk metaal.

§ 1. Het verschijnsel theoretisch.

Punt 1) Inleiding.

Bij de tot nu toe behandelde uittree-verschijnselen (kathodestraalen en foto-emissie) was het stuk metaal waar de electronen uittraden KOUD. De snelheidsverdeling van de valentie-electronen in het stuk metaal was toen practisch gelijk aan de verdeling bij 0 °K; bij lage temperaturen heeft de warmtebeweging van de ionen van het metaalrooster een te verwaarlozen invloed op de snelheidsverdeling van de VALENTIE-electronen.

We beschouwen nu een stuk metaal bij temperaturen die zo hoog zijn dat de invloed van de warmtebeweging van de ionen van het metaalrooster op de snelheidsverdeling van de valentie-electronen NIET meer verwaarloosd kan worden, dus bij temperaturen waarvoor de Fermi-statistieken duidelijk afwijken van de Fermi-statistiek voor dit metaal bij 0 °K.

Bij deze hoge temperaturen heeft de warmte-beweging van de ionen van het metaalrooster OOK invloed op de energie toestanden waarin de satelliet-electronen in de K, L, M enz. schillen van de ionen; deze electronen kunnen DAN n.l. ten gevolge van deze warmte-beweging worden "aangeslagen" d.w.z. MEER energie krijgen dan ze normaal behoren te hebben. Bij de terugval op het normale "energie-niveau" zenden deze electronen dan een foton uit: HET STUK METAAL ZENDT DAN DUS LICHT UIT, m.a.w. het stuk metaal GLOEIT.

Dit gloeien ALS ZODANIG staat dus geheel los van het onderwerp van het onderhavige deel B; als we in het komende over gloeiende metalen spreken, willen we alleen de HOOGTE van de temperatuur aangeven.

We willen dan n.l. zeggen dat het stuk metaal zo'n hoge temperatuur heeft dat de warmtebeweging van de + ionen een duidelijk merkbare invloed heeft op de snelheidsverdeling van de VALENTIE-electronen (wat met zich meebrengt dat het stuk metaal gloeit).

Sommige metalen (b.v. tin, smpt. 232°C.) hebben een zo LAAG SMELPUNT, dat ze smelten vòòrdat ze hun laagste gloeitemperatuur bereikt hebben (vertaald: dat ze smelten vòòrdat de warmtebeweging van de ionen van het metaalrooster merkbare invloed heeft op de snelheidsverdeling van de VALENTIE-electronen).

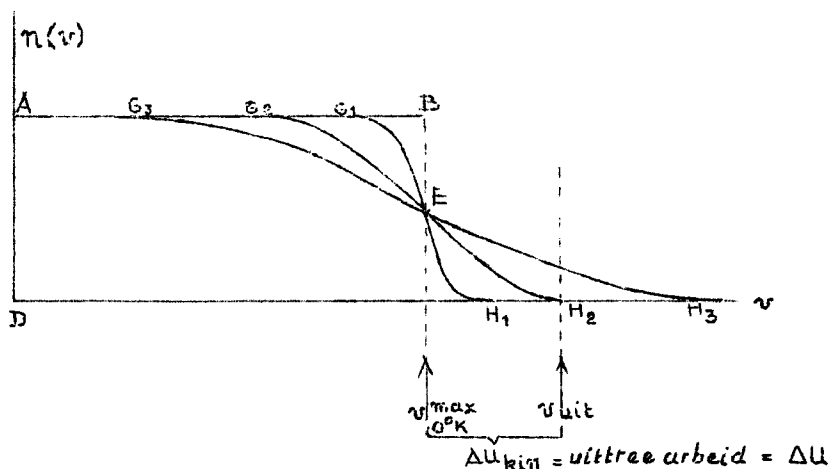
Wolfraam is een voorbeeld van het tegendeel: de smeltemperatuur van wolfraam is 3600°C. Bij 3000° verkeert wolfraam dus nog in de VASTE FASE, maar is dan "WIT-gloeiend".

In de nu volgende theorie zullen we stilzwijgend veronderstellen dat het beschouwde metaal een zo HOOG smeltpunt heeft, dat een stuk van dit metaal in VASTE TOESTAND temperaturen kan hebben waarbij de warmtebeweging van de "roosterpunten" een duidelijk merkbare invloed heeft op de snelheidsverdeling van de VALENTIE-electronen.

We willen nu aan de hand van de Fermi-statistieken de uittree mogelijkheden gaan onderzoeken t.g.v. de snelheidsverdeling van de VALENTIE-electronen bij voldoende hoge temperaturen.

Punt 2) Theoretische onderzoek naar de uittree mogelijkheden t.g.v. verhitting.

Punt 2) Theoretisch onderzoek naar de uittree mogelijkheden t.g.v. verhitting.



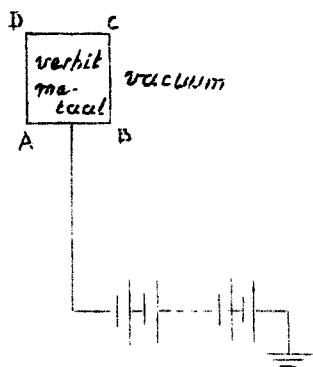
In bovenstaande figuur stellen de rechten AB,C \rightarrow de Fermi-statistiek voor van een stuk van een of ander metaal bij 0° K. Als bij 0°K. de snelste valentie electronen aan het grensvlak tussen het stuk metaal en het vacuum hun A.v.B. GEHEEL omzetten in specifieke potentiële energie, komen ze nog ΔU electronvolt TE KORT om met de snelheid nul uit het metaal in het vacuum te treden. In bovenstaande figuur geeft ν_{uit} dus de snelheid aan die een valentie-electron MINSTENS moet hebben om aan het grensvlak tussen het stuk metaal en het vacuum uit het metaal in het vacuum te treden.

Op blz. 68 e.v. hebben we de verandering vermeld die deze statistiek ondergaat bij stijgende temperatuur:

AG₁EH₁ \rightarrow is de statistiek bij de temp. T₁
 AG₂EH₂ \rightarrow " " " " " " T₂ T₃ > T₂ > T₁ >>> 0 °K.
 AG₃EH₃ \rightarrow " " " " " " T₃

Voor elk van deze temperaturen stellen we ons nu de vraag:

- of er VALENTIE electronen uit het metaal kunnen treden
- of de eventuele ladingselectronen kunnen uittreden.



Met het oog op de praktische toepassingen zullen we deze vragen beantwoorden voor het geval dat het verhitte stuk metaal is opgesteld in het vacuum, maar door een KOUDE metalen draad verbonden is met de NEGATIEVE POOL van een gelijkspanningsbron waarvan de andere pool is geaard. Nevenstaande figuur geeft een schematisch beeld van de situatie. Het verhitte stuk metaal ABCD heeft dus een negatieve potentiaal en dus ook een negatieve oppervlakte-lading.

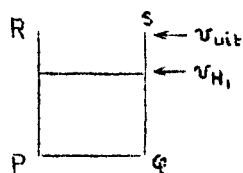
Ad T₁: a) Of er bij deze temperatuur VALENTIE electronen kunnen uittreden.

Antwoord: Uit de Fermistatistiek blijkt dat $\nu_{H_1} < \nu_{uit}$

Conclusie: Bij de temperatuur T₁ kunnen er GEEN VALENTIE electronen "op eigen kracht" uit het stuk metaal in het vacuum treden.

b) Of de LADINGS electronen kunnen uittreden.

Antwoord: In de beschouwde situatie heeft het stuk metaal een negatieve oppervlakte-lading. Volgens de Fermi-statistiek hebben de ladingselectro-



nen de potentiële energie status van het niveau van v_{H1} .
 Welnu: dit niveau ligt in de potentiaalput LAGER dan de bovenrand van de put (v_{uit})

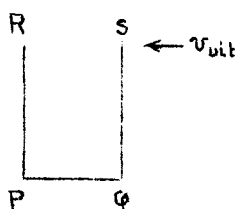
Conclusie: Bij de temperatuur T_1 kunnen de LADINGSelectronen NIET "op eigen kracht" uit het stuk metaal in het vacuum treden.
 In bovenstaande situatie treedt bij de temperatuur T_1 dus een ELECTROSTATISCH EVENWICHT op.

Ad T_2 : a) Of er bij deze temperatuur VALENTIE electronen kunnen uittreden.

Antwoord: Bij deze temperatuur is $v_{H2} = v_{uit}$, maar het AANTAL valentie-electronen met snelheid v_{H2} is NUL.

Conclusie: Volgens de Fermi-statistiek kunnen er bij de temperatuur T_2 NOG JUIST GEEN VALENTIE electronen uit het stuk metaal in het vacuum treden.

b) Of er bij de temperatuur T_2 LADINGS electronen kunnen uittreden.



Antwoord:. De ladingselectronen die zich bij deze temperatuur IN DE TOESTAND VAN ELECTROSTATISCH EVENWICHT op het buitenoppervlak van het stuk metaal zouden bevinden, zouden volgens de Fermi-statistiek de potentiële energie-status moeten hebben van het niveau van v_{uit} .

Maar dit niveau bevindt zich op de hoogte van de BOVENRAND VAN DE POTENTIAALPUT: Deze ladingselectronen moeten dus MET DE SNELHEID NUL uit het stuk metaal in het vacuum treden.

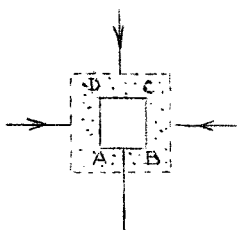
Conclusie: Volgens de Fermi-statistiek kunnen er zich bij de temperatuur T_2 GEEN LADINGS electronen IN ELECTROSTATISCH EVENWICHT op het buitenoppervlak van het stuk metaal bevinden.

Vraag: Wat gebeurt er met de uitgetreden electronen?

Antw.: Vanaf het ogenblik dat de ladingselectronen met snelheid nul uit het metaal getreden zijn, zijn het VRIJE ELECTRONEN IN HET VACUUM. Omdat de geleider vanwege zijn negatieve potentiaal omgeven wordt door een negatief elektrisch veld ondervinden de uitgetreden electronen een veldkracht die van het metaaloppervlak AF gericht is.

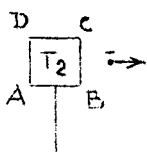
Bij de experimentele behandeling zal blijken dat we nu twee gevallen moeten onderscheiden:

1°) Het geval dat het veld voldoende ZWAK is.



In dit geval spelen de afstotende krachten die de electronen onderling op elkaar uitoefenen een belangrijke rol. Een en ander heeft dan tot gevolg dat er zich OM de verhitte geleider ABCD een NEGATIEVE RUIMTELADING vormt die voor de buitenwereld de rol van oppervlaktelading speelt. Nevenstaande figuur geeft daarvan een schematische voorstelling. Het veld trekt natuurlijk voortdurend electronen uit deze ruimtelading weg. Deze weggetrokken electronen moeten dan door ABCD worden aangevuld. (zie ben)

2°) Het veld is voldoende STERK.



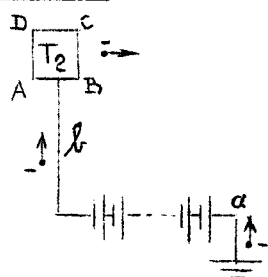
In dit geval wordt ieder uitgetreden electron onmiddellijk afgevoerd naar de plaats waar $v = 0$. Voor ieder afgevoerd electron moet ook nu een ander electron in de plaats komen.

ABCD wordt nu dus niet omgeven door een ruimte-lading.

Vraag: Of het veld buiten ABCD nu sterk of zwak is, er worden voortdurend uitgetreden ladingselectronen van ABCD AFGEVOERD.

Welk gevolg heeft dit voor het geheel van ABCD en de spanningsbron?

Antw.:



Doordat er voortdurend electronen van ABCD worden afgevoerd, is het VOOR DE GELIJKSPANNINGSBRON ALSOF DE BUITENLEIDING GESLOTEN IS; in de verbindingsdraden a en b treedt dus een beweging van het electro-nengas op in de richting aangegeven door de pijlen \longleftrightarrow , dus een technische stroom in tegengestelde richting.

De sterkte van deze stroom wordt bepaald door het aantal electronen dat PER SECONDE van ABCD wordt afgevoerd.

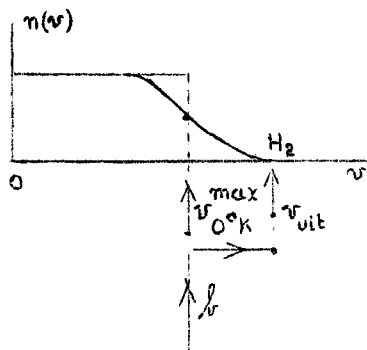
CONCLUSIE:

- I In de situatie van bovenstaande figuur treedt in de vacuum-ruimte een continue, van het verhitte stuk metaal ABCD afkomstige ELECTRONENSTRALING op, waardoor het is alsof de "kring" gesloten is.
- II In de leidingsdraden treedt een stroom op die ELECTRONEN NAAR het verhitte metaal voert.

We gaan nu enige vragen stellen om iets meer te weten te komen van de stroom in de leidingsdraden.

N.B. Vraag: Via de leidingsdraad b worden er dus voortdurend electronen naar het verhitte stuk metaal ABCD gevoerd om de vertrokken ladingselectronen aan te vullen. ZULLEN DEZE NIEUW AANGEKOMEN LADINGSELECTRONEN BIJ HUN AANKOMST OP HET OPPERVLAEK VAN ABCD NIET ONMIDDELLIJK IN HET VACUUM TREDEN?

Antw.:



De toevoerdraad b IS KOUD. Het potentiële energieniveau van de door draad b aangevoerde electronen IS DUS VEEL LAGER DAN HET NIVEAU DAT LADINGSELECTRONEN VAN HET METAAL ABCD BIJ DE TEMPERATUUR T_2 VOLGENS DE FERMISTATISTIEK BEHOREN TE HEBBEN.

De door de koude draad b aangevoerde electronen verdelen zich dus wel over het buitenoppervlak van ABCD, MAAR HUN POTENTIELE ENERGIE-STATUS PAST NOG NIET BIJ DE FERMISTATISTIEK VAN ABCD BIJ DE TEMPERATUUR T_2

.D De atoomwetten eisen echter onverbiddelijk dat de potentiële energiestatus van de ladingselectronen PAST BIJ DE MOMENTELE FERMI-STATISTIEK; het metaalrooster zal dus onmiddellijk energie "aan zichzelf onttrekken" en deze energie spenderen om de ladingselectronen op het passende potentiële energieniveau te brengen.

Conclusies: 1^o) Willen we, dat ABCD de temperatuur T_2 behoudt, dan zullen we voortdurend warmteenergie aan ABCD moeten toevoeren.

2^o) De door de leidingsdraad b nieuw aangevoerde electronen kunnen NIET onmiddellijk vanaf het

buitenoppervlak van ABCD in het vacuum treden; ze moeten 'wachten' tot hun potentiële energie niveau, door energie overdracht van het metaal rooster, is opgevoerd tot het niveau van Vuit. Zodra de ladingselectronen dit niveau bereikt hebben TREDEN ZE MET SNELHEID NUL UIT ABCD IN HET VACUUM.

Vraag: Kan het stuk metaal ABCD bij de temperatuur T_2 PER SECONDE EEN WILLEKEURIG GROOT AANTAL NIEUW AANGEVOERDE ELECTRONEN laten uittreden?

Antw.: Men zou wellicht geneigd zijn deze vraag bevestigend te beantwoorden, "als men per seconde maar genoeg warmte energie aan ABCD geeft". Dit antwoord zou goed zijn, als de toegevoerde warmteenergie RECHTSTREEKS aan de nieuw aangevoerde electronen ten goede kwam, zoals dat b.v. het geval was bij het foto electrisch effect.

Warmte energie kan echter alleen VIA DE WERKING VAN HET METAALROOSTER aan de electronen van het metaal worden overgedragen.

Wij kunnen er alleen maar voor zorgen dat de energie-VOORRAAD van het rooster op peil blijft; HET TEMPO waarin het rooster uit deze energie-voorraad put om de nieuw aangevoerde electronen van de nodige energie te voorzien WORDT BIJ EEN GEGEVEN METAAL BEPAALD DOOR DE TEMPERATUUR EN ALLEEN DOOR DE TEMPERATUUR: hoe hoger de temperatuur is des te hoger is ook dit tempo.

Conclusie: Het aantal nieuw aangevoerde electronen dat het gegeven stuk metaal ABCD bij de temperatuur T °K. PER SECONDE kan laten uittreden HEEFT EEN

MAXIMUM

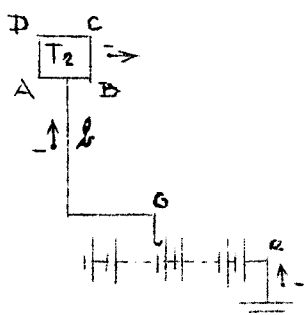
DAT EEN STIJGENDE FUNCTIE IS VAN DE TEMPERATUUR.

Dit maximale aantal zullen we aanduiden door

$$N_T^{\max}$$

Het gegeven stuk metaal ABCD kan bij de temperatuur T_2 dus HOOGSTENS $N_{T_2}^{\max}$ nieuw aangevoerde electronen PER SECONDE laten uittreden.

N.B. Vraag: Zoals we in een van de bovenstaande antwoorden gezegd hebben, wordt de sterkte van de stroom in de leidingsdraden a en b bepaald door het aantal electronen dat PER SECONDE van ABCD wordt afgevoerd; bij een zwak veld uit de negatieve ruimtelading om ABCD; bij een voldoende sterk veld rechtstreeks van het buitenoppervlak van ABCD.



We vragen nu: KUNNEN WE DE STROOM IN a en b ZO STERK MAKEN ALS WE WILLEN, b.v. DOOR DE EMK VAN DE GELIJKSPANNINGSBRON (zie verplaatsbaar contact G) TE VERHOGEN?

Antw.: Het verhogen van de EMK van de gelijkspanningsbron heeft tot gevolg dat de potentiaal van ABCD in NEGATIEVE zin toeneemt. Dit brengt met zich mee, dat het negatieve elektrische veld in de ruimte om ABCD in sterkte toeneemt en dat de negatieve oppervlakte-lading van ABCD wordt vergroot overeenkomstig de formule $Q = C.V$.

We geven de EMK van de gelijkspanningsbron nu zo'n waarde dat:

- 1°) het elektrische veld om ABCD zo sterk is dat de uitgetreden electronen onmiddellijk van ABCD worden weggetrokken.
 - 2°) het door $Q = C \times V$ voorgeschreven aantal ladings-electronen GROTER is dan $N_{T_2}^{\max}$.
- Als dus, om een getal te noemen, het stuk metaal ABCD bij de temperatuur T_2 PER SECONDE MAXIMAAL

10^{16} nieuw aangevoerde ladingselectronen kan laten uittreden, zorgen we er voor dat Q b.v. $2 \cdot 10^{16}$ electronen moet bedragen.

In bovenstaande "kring" zal zich dan een DYNAMISCH EVENWICHT instellen waarin ABCD OP IEDER OGENBLIK een negatieve oppervlakte-lading heeft van $2 \cdot 10^{16}$ electronen en waarin er PER SECONDE 10^{16} ladingselectronen uit ABCD treden en de leidingsdraad b PER SEC. 10^{16} electronen naar ABCD toe brengt.

In de draden a en b treedt dan dus een stroom op die gelijk is aan:

$$i = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Ampère.}$$

In letters:

$$i = e \cdot N_{T_2}^{\max} \text{ Ampère.}$$

VERGROTEN we nu de EMK van de gelijkspanningsbron, dan wordt de potentiaal van ABCD meer negatief; het negatieve veld om ABCD wordt dan STERKER en het aantal ladingselectronen van ABCD groter, b.v. $3 \cdot 10^{16}$.

In de "kring" stelt zich nu weer een DYNAMISCH EVENWICHT in, waarin zich OP IEDER OGENBLIK op het buitenoppervlak van ABCD $3 \cdot 10^{16}$ ladingselectronen bevinden en waarin er PER SECONDE $10^{16} (= N_{T_2}^{\max})$ ladingselectronen uit ABCD treden en de leidingsdraad a PER SECONDE 10^{16} electronen naar ABCD voert.

De stroomsterkte in de draden a en b is dus ook nu

$$i = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Ampère,}$$

m.a.w. ook nu is

$$i = e \cdot N_{T_2}^{\max} \text{ Ampère.}$$

Ondanks de vergroting van de EMK van de gelijkspanningsbron is de stroomsterkte dus CONSTANT gelijk gebleven aan $e \cdot N_{T_2}^{\max}$ Ampère. Bij verdere vergroting van de EMK van de gelijkspanningsbron blijft de stroomsterkte in de draden a en b deze constante waarde behouden.

CONCLUSIE: Bij de temperatuur T_2 van het stuk metaal ABCD kan de stroomsterkte in de leidingsdraden a en b niet groter worden dan

$$i = e \cdot N_{T_2}^{\max} \text{ Ampère.}$$

De stroomsterkte heeft en behoudt deze maximale waarde als de EMK van de gelijkspanningsbron gelijk of groter is dan een bepaalde waarde.

Benaming: Deze maximale stroomsterkte $i = e \cdot N_{T_2}^{\max}$ Amp. noemt men DE VERZADIGINGSSTROOM van ²DIT stuk metaal bij DEZE temperatuur T_2 .

We komen hierop terug bij de experimentele behandeling.

Ad T_3 : a) Of er VALENTIEelectronen kunnen uittreden.

Volgens de Fermi statistiek bevat nu ieder volume element van het stuk metaal een aantal VALENTIEelectronen met snelheden GROTER DAN v_{uit} . Dit geldt ook voor de volume-elementen die grenzen aan het OPPERVLAK van het stuk metaal. Zodra deze valentie-electronen aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum komen zullen deze dus MET EEN EINDIGE SNELHEID uit het stuk metaal in het vacuum treden.

Conclusie: Volgens de Fermi statistiek moeten er bij de temperatuur T_3 (ook) VALENTIEelectronen uit het stuk metaal in het vacuum treden.

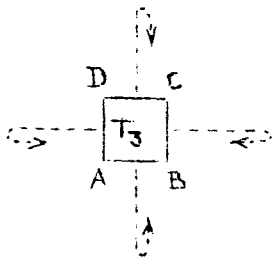
Vraag: Stel dat een stuk van het bovenbedoelde metaal GEISOLEERD is opgesteld in het vacuum en NEUTRAAL is.

Het stuk metaal wordt verhit tot de temp. T_3 .

Er treden dan dus VALENTIE-electronen uit het metaal in het vacuum.

BLIJFT DIT UITTREDEN VAN VALENTIE-ELECTRONEN ONBEPERKT DOORGAAN?

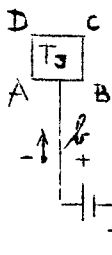
Antw.: Door de uittreding van valentie-electronen uit het aanvankelijk neutrale stuk metaal ABCD, wordt dit positief geladen. In de vacuumruimte om ABCD ontstaat dus een elektrisch veld DAT DE UITGETREDEN VALENTIE-ELECTRONEN NAAR ABCD TERUG WIL DRIJVEN. Bij iedere uittreding wordt dit veld sterker. De valentie-electronen treden echter met een EINDIGE snelheid uit het metaal.



Tenslotte wordt het veld zo sterk, dat de uitgetreden valentie-electronen de plaats waar $V = 0$ niet meer kunnen bereiken en daadwerkelijk door het veld naar ABCD worden teruggebracht. Het stuk metaal ABCD heeft dan een bepaalde POSITIEVE potentiaal gekregen.

Er stelt zich dan een DYNAMISCH EVENWICHT in, waarin PER SECONDE evenveel valentie-electronen UIT ABCD treden dan er PER SECONDE in TERUGKEREN.

Conclusie: Wordt een neutraal, GEÏSOLEERD in het vacuum opgesteld stuk ABCD van bovenbedoeld metaal verhit tot de temperatuur T_3 , dan wordt ABCD t.g.v. de uittreding van VALENTIE-electronen tot een bepaalde POSITIEVE potentiaal $V_{T_3}^{\max+}$ opgeladen. $V_{T_3}^{\max+}$ is hoger naarmate T hoger is.



Vraag: We nemen de opstelling van nevenstaande figuur waarin ABCD geleidend verbonden is met DE POSITIEVE pool van een gelijkspanningsbron.

ABCD heeft de temperatuur T_3 . De EMK van de spanningsbron is KLEINER dan de in bovenstaande conclusie bedoelde $V_{T_3}^{\max+}$.

WAT ZAL ER NU IN DEZE KRING GEBEUREN?

Antw.: Indien b geen geleider was, zou ABCD t.g.v. de emissie van valentie-electronen positief worden opgeladen tot de positieve potentiaal $V_{T_3}^{\max+}$, die hoger is dan de potentiaal van de positieve pool van de spanningsbron.

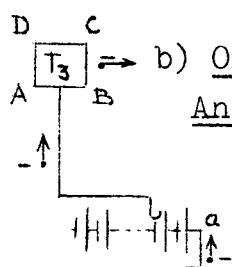
Vanaf het ogenblik dat de potentiaal van ABCD hoger wordt dan de potentiaal van de positieve pool ZAL ER IN DE GELEIDENDE DRAAD b EEN ELECTRONEN BEWEGING OPTREDEN DIE GERICHT IS VAN DE + POOL VAN DE SPANNINGSBRON NAAR ABCD.

In de figuur geeft het pijltje $-↑$ deze ELECTRONEN beweging aan. De technische stroom is natuurlijk tegengesteld gericht.

CONCLUSIE: I In de situatie van bovenstaande figuur treedt er in de vacuum ruimte een continue, van het verhitte metaal ABCD afkomstige electronenstraling op waardoor het is alsof de kring gesloten is.

II In de leidingsdraden a en b treedt een stroom op waarvan DE ELECTRONEN BEWEGING NAAR HET VERHITTE STUK METAAL TOE GERICHT IS.

Opmerking. Met nadruk wijzen we er op, dat in bovenstaande opstelling de EMK van de spanningsbron KLEINER is dan $V_{T_2}^{\max+}$; zou de EMK $\geq V_{T_2}^{\max+}$, dan kan er van ABCD geen continue electronenstraling uitgaan.



b) Of er LADINGSelectronen kunnen uittreden.

Antw.: We nemen weer de oorspronkelijke opstelling waarin ABCD geleidend verbonden is met de NEGATIEVE POOL van een gelijkspanningsbron, zodat ABCD dus een NEGATIEVE oppervlaktelading heeft.

Volgens de Fermi statistiek zouden de ladingsselectronen die zich bij de temp. T_3 IN ELECTROSTATISCH EVENWICHT op het buitenoppervlak van ABCD zouden bevinden het potentiële energieniveau van H_3 moeten hebben. Maar dit ligt HOGER DAN DE BOVENRAND VAN DE POTENTIALPUT. Deze electronen zouden dan per se met een eindige snelheid uit het metaal in het vacuum moeten treden.

Conclusie:

Conclusie: Het is onmogelijk, dat zich bij de temp. T_3 LADINGSelectronen IN DE TOESTAND VAN ELECTROSTATISCH EVENWICHT op het buitenoppervlak van ABCD bevinden.

Vraag: Wat zal er nu in bovenstaande "kring" gebeuren?

Antw.: In de situatie van bovenstaande figuur treden er ZOWEL VALENTIE- ALS LADINGSELECTRONEN uit ABCD. In de draden a en b treedt dus een stroom op waar van de ELECTRONENbeweging NAAR HET VERHITTE METAAL TOE GERICHT is.

Er stelt zich nu in de "kring" een DYNAMISCH EVENWICHT in waarin ABCD OP IEDER OGENBLIK een zekere NEGATIEVE POTENTIAL heeft (die sterk afhankelijk is van de EMK van de spanningsbron) en waarin de draad b PER SECONDE evenveel electronen naar ABCD brengt als er PER SECONDE door het negatieve elektrische veld dat ABCD omgeeft VAN ABCD WORDEN AFGEVOERD.

Omdat de draad b KOUD is, kunnen de nieuw op ABCD aangekomen electronen NIET ONMIDDELLIJK uit ABCD treden: ze moeten "wachten" tot het metaalrooster hun energie (kinetische bij de nieuwe valentie-electronen, potentiële, bij de nieuwe ladings-electronen) verhoogd heeft tot het uittree-niveau, dus het niveau van v_{uit} . PER SECONDE kan ABCD slechts aan een BEPERKT AANTAL "koude" electronen deze energieverhoging geven. Dit maximale aantal wordt voor het gegeven metaal alleen bepaald door de temperatuur T_3 . Dit maximale aantal $N_{T_3}^{max}$ is GROTER dan $N_{T_2}^{max}$.

Het bestaan van deze $N_{T_3}^{max}$ heeft tot gevolg, dat de stroomsterkte in de "kring" NIET GROTER KAN WORDEN DAN

$$i = e \cdot N_{T_3}^{max} \text{ Ampère,}$$

hoe sterk men het elektrische veld in de vacuumruimte om ABCD ook maakt.

Deze stroomsterkte is dus de VERZADIGINGSTROOM van het gegeven stuk metaal bij de gegeven temperatuur T_3 .

CONCLUSIE: In de situatie van bovenstaande figuur gaat er van het verhitte stuk metaal een continue ELECTRONENSTROOM uit, die "de kring sluit". In de leidingsdraden a en b treedt een stroom op waarvan DE ELECTRONENBEWEGING NAAR HET VERHITTE STUK METAAL ABCD TOE gericht is.

Vanaf een zekere waarde van de EMK van de gelijkspanningsbron is en blijft de stroomsterkte in de "kring" constant gelijk aan de verzadigingsstroom van dit verhitte stuk metaal bij deze temperaturen.

Vraag: Wat valt er te zeggen over DE SNELHEID waarmee de electronen bij de temperatuur T_3 uit ABCD treden?

Antw.: Een gedeelte van de door draad b aangevoerde electronen zullen op ABCD de rol van LADINGselectronen gaan spelen. Deze aanvankelijk "koude" ladingselectronen zullen met SNELHEID NUL uit ABCD treden zodra ze de potentiële energie-status van het niveau van v_{uit} bereikt hebben. De rest van de aangevoerde electronen zal (voornamelijk in de volume elementen grenzende aan het oppervlak van ABCD) de functie van VALENTIE-electronen krijgen. Zodra deze electronen de snelheid v_{uit} gekregen hebben zullen ze aan het grensvlak tussen het metaal en het vacuum de uittree-arbeid kunnen verrichten en MET SNELHEID NUL uit het stuk metaal treden.

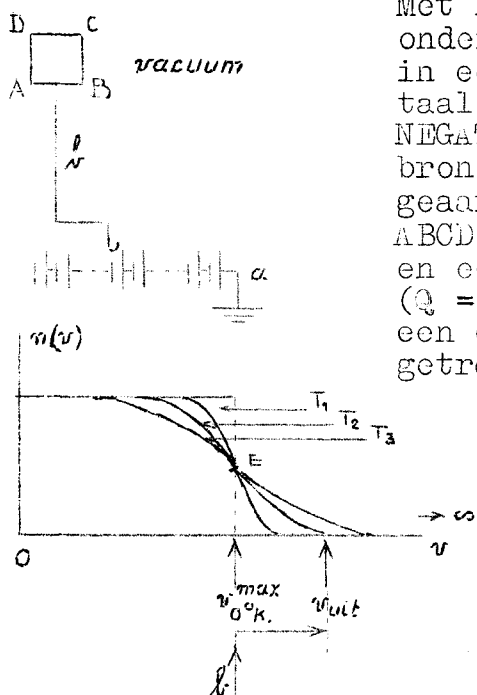
We mochten het echter mogelijk achten dat een aantal valentie-electronen met een snelheid GROTER dan nul uittreedt. Wij hebben te weinig gegevens om daar iets definitiefs over te zeggen.

Een blik op de Fermi-statistiek doet ons echter inzien dat het AANTAL VALENTIEelectronen dat überhaupt kan uittreden betrekkelijk klein is als de temperatuur T_3 niet TE hoog genomen wordt.

Conclusie: In de door ons beschouwde situatie treden de LADINGselectronen bij iedere temperatuur $\geq T_2$ MET DE SNELHEID NUL uit het verhitte stuk metaal. Bij temperaturen $> T_2$ kunnen er ook VALENTIEelectronen met snelheden GROTER dan nul uittreden. Wil men er in de praktijk zeker van zijn dat alle electronen met de snelheid NUL uittreden, dan mag men volgens de Fermi-statistiek het metaal niet hoger verhitten dan de temperatuur T_2 .

SAMENVATTING VAN PUNT 2.

In dit punt stelden we aan de hand van de Fermi-statistiek een THEORETISCH ONDERZOEK IN NAAR DE UITTREE MOGELIJKHEDEN UIT EEN METAAL t.g.v. VERHITTING.



Met het oog op het practisch nut van dit onderzoek beschouwden we de situatie waar in een in het vacuum opgesteld stuk metaal ABCD geleidend verbonden is met de NEGATIEVE pool van een gelijkspanningsbron; de positieve pool van deze bron is geaard.

ABCD heeft dus een negatieve potentiaal en een negatieve oppervlakte-lading ($Q = C.V$); in de vacuum ruimte bestaat een electricch veld dat de eventueel uittredende electronen van ABCD wil afvoeren.

Van het metaal waaruit ABCD bestaat veronderstellen we DAT HET IN VASTE TOESTAND KAN GLOEIEN. Het gloeiverschijnsel als zodanig valt op dit ogenblik buiten onze beschouwing. Dit gloeien wijst er op dat de warmtebeweging van de roosterpunten van het metaal bij hoge temperaturen

een beduidende invloed heeft op de bewegingsmogelijkheden van de electronen.

Daar gaat het ons nu om:

We beschouwen het stuk metaal bij zo'n hoge temperaturen DAT DE SNELHEIDSVERDELING VAN DE VALENTIE ELECTRONEN (Fermi statistiek) AANZIENLIJK AFWIJKT VAN DE FERMI STATISTIEK VAN DIT METAAL BIJ OOK.

In voorgaande grafiek op blz. 116 onderaan, zijn de Fermi statistieken van dit metaal getekend voor de temperaturen T_1 , T_2 en $T_3 \gg 0^\circ\text{K}$.

Het punt v_{uit} op de snelheidsas geeft de snelheid aan die de VALENTIE electronen moeten hebben OM AAN HET GRENSVLAK TUSSEN HET STUK METAAL EN HET VACUUM MET DE SNELHEID NUL UIT HET METAAL TE KUNNEN TREDEN; DE LADINGSELECTRONEN MET DE EVENTUELE POTENTIELE ENERGIESTATUS VAN HET NIVEAU VAN v_{uit} ZULLEN EVENEENS MET SNELHEID NUL UIT HET METAAL TREDEN.

Bij elk van deze temperaturen onderzochten we de uittree-mogelijkheden.

Bij de temp. T_1 bevinden òn de valentie-electronen òn de ladings-electronen zich in de potentiaalput ONDER het niveau van de bovenrand van de put.

Bij deze temperatuur kunnen dus NOCH de VALENTIE electronen NOCH de LADINGSElectronen uit het metaal in het vacuum treden, ongeacht de sterkte van het elektrische veld dat ABCD omgeeft (mits men dit veld niet sterker maakt dan $10^6 \frac{\text{volt}}{\text{cm}}$)

Bij de temp. T_2 "halen" de VALENTIEelectronen NOG JUUST NIET de bovenrand van de potentiaalput.

Bij deze temperatuur kunnen er dus nog GEEN VALENTIEelectronen uit ABCD treden.

De LADINGSElectronen moeten, als ze zich in de toestand van ELECTROSTATISCH EVENWICHT aan het buitenoppervlak van ABCD bevinden, het potentiële energieniveau van v_{uit} hebben.

Bij de verhitting van ABCD tot de temperatuur T_2 , of bij het constant houden van deze temperatuur, zal het metaalrooster dus energie aan zichzelf onttrekken om de ladingsselectronen deze energie te geven en er aldus naar streven de toestand van electrostatisch evenwicht te bereiken.

Als de ladingsselectronen echter het potentiële energieniveau van v_{uit} bereikt hebben moeten ze krachtens hun natuur (met de snelheid NUL) UIT HET METAAL TREDEN en zullen dan bij een voldoende sterk veld onmiddellijk van ABCD worden weggevoerd. (Bij een zwak veld zal zich om ABCD een negatieve ruimtelading vormen waaruit er ook "voor en na" electronen worden afgevoerd).

IN DE VACUUM RUIMTE TREEDT DUS EEN VAN ABCD UITGAANDE ELECTRONENSTRALING OP.

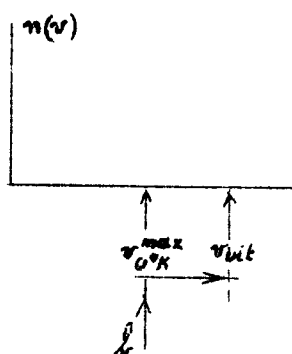
Deze electronenstraling heeft VOOR DE SPANNINGSBRON het effect alsof DE KRING DOOR EEN WEERSTAND GESLOTEN WORDT. In de leidingsdraden a en b treedt dus een stroom op WAARVAN DE ELECTRONEN-BEWEGING NAAR HET VERHITTE STUK METAAL ABCD TOE GERICHT IS.

Er stelt zich dus een DYNAMISCH EVENWICHT in waar in ABCD op ieder ogenblik een bepaalde negatieve potentiaal heeft en de draad b PER SECONDE evenveel electronen naar ABCD voert als het elektrische veld in het vacuum er van ABCD wegvoert.

Is N het aantal electronen dat PER SECONDE door het elektrische veld van ABCD wordt afgevoerd, dan is de sterkte van deze stroom gelijk aan

$$i = e.N \text{ Ampère.}$$

Kunnen we i zo sterk maken als we willen?



Kunnen we i zo sterk maken als we willen?

Omdat de draad b KOUD is hebben de nieuw aangevoerde ladingsselectronen een potentiële energie status die LAGER is dan de status van het niveau v_{uit} : Alvorens te kunnen uittreden moeten de nieuw aangevoerde ladings-electronen "wachten" tot het metaalrooster hun potentiële energie tot de waarde van het niveau van v_{uit} heeft verhoogd. Bij de temperatuur T_2 kan het stuk metaal ABCD PER SECONDE HOOGSTENS $N_{T_2}^{max}$ nieuw aangevoerde ladingsselectronen op het gewenste energie-niveau brengen: PER SECONDE kunnen er dus HOOGSTENS $N_{T_2}^{max}$ nieuw aangevoerde electronen uit ABCD treden. De stroomsterkte in de kring heeft dus ook een MAXIMALE waarde die gelijk is aan:

$$i_{T_2}^{max} = e \cdot N_{T_2}^{max} \text{ Ampère.}$$

Deze maximale stroomsterkte noemt men DE VERZADIGINGSSTROOM VAN DIT METAAL BIJ DE TEMP. T_2 .

Bij de temp. T_3 treden er OOK VALENTIEelectronen uit ABCD:

In de vacuumruimte treedt een continue van ABCD uitgaande electronenstraling op, die een mengsel is van uitgetreden valentie- en uitgetreden ladingsselectronen.

In de leidingsdraden a en b treedt een stroom op WAARVAN DE ELECTRONEN-BEWEGING NAAR HET VERHITTE STUK METAAL TOE GERICHT IS.

Deze stroomsterkte heeft weer een maximale waarde, de VERZADIGINGSSTROOM VAN DIT METAAL BIJ DE TEMP. T_3 .

De grootte van deze verzadigingsstroom is:

$$i_{T_3}^{max} = e \cdot N_{T_3}^{max} \text{ Ampère.}$$

$$i_{T_3}^{max} > i_{T_2}^{max}$$

Ook nu treden de LADINGSelectronen met de snelheid NUL uit het stuk metaal.

Bij de temperatuur T_3 zal er in de kring ook een stroom optreden als men ABCD verbindt met de POSITIEVE pool van een gelijkspanningsbron met voldoende kleine EMK. De electronen-beweging is dan ook NAAR HET VERHITTE STUK METAAL TOE gericht.

EINDCONCLUSIE:

- 1°) In de beschouwde opstelling gaat van het beschouwde stuk metaal EEN CONTINUE ELECTRONEN STRALING UIT MITS HET BESCHOUWDE STUK METAAL VOLDOENDE HOOG VERHIT IS.
- 2°) In de leidingsdraden treedt dan een stroom op waarvan DE ELECTRONENBEWEGING NAAR HET VERHITTE STUK METAAL TOE GERICHT IS.
De sterkte van deze stroom heeft een MAXIMUM, de VERZADIGINGSSTROOM VAN DIT METAAL BIJ DEZE TEMPERATUUR.

Punt 3) Bij het bovenstaande theoretische onderzoek hebben we ons streng gehouden aan de Fermi statistiek. Nadere theoretische beschouwingen over de snelheidsverdeling van de valentie-electronen leren echter, dat Enrico Fermi de valentie-electronen in een gloeiend metaal "te streng" behandelt. Als het stuk metaal GLOEIT kunnen er n.l. ook "willekeurige" botsingen tussen de valentie-electronen voorkomen, waardoor er b.v. bij de temperatuur T_1 (als het metaal dan tenminste gloeit) enkele valentie-electronen toevallig

snelheden kunnen krijgen die $\geq v_{uit}$.

Het is dus correct als men zegt DAT GLOEIENDE METALEN ELECTRONEN UITZENDEN.

De theoretische beschouwing van punt 2 is dus MET BETREKKING TOT DE MOGELIJKE UITTREDING VAN VALENTIE ELECTRONEN niet helemaal exact.

Boven bedoelde correctie brengt echter geen verandering in de mogelijke uittreding van LADINGS electronen en het bestaan van een VERZADIGINGSSTROOM.

Punt 4) In ieder geval heeft de theoretische beschouwing van punt 2 ons doen inzien DAT EEN STUK METAAL ELECTRONEN UITZENDT ALS HET TOT EEN VOLDOEND HOGE TEMPERATUUR VERHIT IS.

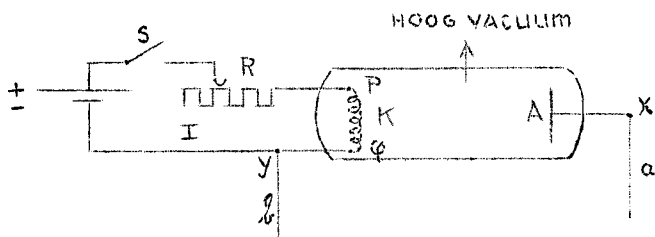
Welnu: dit verschijnsel noemt men THERMISCHE EMISSIE (of THERMO EMISSIE) VAN ELECTRONEN.

Definitie: Onder thermische emissie (of thermo-emissie) van electronen verstaat men het verschijnsel dat een voldoende hoog verhit stuk metaal electronen uitzendt.

We hebben nu nog door proeven te bewijzen, dat dit verschijnsel INDERDAAD optreedt.

§ 2. EXPERIMENTELE BEHANDELING.

Punt 1) Electronenbuis met GLOEIDRAAD KATHODE.



Nevenstaande figuur stelt een onderdeel voor van een groter stroomschema. De ontladingsbuis is HOOG vacuum. De plaat A is de ANODE.

Het gaat ons nu om de KATHODE K.

Dit is een DUN, schroefvormig gewonden WOLFRAAM DRAADJE PQ: Het uiteinde P is via een (zelfinductie vrije) schuifweerstand R en een stroomsluiter S verbonden met de POSITIEVE POOL van een gelijkspanningsbron; het uiteinde Q is verbonden met de NEGATIEVE POOL van deze spanningsbron.

Zodra S gesloten wordt, treedt er in kring I dus een gelijkstroom op die in PQ gericht is van P naar Q.

Deze stroom heeft in PQ een WARMTE WERKING:

1°) PQ is van WOLFRAAM omdat het smeltpunt van wolfram 3600°K . is. Bij onze proeven wordt P_q niet hoger verhit dan 3000°K ; het wolframdraadje PQ is dan WIT-GLOEIEND, maar smelt NIET.

2°) PQ is DUN: In hoofdstuk III (1° stencil blz. 98) hebben we bewezen, dat, als de in een stroomgeleidende draad ontwikkelde warmte GEHEEL EN ALLEEN gebruikt wordt voor de verwarming van de draad, DE TEMPERATUURSSTIJGING PER SECONDE gelijk is aan;

$$\frac{\Delta T}{\Delta t}_{\text{sec}} = \text{constante} \cdot \frac{i^2}{0^2} \frac{^{\circ}\text{K}}{\text{sec}}$$

Door de doorsnede 0 van PQ voldoende KLEIN te nemen kunnen we bereiken dat de stroom in kring I de draad PQ reeds tot boven de gloeitemperatuur verhit terwijl de overige weerstanden van kring I nog "KOUD" zijn.

Blijft P_q alsmaar in temperatuur stijgen?

Blijft PQ alsmaar in temperatuur stijgen?

Natuurlijk NIET! De in PQ ontwikkelde warmte wordt ook gebruikt om de energie-uitstraling (en zoals we nog zullen zien, het uittreden van electronen) te bekostigen; W_* in de hoofdwet der thermodynamica!

Bij een gegeven waarde van i stijgt de temp. van PQ tot die waarde waarbij de VERDER PER SEC. ONTWIKKELDE WARMTE GEHEEL GEBRUIKT WORDT OM W_* TE BEKOSTIGEN.

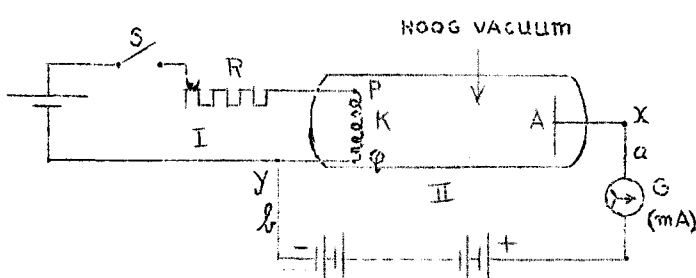
3°) Doormiddel van de schuifweerstand R kunnen we de stroomsterkte in kring I regelen. Waarom R zelfinductie-vrij moet zijn komt bij de proeven ter sprake.

- Benamingen:
- 1) De in kring I optredende stroom heet DE GLOEISTROOM.
 - 2) De spanningsbron (eventueel batterij) heet HET VERHITTINGS-ELEMENT (eventueel: VERHITTINGSBATTERIJ)
 - 3) Het wolframdraadje PQ heet kortweg DE GLOEIKATHODE.
 - 4) Een electronenbuis van dit type (vacuumbuis met een gloeikathode en een KOUDE ANODEPLAAT) noemt men EEN DIODE.

Bij de komende proeven wordt de diode in de punten X en Y (zie fig.) verbonden met de rest van het stroomschema.

Punt 2) Proeven.

Proef I. We verbinden X en Y met de respectievelijke polen van een batterij.



Nevenstaande figuur geeft de opstelling bij deze proef:

X is via een galvanometer (m.A) verbonden met de POSITIEVE POOL van een batterij; Y is verbonden met de NEGATIEVE POOL van deze batterij.

In het schema komen dus twee 'kringen' voor: I en II

I is de kring van de gloeistroom met de verhittingsbatterij.

II is de z.g. ANODE KRING: A → X → G → batterij → Y → K → vacuum → A.

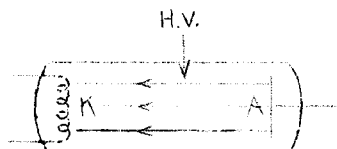
De batterij in deze kring noemt men de ANODE-BATTERIJ.

We veronderstellen, dat het geheel geïsoleerd is opgesteld.

A) S open: In kring I treedt dus geen gloeistroom op.

Waarneming: G wijst GEEN stroom aan.

Toelichting: In deze situatie vormen de anodeplaat A en de positieve pool van de anode-batterij een equipotentiaal oppervlak; K vormt met de negatieve pool van de anode-batterij en met de negatieve pool van de verhittingsbatterij een equipotentiaal-ruimte.



In de vacuum-ruimte van de buis treedt dus een elektrisch veld op waarvan de veldlijnen VAN de anodeplaat A NAAR de kathodedraad K lopen.

De kathodedraad K moet dus een NEGATIEVE oppervlakte-lading hebben.

In deze situatie is de kathodedraad KOUD, en is het veld tussen A en K zeer veel zwakker dan 10^6 volt/cm; er kunnen in deze situatie dus geen electronen uit K treden, zodat er in kring II geen stroom KAN optreden.

B)

B) S GESLOTEN met R zo groot mogelijk: In kring I treedt dus een gloeistroom op, die bij deze waarde van R minimaal is.

Waarnemingen.

1°) Na korte tijd begint PQ te gloeien. Eerst donker rood; gaandeweg wordt het door PQ uitgestraalde licht "witter", om tenslotte een constante helderheid te behouden.

Later zullen we zien hoe men doormiddel van spectraal-onderzoek de temperatuur van het gloeidraadje kan bepalen. Bovenstaande waarneming betekent, dat PQ door de gloeistroom tot een bepaalde temperatuur verhit wordt en dan verder een constante temperatuur behoudt.

2°) Zodra PQ BEGINT TE GLOEIEN begint de galvanometer G een stroom aan te wijzen: Vanaf het ogenblik dat PQ de eindtemperatuur bij deze gloeistroom bereikt heeft wijst G een constante stroom van enige m.A aan.

3°) Aan de richting van de wijzeruitslag van G (draaispoel-galvanometer!) zien we, dat deze stroom NAAR DE ANODEPLAAT TOE gericht is: DE ELECTRONEN BEWEGING IN DE DRADEN a en b (zie fig.) IS DUS NAAR DE GLOEIKATHODE K TOE GERICHT.

Toelichting.

1°) Het feit, dat de galvanometer G een stroom aanwijst ZODRA PQ BEGINT TE GLOEIEN, bewijst DAT DOOR DIT GLOEIEN KRING II GESLOTEN WORDT.

Het feit, dat de technische stroom NAAR DE ANODE TOE gericht is, geeft aan, DAT ER IN DE VACUUMBUIS ONAFGE-BROKEN ELECTRONEN VAN DE GLOEIKATHODE PQ NAAR DE ANODEPLAAT A MOETEN BEWEGEN, m.a.w. IN DE VACUUMBUIS TREEDT EEN CONTINUE, VAN DE GLOEIKATHODE UIT-GEANDE ELECTRONENSTRALING OP.

ER MOETEN DUS VOORTDUREND ELECTRONEN UIT DE GLOEIKATHODE PQ IN HET VACUUM TREDEN.

2°) Zodra PQ de eindtemperatuur bij de gegeven gloeistroom van kring I bereikt heeft, WIJST G VERDER EEN CONSTANTE STROOM AAN. Hieruit volgt, dat zich dan in kring II een DYNAMISCH EVENWICHT heeft ingesteld. De KOUDE draad b voert PER SECONDE evenveel electronen naar de gloeidraad PQ als er PER SECONDE uit deze gloeidraad treden en er PER SECONDE op de anodeplaat A aankomen.

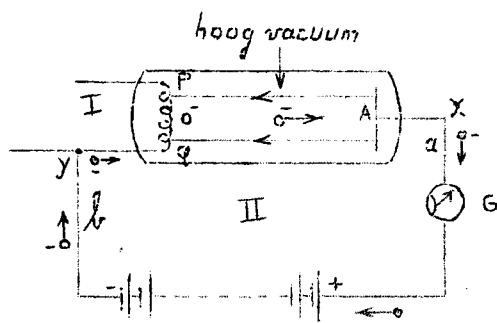
Is N het aantal electronen dat PER SECONDE uit PQ treedt, dan is: $i = e.N$ Ampère.

Deze stroom noemt men DE ANODESTROOM.

3°) De kringen I en II hebben de draden Y → a en PQ gemeenschappelijk: Kring I zorgt voor de GLOEISTROOM in PQ, waardoor PQ op een constante temperatuur gehouden wordt.

Kring II zorgt er voor dat de oppervlaktelading van PQ constant blijft en voert zoals boven reeds werd gezegd PER SECONDE evenveel electronen naar PQ als er PER SEC. uit PQ treden.

Voor welke doeleinden wordt warmte-energie die de gloeistroom PER SECONDE in PQ ontwikkelt gebruikt?



Voor welke doeleinden wordt warmte-energie die de gloeistroom PER SECONDE in PQ ontwikkelt gebruikt?

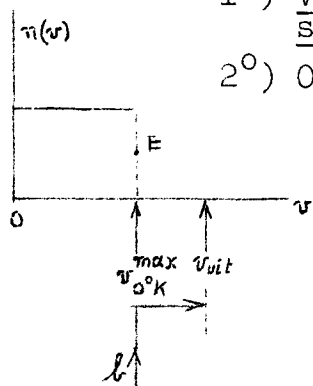
Antwoord: Uit het feit dat de temperatuur van de gloeikathode PQ constant blijft, volgt, dat de PER SEC. in PQ ontwikkelde warmte-energie NIET gebruikt wordt voor verwarming, maar voor andere doeleinden.

Deze zijn:

1°) Voor het bekostigen van de PER SEC. uitgestraalde lichtenergie.

2°) Omdat de draad B KOUD is, hebben de N per seconde nieuw aangevoerde electronen elk een potentiëel energieniveau van v_{uit} .

Om deze N electronen in het op de aankomst volgende tijdsinterval van een seconde te laten uittreden, moet het rooster een hoeveelheid energie aan zichzelf onttrekken. De gloeistroom vult deze per sec. aan het rooster onttrokken energie aan.



C) Terwijl S GESLOTEN BLIJFT maken we WEERSTAND R KLEINER: DE GLOEISTROOM WORDT DUS STERKER.

Waarnemingen:

In de kringen I en II stelt zich EEN NIEUW DYNAMISCH EVENWICHT IN, waarin:

1°) PQ een CONSTATTE temperatuur heeft DIE HOGER IS dan de temperatuur in geval B.

2°) De anode-stroom (in kring II) een constante waarde heeft die eveneens HOGER is dan in geval B.

Toelichting:

De sterkere gloeistroom heeft in PQ een groter effect. Dit heeft tot gevolg dat pas bij een hogere temperatuur in PQ de dynamische evenwichtstoestand bereikt wordt waarin de PER SECONDE door de gloeistroom ontwikkelde energie geheel en alleen gebruikt wordt om de lichtuitzending en de emissie van electronen te bekostigen.

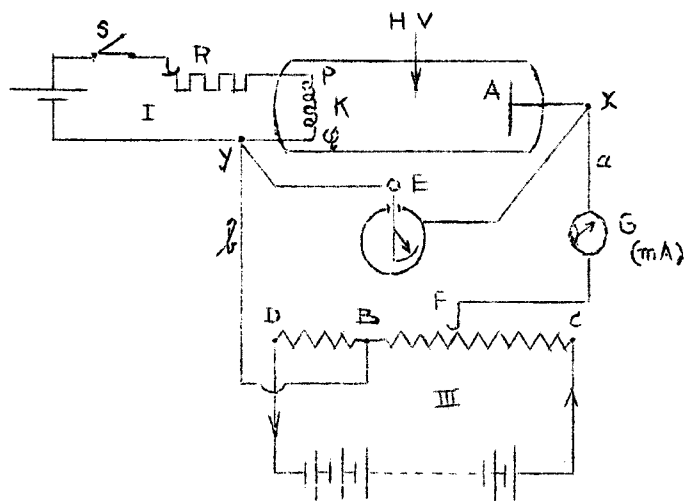
Er wordt dan PER SECONDE zowel voor de lichtuitzending als voor de electronen-emissie meer energie verbruikt, zodat er PER SECONDE van EEN GROTER AANTAL nieuw aangevoerde electronen het energie-niveau verhoogd wordt tot het niveau van v_{uit} .

Bij dezelfde oppervlakte lading van PQ als in geval B (de EMK van de anode-batterij is immers NIET veranderd) zullen er dus PER SECONDE MEER electronen uit PQ treden en moet de leidingdraad b PER SECONDE dus ook meer electronen naar PQ brengen, m.a.w. DE ANODE STROOM MOET NU DUS STERKER ZIJN.

Proef II. De anode-stroom als functie van $V_X - V_Y$.

De opstelling van de proef.

De figuur op blz. 123 geeft het stroomschema.



Nevenstaande figuur geeft het stroomschema.

X is via een galvanometer G (m.A) verbonden met het schuifcontact F van een schuifweerstand CD; Y is geleidend verbonden met een punt B van de weerstand CD.

De batterij in kring III dient om een potentiaalverschil tussen de uiteinden van de weerstand CD aan te leggen.

$$V_C > V_B > V_D$$

Staat het schuifcontact F in B dan is $\rightarrow V_F - V_B = 0$
 " " " " tussen B en C dan is $V_F - V_B = +$
 " " " " tussen B en D dan is $V_F - V_B = -$

De electrometer E wijst het potentiaalverschil aan tussen de punten X en Y. We nemen hier een electrostatische voltmeter om te voorkomen dat in deze tak een stroom zal optreden.

Vraag: Wat zegt de uitslag van de electrometer over het potentiaalverschil tussen de anode A en de gloei-kathode K?

Antw.: Als kring I gesloten is gaat de gloeistroom in PQ van P naar Q. Het punt P heeft dus een HOGERE POTENTIAAL dan het punt Q. Gaande van P naar Q daalt de potentiaal lineair. Derhalve kunnen we ook NIET spreken van HET potentiaalverschil tussen de anode A en de gloei-kathode K; WEL van het potentiaalverschil tussen de anode A en b.v. het punt Q van de gloeikathode. Welnu: $V_X - V_Y = V_A - V_Q$.

Immers: De weerstanden van de verbindingstukjes AX en YQ kunnen gevoeglijk verwaarloosd worden.

$$\begin{aligned} \text{Dus:} \quad V_X &= V_A \\ V_Y &= V_Q \\ \hline V_X - V_Y &= V_A - V_Q \end{aligned}$$

Conclusie: De electrometer E wijst het potentiaalverschil aan tussen de anodeplaat A en HET PUNT Q VAN DE GLOEIDRAAD.

A) S GESLOTEN: In kring I treedt dus een gloeistroom op.

We regelen de gloeistroom zo, dat PQ een temperatuur bereikt van b.v. 2000°C. Het wolframdraadje GLOEIT dan.

We zorgen er voor dat de gloeikathode PQ tijdens dit deel van de proef DEZE temperatuur behoudt.

(Dit doen we door het uitgestraalde licht spectraal te controleren en R eventueel bij te stellen.)

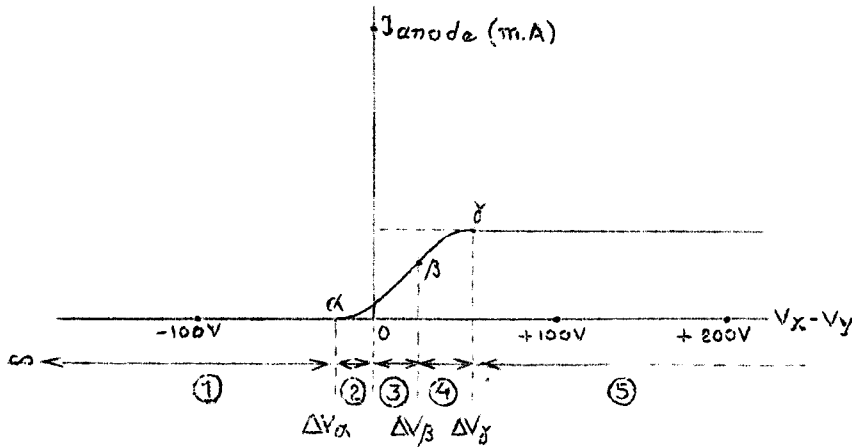
We plaatsen nu het schuifcontact F achtereenvolgens op zeer veel standen tussen D en C EN NEMEN BIJ IEDERE STAND VAN F DE WAARDEN VAN $V_X - V_Y$ (aangewezen door E) EN DE ANODESTROOM (aangewezen door G) OP.

Deze waarden tekenen we aan in een grafiek met $V_X - V_Y$ tot abscis en de anodestroom I_{anode} tot

ordinaat.

ALDUS VINDEN WE EMPIRISCH HOE I_{anode} BIJ DEZE TEMPERATUUR VAN DE GLOEIKATHODE VERANDERT ALS FUNCTIE VAN $V_X - V_Y$.

RESULTAAT.

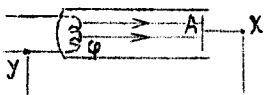


Nevenstaande figuur geeft de grafiek van I_{anode} als functie van $V_X - V_Y$ bij DEZE temperatuur van FQ. De anodestroom heeft steeds DEZELFDE RICHTING, n.l. NAAR DE ANODE TOE.

De ELECTRONEN-BEWEGING in de draden a en b (zie stroom schema) is dus steeds NAAR DE GLOEIKATHODE TOE gericht.

TOELICHTING.

In ① is $V_X - V_Y$ NEGATIEF. De anodeplaat A heeft dan dus een LAGERE potentiaal dan het punt Q van de gloeikathode: In de vacuum-ruimte van de buis treedt dus een electrisch veld op waarvan de veldlijnen VAN de gloeikathode FQ NAAR de anodeplaat A lopen.



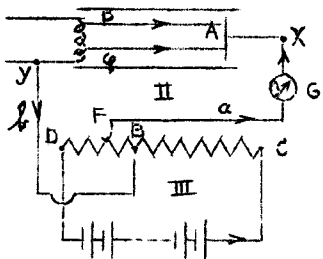
De uit FQ getreden electronen ondervinden van dit veld dus een veldkracht die hen naar FQ terug wil drijven.

Omdat de veldlijnen van FQ naar A lopen moet de gloeikathode FQ nu een POSITIEVE OPPERVLAKTE-LADING hebben; de electronen die nu uit FQ treden ZIJN DUS VALENTIE-ELECTRONEN. Deze treden met een EINDIGE SNELHEID uit de gloeidraad en hebben dan dus A.v.B. om het aangrijpingspunt van de veldkracht tegen haar werkrichting in te verplaatsen. Voor de waarden van $V_X - V_Y$ van het spanningsinterval ① is het veld echter zo sterk dat de uit FQ getreden valentie-electronen de anodeplaat A NIET kunnen bereiken en dus door de veldkracht naar FQ worden teruggedreven. DE ANODE STROOM IS DAN DUS NUL.

Als $V_X - V_Y = \Delta V_\alpha$ kunnen de uit FQ getreden valentie-electronen de anode plaat A eveneens nog NIET bereiken. De valentie-electronen treden niet allemaal met dezelfde snelheid uit FQ: We moeten dus eigenlijk zeggen dat bij deze waarde van $V_X - V_Y$ DE SNELSTE van de uit FQ getreden valentie-electronen de anodeplaat A NOG JUIST NIET kunnen bereiken. De anodestroom is dus 'nog juist' NUL.

In ② is $V_X - V_Y$ nog negatief. De uit FQ getreden valentie-electronen ondervinden nu ook een naar de gloeikathode TOE gerichte veldkracht, maar deze veldkracht is nu niet sterk genoeg meer om de snelste van de uitgetreden valentie-electronen te beletten de anodeplaat A te bereiken, zodat een zeker percentage van de per seconde uit FQ getreden valentie-electronen de anodeplaat A bereikt. Dit percentage wordt groter als $V_X - V_Y$ nadert naar 0.

Hoe komt de anodestroom nu tot stand?



Antw.: Toen de uit PQ getreden electronen de anodeplaat A NIET bereikten, was $V_Y = V_B$ en $V_X = V_F$.

Het feit dat een aantal van de uit PQ getreden electronen de plaat A wel bereiken, heeft op zichzelf tot gevolg, dat V_Y STIJGT (dus HOGER wordt dan V_B) en V_X DAALT (dus LAGER wordt dan V_F).

In de draad YbB moet dus een stroom optreden die gericht is van $Y \rightarrow B$, en in FaX een stroom die gericht is van $F \rightarrow X$.

Vraag: Wat valt er te zeggen van de waarden van de stroomsterkten in de draden a en b?

Antw.: Er stelt zich een DYNAMISCH EVENWICHT IN: De stroomsterkte in draad a krijgt zo'n waarde dat draad a per seconde in punt F evenveel electronen IN kring III brengt als er per sec. op de anodeplaat A aankomen; de stroomsterkte in draad b krijgt zo'n waarde dat kring III per seconde evenveel electronen bij B in draad b brengt als de gloeidraad PQ er per seconde aan de anodeplaat A moet afstaan.

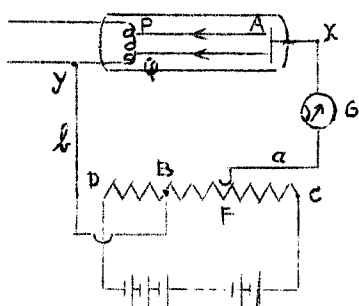
De stroomsterkten in de draden a en b zijn dus gelijk. We kunnen het dus zo zien, dat er in QYbBFaXA een bepaalde stroom optreedt die gericht is van $Y \rightarrow B \rightarrow F \rightarrow X$.

Welnu: deze stroom heet de ANODESTROOM.

Vraag: Waardoor wordt de sterkte van de anode stroom bepaald?

Antw.: Door het aantal uit PQ getreden electronen DAT PER SECONDE IN DE ANODE-PLAAT A TREEDT.

In ③ is $V_X - V_Y$



POSITIEF: De anodeplaat A heeft nu een HOGERE potentiaal dan het punt Q van de gloeikathode; vanaf een zekere waarde van $V_X - V_Y$ zal V_A ook hoger zijn dan V_p .

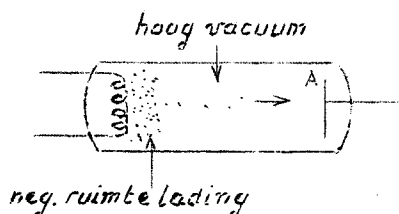
Nevenstaande figuur geeft de situatie voor dat geval. In de vacuumbuis treedt een electrisch veld op WAARVAN DE VELDLIJNEN VAN A NAAR DE GLOEIKATHODE TOE LOPEN.

Bij iedere waarde van $V_X - V_Y$ van dit spanningsinterval ③ behoort een zekere negatieve oppervlaktelading van PQ.

Bij een waarde van $V_X - V_Y$ uit dit spanningsinterval is:

1^o) het aantal ladingselectronen dat PQ op ieder ogenblik behoort te hebben kleiner dan het aantal nieuw aangevoerde electronen dat de gloeikathode PQ bij de gegeven temperatuur PER SEC. ZOU KUNNEN laten uit treden, dus kleiner dan N_F^{max} .

2^o) het veld in de vacuumruimte te zwak om de electronen die de gloeikathode per sec. zou kunnen laten uittreden in een seconde naar de anodeplaat te brengen.



Dit heeft tot gevolg dat de gloeikathode omgeven wordt door een negatieve ruimtelading. Deze ruimtelading bestaat dus uit uitgetreden electronen die "nog even op hun transport naar de anodeplaat moeten wachten".

Deze negatieve ruimtelading moet gerekend worden tot de oppervlaktelading die PQ behoort te hebben.

Bij de beschouwde waarde van $V_X - V_Y$ stelt zich in de vacuumbuis een DYNAMISCH EVENWICHT in, waarin de negatieve ruimtelading een bepaalde waarde behoudt en er per seconde (resultierend) evenveel electronen uit de gloeikathode treden als er per seconde door het elektrische veld uit de ruimtelading naar de anodeplaat worden afgevoerd.

In YbBFaXA treedt een anodestroom op die gericht is van $Y \rightarrow B \rightarrow F \rightarrow X$.

De verklaring van deze stroom is dezelfde als in (2).

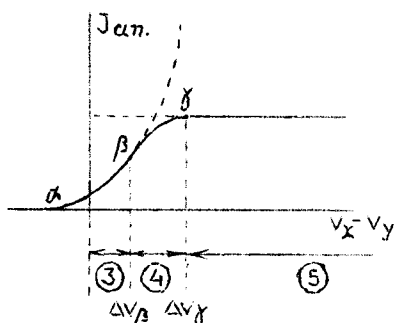
De hogere natuurkunde bewijst, dat voor het spanningsinterval (3) de anodestroom recht evenredig is met

$$(V_X - V_Y)^{\frac{3}{2}}$$

$$\underline{V_X - V_Y = \Delta V_\beta}$$

Bij deze waarde van $V_X - V_Y$ is het aantal electronen van de oppervlaktelading die PQ op ieder ogenblik behoort te hebben GELIJK aan het aantal nieuw aangevoerde electronen dat PQ maximaal per sec. kan laten uittreden, het veld is echter nog te zwak om alle electronen die PQ per seconde KAN laten uittreden in èèn seconde naar de anodeplaat A te transporteren.

In (4) is het aantal electronen van de oppervlaktelading die PQ op ieder ogenblik behoort te hebben GROTER dan het aantal nieuw aangevoerde electronen dat de gloeikathode PQ bij de gegeven temperatuur MAXIMAAL PER SECONDE kan laten uittreden.



Naarmate $V_X - V_Y$ dichterbij de waarde ΔV_γ komt, wordt het elektrische veld sterker en kunnen er per seconde meer electronen uit de ruimtelading naar de anodeplaat getransporteerd worden. DE RUIMTELADING KAN ECHTER PER SECONDE SLECHTS MET TEN HOOGSTE N_T^{\max} ELECTRONEN WORDEN AANGEVULD.

Gevolg: Als $V_X - V_Y$ nadert tot ΔV_γ , NADERT DE RUIMTELADING (dus het aantal uitgetreden electronen dat nog op transport wacht) TOT NUL.

De grafiek van I_{anode} gaat steeds meer afwijken van de in (3) begonnen curve (zie stip-pellijn).

Als $V_X - V_Y = \Delta V_\gamma$ is de oppervlaktelading die PQ op ieder ogenblik behoort te hebben groter dan het aantal nieuw aangevoerde electronen dat de gloeikathode bij de gegeven temperatuur MAXIMAAL per seconde kan laten uittreden EN IS HET VELD STERK GENOEG OM ALLE ELECTRONEN DIE DE GLOEIKATHODE PER SECONDE KAN LATEN UITTREDEN IN EEN SECONDE NAAR DE ANODEPLAAT TE BRENGEN.

Gevolg: Er treden nu per seconde N_T^{\max} electronen uit de gloeikathode en deze worden in een seconde naar de anodeplaat gebracht.

De anodestroom heeft nu dus de waarde:

$$I_{anode} = e \cdot N_T^{\max} \text{ Ampère.}$$

In ⑤ is het aantal ladingselectronen dat PQ op ieder ogenblik behoort te hebben veel groter dan N_T^{\max} . Er treden dus N_T^{\max} electronen per seconde uit de gloeikathode. Het elektrische veld in de vacuumbuis is nu zo sterk dat een uit PQ getreden electron BINNEN EEN SECONDE de anodeplaat bereikt.

Met betrekking tot het aantal electronen dat in de vacuumbuis PER SECONDE van de gloeikathode PQ naar de anodeplaat A wordt getransporteerd, is de situatie echter dezelfde als in het geval dat $V_X - V_Y = \Delta V_\gamma$:

IN IEDER TIJDSINTERVAL VAN EEN SECONDE TREDEN ER N_T^{\max} ELECTRONEN UIT DE GLOEIKATHODE PQ, EN IN IEDER TIJDSINTERVAL VAN EEN SEC. TREDEN ER N_T^{\max} ELECTRONEN IN DE ANODEPLAAT A.

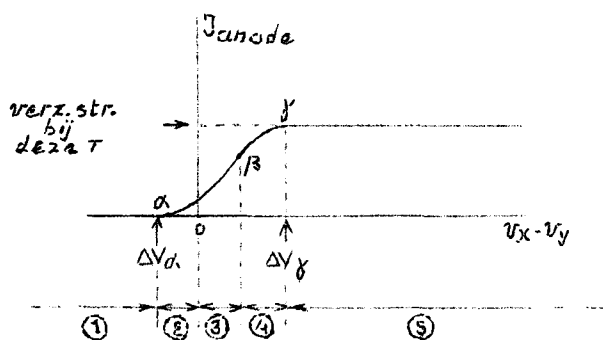
Voor iedere waarde van $V_X - V_Y$ uit het spanningsinterval ⑤ heeft de anodestroom dus de sterkte:

$$I_{\text{anode}} = e \cdot N_T^{\max} \text{ Ampère.}$$

m.a.w. IN HET SPANNINGSINTERVAL ⑤ BLIJFT DE ANODESTROOM CONSTANT.

Welnu: Deze waarde van de anodestroom noemt men DE VERZADIGINGSSTROOM VAN DEZE DIODE BIJ DEZE TEMPERATUUR VAN DE GLOEIKATHODE.

CONCLUSIE:



$V_X - V_Y$ in ① $\rightarrow I_{\text{anode}} = 0$

$V_X - V_Y$ in ② \rightarrow zwakke "aanloopstr."

$V_X - V_Y$ in ③ \rightarrow "versnelde" aangroei van I_{anode} ; in de buis een negatieve ruimtelading.

$V_X - V_Y$ in ④ $\rightarrow I_{\text{anode}}$ neemt toe "met afnemende mèèr opbrengst"; de ruimtelading neemt af.

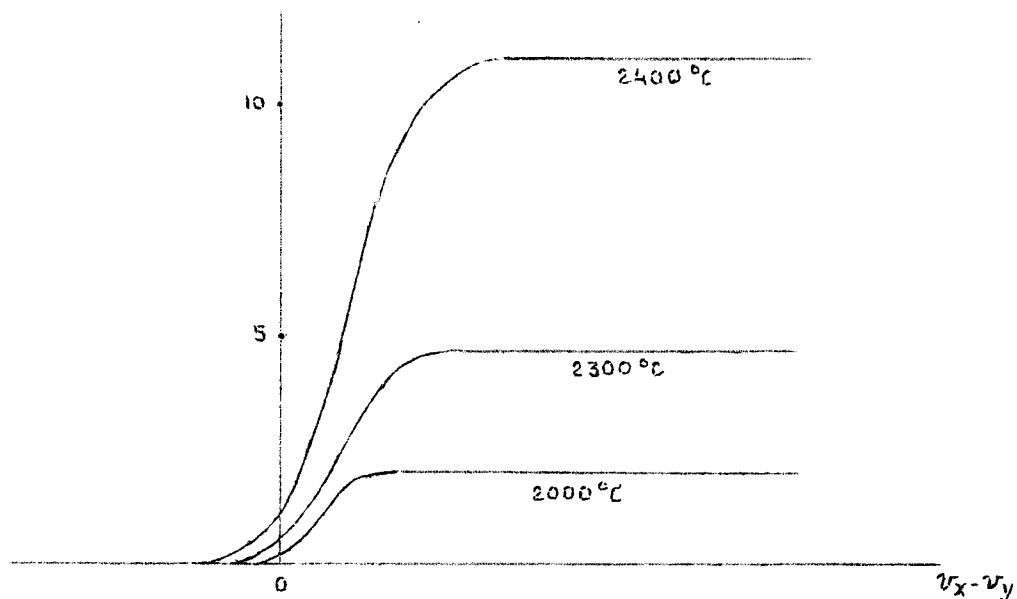
$V_X - V_Y$ in ⑤ $\rightarrow I_{\text{anode}}$ blijft CONSTANT gelijk aan de VERZADIGINGSSTROOM VAN DEZE DIODE BIJ DEZE TEMPERATUUR VAN DE GLOEIKATHODE.

Opmerking: Bij deze proef zorgden we er voor dat de temperatuur van de gloeikathode PQ constant gelijk bleef aan b.v. 2000 °C. Hiervoor moesten we inderdaad zorgen, want bij $V_X - V_Y = \Delta V_\gamma$ heeft de gloeidraad per seconde meer warmte-energie nodig om de uitredingen te bekostigen dan bij $V_X - V_Y = \Delta V_\alpha$. We moesten bij deze proef R dus voortdurend "bijstellen". Dit bijstellen gaat gemakkelijker als de weerstand R zelfinductie-VRIJ is.

B)

B) We herhalen voorgaande proef bij HOGERE TEMPERATUREN van de gloeikathode P_0 .

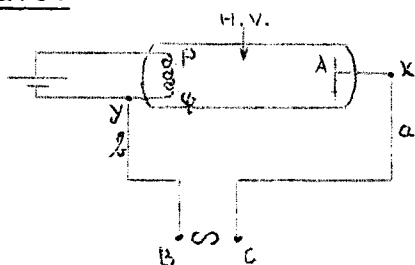
Resultaat.



Conclusie: De verzadigingsstroom is sterk afhankelijk van de temperatuur van de gloeikathode.

Punt 3) Practische toepassing: De DIODE ALS GELIJKRICHTER.

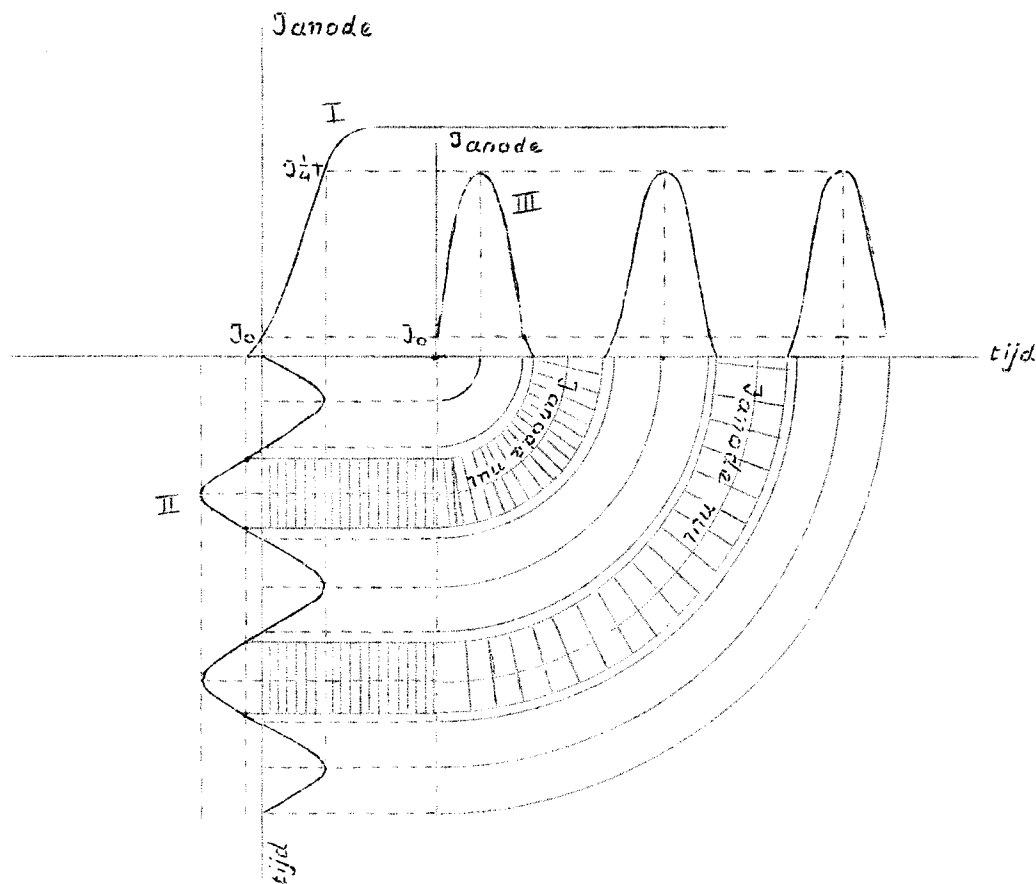
) Opgave:



In nevenstaande figuur stellen de punten B en C de polen voor van een WISSELSTROOMBRON; Y is geleidend verbonden met het punt B, X met het punt C. HET POTENTIALVERSCHIL $V_X - V_Y$ IS DUS EEN SINUSFUNCTIE VAN DE TIJD.

Gevr.: De grafiek van I_{anode} als functie van de TIJD, aannemende dat er in de kring geen zelfinductie optreedt.

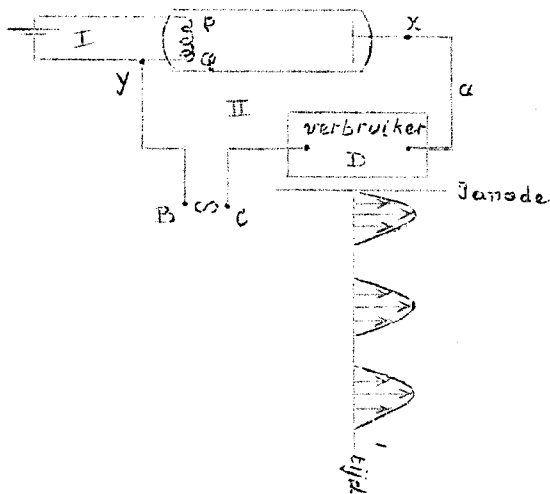
Oplossing:



Grafiek I $\rightarrow I_{\text{anode}}$ als functie van $V_X - V_Y$ } Grafiek III \rightarrow
 " II $\rightarrow V_X - V_Y$ " " " de tijd. }
 I_{anode} als functie van de tijd.

Conclusie: De anodestroom is een z.g. PULSERENDE GELIJKSTROOM.
 Tijdens de stroomstoten is de anodestroom steeds naar DE ANODEPLAAT A TOE gericht.

B) Schakeling met gelijkstroom-verbruik apparaat.



D is een gelijkstroomapparaat dat dus gelijkstroom nodig heeft om te kunnen functioneren.

D bevindt zich in de tak XC, in serie geschakeld met de leidingdraad a. Blijkens de in a) getekende grafiek treedt in kring II een pulserende gelijkstroom op. Het apparaat D ontvangt dus stroomSTOTEN die gericht zijn van $C \rightarrow a \rightarrow X$.

Opgave: Plaats een potloodpunt in het rechter-uiteinde van nevenstaand lijnstuk en boots de beweging van het electronengas in a na.

Conclusie: In de opstelling van bovenstaande figuur FUNGEERT DE DIODE ALS GELIJKRICHTER. In deze functie noemt men een diode ook wel een VENTIELBUIS.

Punt 4) DIRECT en INDIRECT VERHITTE GLOEIKATHODEN.

Tot nu toe beschouwden we alleen electronenbuizen waarvan de gloeikathode bestond uit een wolfraamdraadje PQ waarvan de uiteinden verbonden waren met de resp. polen van een verhittingsbatterij en aldus door een z.g. gloeistroom werd verhit tot temperaturen waarbij electronemissie optreedt.

Electronenbuizen met een wolfraamgloeikathode hebben het ECONOMISCHE NADEEL dat er een groot elektrisch vermogen nodig is om de wolfraamkathode op de benodigde hoge temperaturen (b.v. 2600 °C) te houden. Bij het gebruik van electronenbuizen gaat het immers om de ANODESTROOM; het gloeistroom-vermogen moet dus als "verlies" beschouwd worden.

De techniek vraagt dus naar een gloeikathode waarvan de verzadigingsstroom de gewenste waarde heeft BIJ EEN ZO LAAG MOGELIJK GLOEISTROOM VERMOGEN.

Aan deze vraag wordt door twee typen gloeikathoden voldaan:

1°) DE DIRECT VERHITTE OXYDKATHODE.



Deze kathode bestaat uit een wolfraamdraadje DAT BEDEKT IS MET EEN DUN LAAGJE BARIUMOXIDE. BaO is een halfgeleider; de uittree arbeid van BaO bedraagt slechts ongeveer 1 electronvolt. ($W \rightarrow 4,5 \text{ e.V}$)

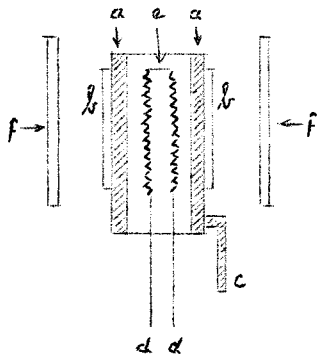
Zo'n kathode noemt men een OXYDKATHODE, omdat het electronen uitzendende laagje BaO direct op de gloedraad ligt noemt men deze kathode ook een DIRECT VERHITTE gloeikathode.

Bij de gebruikelijke temperatuur van 800 °C is de verzadigingsstroom van deze direct verhitte oxydkathode ongeveer even groot als voor een blanke wolfraamkathode bij 2700 °C.

Deze direct verhitte oxydkathode bestaat dus uit een wolfraamdraadje dat bedekt is met een dun laagje BaO. Zo'n draadje heeft een ZEER KLEINE WARMTECAPACITEIT. Dit brengt met zich mee dat de gloeistroom per sé een GELIJKSTROOM moet zijn, want bij een wisselstroom zou de temperatuur van het gloeidraadje DALEN op de ogenblikken dat de stroom "door nul gaat"; dus 2 x per periode. Bij een frequentie van 50 Hz. zal de emissie dus 100 x per seconde veranderen, hetgeen zeer ongewenst is.

2°) De INDIRECT VERHITTE OXYDKATHODE.

Nevenstaande figuur geeft daarvan een schematisch beeld.



a = een nikkelen buisje.

b = een dun laagje BaO.

c = de kathodeaansluiting.

d = de gespiraliscerde of zig-zag gevouwen gloeidraad, aangesloten op de resp. polen van een "privè" spanningsbron.

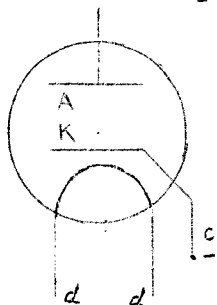
e = keramisch isolatie-materiaal.

f = de anode, coaxiaal met a.

Het geheel bevindt zich in een vacuum-buis.

a + b vormen dus de oxyd-kathode. De potentiaal van deze kathode is over het hele oppervlak constant. De warmte-capaciteit is groot genoeg om de temperatuur constant te houden, als men de gloeidraad d met wisselstroom voedt.

Bij deze indirect verhitte oxydkathode moet de gloeistroom in d een groter vermogen hebben dan bij de direct verhitte oxydkathode. Bovendien duurt het 20 à 30 sec. voordat de indirect verhitte kathode na inschakeling van de gloeistroom "op temperatuur gekomen is".

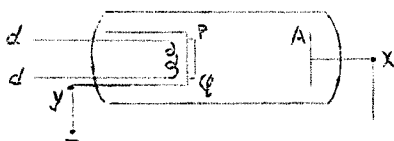


Nevenstaande figuur geeft aan hoe een diode met indirect verhitte oxydkathode in een stroomschema wordt aangeduid.

Opmerkingen: a) Bij de indirect verhitte oxydkathode heeft de electronen emissie plaats VANUIT HET BaO-laagje.

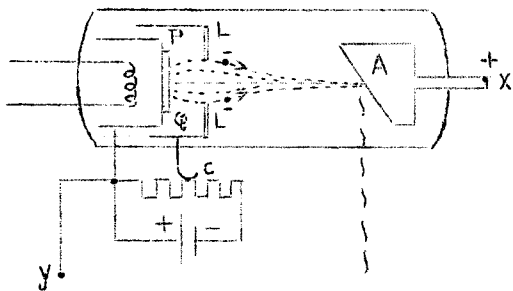
Wil men dus, dat er slechts vanuit EÉN bepaalde plaats electronen worden uitgezonden, dan bedekt men alleen DIE plaats van het nikkelen buisje met een dun laagje BaO.

In nevenstaande schematische figuur is dit het laagje PQ.



b) Bij sommige electronenbuizen (b.v. röntgenbuizen) is het gewenst dat de uitgetreden electronen een CONVERGERENDE bundel vormen.

Hoe dit convergeren wordt bewerkt, is in de figuur op blz. 131 schematisch aangegeven.



In nevenstaande figuur is dus schematisch aangegeven hoe dit convergeren wordt bewerkt.

PQ is het BaO-laagje van de indirect verhitte oxyd-kathode. De oxydkathode wordt omgeven door de cilinder L waarvan het deksel in het midden een opening bevat. Door middel van een potentiometer-schakeling zorgt men er voor DAT DE POTENTIAL VAN L LAGER IS DAN DE POTENTIAL VAN PQ.

Dientengevolge ondervinden de uit PQ getreden electronen van L een zijdelings gerichte kracht die de electronenbundel naar èèn punt toe knijpt. L werkt dus als een "electrische lens". Door de stand van C te regelen kan men bereiken, dat "het beeldpunt" juist op A ligt. Wat er dan verder gebeurt zal bij de röntgenstralen behandeld worden.

Ter oriëntatie.

We zijn bezig met deel IV van hoofdstuk VII: Electronen-emissie uit metalen.

Daarvan hebben we behandeld:

- A) Het FOTO-ELECTRISCH EFFECT. Dit is de electronen-emissie t.g.v. bestraling met licht waarvan de spectraal frequentie GROTER is dan een voor het bestraalde metaal karakteristieke grensfrequentie f_0 .
- B) De THERMISCHE EMISSIE VAN ELECTRONEN. Gloeiende metalen zenden electronen uit.

Van dit deel IV moeten we nog de electronenemissie door botsing behandelen. We gaan daar nu toe over.

C) ELECTRONEN EMISSIE DOOR BOTSING.

Punt 1) Inleiding.

Bij de emissie van electronen uit metalen gaat het eigenlijk om de vraag: HOE KAN MEN DE VOOR EEN UITTREDING IN AANMERKING KOMENDE VALENTIE ELECTRONEN VAN EEN STUK METAAL EN DE EVENTUELE LADINGS-ELECTRONEN DE EXTRA ENERGIE GEVEN DIE NOEDIG IS OM DE UITTRED-ARBEID TE VERRICHTEN, ZODAT DEZE ELECTRONEN DE BOVENRAND VAN DE POTENTIALPUT BEREIKEN?

Bij de behandeling van het foto-electrisch effect hebben we gezien dat dit kan door een KOUD stuk metaal te bestralen met een lichtkleur waarvan

$$hf > \Delta U = h f_0$$

De electronen treden dan uit het koude stuk metaal met het A.v.B.

$$\frac{1}{2}m(V_{0,f})^2 = h(f - f_0) \text{ Joule.}$$

Bij de behandeling van de thermo emissie hebben we gezien dat dit kan door het stuk metaal voldoende hoog te verhitten.

Bij de verklaring van de Kathodestrallen hebben we gezien dat dit kan, door positieve gasionen tegen een koude kathodeplaat te laten botsen. In dit geval is de snelheid waarmee de electronen uit het metaal treden NUL. Dit wijst er op, dat de energie die door het aanstormende + gasion aan de electronen wordt overgedragen, gebruikt wordt OM EEN ZO GROOT MOGELIJK AANTAL electronen te laten uittreden.

Punt 2) Bij de verklaring van de kathodestraling is het ons voldoende duidelijk geworden, dat een botsing van een voldoende snel MATERIE DEELTJE tegen een stuk metaal tot gevolg kan hebben dat er èèn of meer electronen met snelheid NUL uit het stuk metaal treden.

Electronen-emissie door botsing kan echter ook plaats hebben als een stuk metaal beschoten wordt met ELECTRONEN. De electronen die dan uit het metaal treden noemt men SECUNDAIRE electronen:

De tegen het metaal botsende electronen heten dan de primaire electronen; de dientengevolge uittredende electronen de secundaire electronen.

De secundaire electronen treden dan NIET met de snelheid nul uit. Is de energie van de opvallende electronen enige honderden electronvolt, dan kunnen in het gunstigste geval PER PRIMAIR electron TIEN secundaire electronen met energieën van ongeveer 10 electronvolt vrijkomen.

Kronig zegt hier verder over: "Theoretisch beschouwd zijn de hier bij optredende processen nog onoverzichtelijk. Er is geen parallelisme met thermische en foto-electrische emissie".

We zijn dus gerechtigd van dit onderwerp af te stappen.

D E E L V. Toepassingen van electronenstralen en ionenstralen.

§ 1. Inleiding.

Punt 1) In de voorafgaande delen van het onderhavige hoofdstuk zijn we vertrouwd geraakt met de begrippen electronenstralen en ionenstralen. De term "straal" heeft hierbij de betekenis van "stroom van een in eenzelfde richting bewegende deeltjes". Een electronenstraal is dus een stroom van in eenzelfde richting bewegende ELECTRONEN; een ionenstraal is een stroom van in eenzelfde richting bewegende IONEN.

DE ELECTRONENSTRALEN waar wij tot nu toe kennis mee gemaakt hebben werden allen verkregen als gevolg van een continue uittreding van electronen uit een in een ontladingsbuis opgesloten en op een negatieve potentiaal gehouden kathode.

Deze uittreding kon bewerkt worden:

a) Door BOTSING van + gasionen tegen een (koude) kath.plaat. In dit geval treden de electronen met de snelheid NUL uit de kathodeplaat. Om een behoorlijke electronenstraal te krijgen is het nodig dat zowel de gasdruk in de buis als het potentiaalverschil tussen de anode en de kathode binnen bepaalde grenzen liggen.

b) Door een in een vacuumbuis opgesloten (koude) kathodeplaat te BESTRALEN met een lichtkleur waarvan de spec - traalfrequentie f GROTER is dan de voor het metaal van de kathodeplaat karakteristieke grensfrequentie f_0 . Het foto-electrisch effect heeft dan tot gevolg dat de electronen uit de kathodeplaat treden met een A.v.B. van:

$$\frac{1}{2}m(v_{0,f})^2 = h(f - f_0) \text{ Joule.}$$

c) Door gebruik te maken van de THERMO EMISSIE van electronen uit metalen: Men sluit dan een GLOEIKATHODE op in een vacuumbuis.

De gloeikathode kan bestaan uit een blank wolframdraadje of een z.g. oxydkathode (direct of indirect verhit).

De ladingselectronen treden met de snelheid NUL uit de gloeikathode; een te verwaarlozen klein aantal valentie-electronen treedt echter met een eindige snelheid uit de gloeikathode.

IONENSTRALEN zijn we tot nu toe alleen tegengekomen bij de KANAAL STRALEN. Bij de behandeling van de RADIOACTIVITEIT zullen we zien, dat de kernen van sommige elementen spontaan electronen uitstoten die dan met een zeer grote snelheid het "kernoppervlak" verlaten. De aldus ontstane electronenstralen noemt men β stralen. Er zijn ook elementen waarvan de kernen spontaan tweewaardig positief geladen HELIUM IONEN uitzenden. De aldus uitgestoten He-ionen noemt men α -deeltjes. Deze α deeltjes hebben eveneens een zeer grote snelheid. De stroom van α -deeltjes noemt men kortweg α -stralen.

We zullen te zijner tijd bewijzen dat een radio-actieve kern alleen maar òf β -deeltjes òf α -deeltjes kan uitzenden, NOOIT β - én α -deeltjes tegelijk!

Zowel de β - als de α -uitzending kan VERGEZELD gaan met de uitzending van FOTONEN.

Deze fotonen-straling noemt men γ -straling.

Dus: òf β -straling (eventueel met γ -straling)
òf α -straling (eventueel met γ -straling)

In de radio-activiteit hebben we dus een "natuurlijk" middel voor het verkrijgen van electronenstralen en α -stralen.

Punt 2. "VENSTERS".

In 1892 ontdekte Heinrich Hertz dat kathode-stralen in staat zijn OM DOOR EEN METAALFOLIE (een metalen plaatje ter dikte van enige duizendste millimeter) HEEN TE DRINGEN. De ruimte binnen zo'n folie is dan zo "leeg" dat sommige electronen van de kathodestraal het metaalfolie passeren zonder een kern of een electron van het metaal getroffen te hebben.

Het roosterveld in het inwendige van het metaalfolie verzet zich natuurlijk tegen het indringen van "vreemde" electronen. Het aanstormende electron wordt bij het indringen van het metaalfolie dus sterk afgeremd.

De Duitse natuurkundige Lenard (Philipp Lenard; * 1862 te Presburg, Hoogleraar te Heidelberg; 1905 Nobelprijs), verving in 1893 een klein stukje van het glas tegenover de kathode van een kathodestraalbuis door zo'n metaalfolie en kon aldus BUITEN DE ONTLADINGS BUIS de eigenschappen van de kathodestrallen onderzoeken.

Zo'n metaalfolie in de wand van een ontladingsbuis aangebracht noemt men EEN VENSTER.

In 1906 bewees Rutherford, dat α -deeltjes ook door zo'n metaalfolie kunnen dringen. In 1911 trok Rutherford hieruit bepaalde conclusies over de bouw van een atoom. We komen daar later op terug. Op dit ogenblik gaat het ons alleen om het feit dat α -deeltjes door een metaalfolie kunnen dringen. Later is bewezen, dat alle ionen dit vermogen hebben MITS hun snelheid maar groot genoeg is.

Bij de komende toepassingen zal het vaker nodig zijn dat een electron of een ion ergens door de wand van een vat moet gaan. Op de desbetreffende plaats bevindt zich dan een "venster".

§ 2. De MASSA-SPECTOGRAAF.

Punt 1) Inleiding.

Op blz. 64 hebben we de methode van ASTON vermeld volgens welke deze Engelse natuurkundige (Hoogleraar te Cambridge, nobelprijs 1922) in 1919 de soortelijke lading $\frac{q}{m}$ van kanaalstraaldeeltjes bepaalde.

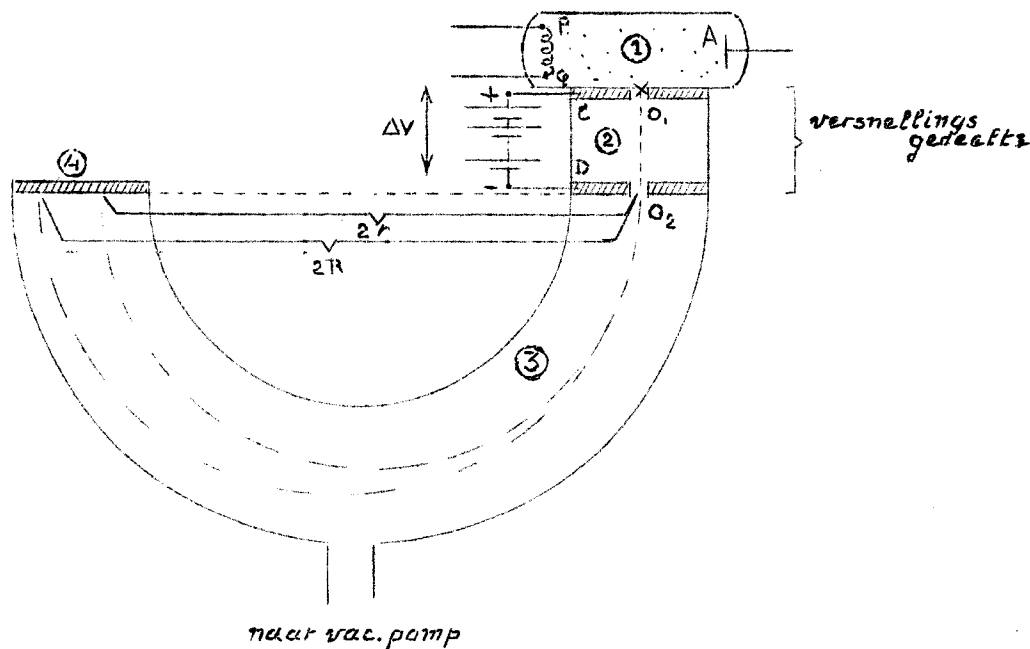
Hij liet de kanaalstraaldeeltjes achtereenvolgens een homogeen electrisch- en een daar loodrecht op staand magnetisch veld doorlopen, hetgeen tot gevolg had dat de deeltjes met eenzelfde $\frac{q}{m}$ op eenzelfde plaats van een fotografische plaat terecht kwamen.

Door de plaats-bepalende coördinaten van dit trefpunt in een door hem afgeleide formule te substitueren, kon Aston dan $\frac{q}{m}$ van het op die plaats terecht gekomen ion berekenen. Was hij op scheikundige gronden zeker van de waarde van q dan kon hij de waarde van m bepalen, en wel op 0,01 % nauwkeurig!

Het apparaat dat Aston voor deze proef ontwierp noemt men een MASSASPECTOGRAAF. Als men in een modern leerboek van de hogere natuurkunde de massaspectograaf "opzoekt", vindt men nog steeds de beschrijving van het origineel door Aston ontworpen apparaat. De gang van zaken bij de werking van de massaspectograaf van Aston is voor het V.H.M.O. te ingewikkeld: Daarom heeft men voor "schoolgebruik" een eenvoudiger toestel bedacht, dat men de MAGNETISCHE MASSASPECTOGRAAF noemt. Mogelijkerwijs wordt dit apparaat ergens achter het ijzeren gordijn gebruikt, maar schrijver dezes heeft het in geen enkel van de door de hoge scholen aanbevolen studieboeken kunnen vinden.

Punt 2) De MAGNETISCHE MASSASPECTOGRAAF.

a) Het apparaat.



① is een ontladingsbuis waarin zich onder lage druk het gas bevindt waarvan we molecuulmassa in kg^* willen bepalen.

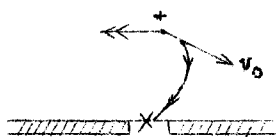
PQ is een GLOEIKATHODE (Het gas in de buis is nu dus niet nodig om de electronenemissie te veroorzaken, zoals dit bij de kathodestraalbuis het geval was). Door de hoge temperatuur van de gloeikathode hebben de moleculen van het gas in de buis een zeer hevige warmtebeweging: er zijn gas moleculen met zeer groot A.v.B.

Het potentiaalverschil tussen de anodeplaat A en de gloeikathode PQ wordt zo geregeld, dat een uit PQ getreden electron halverwege de ontladingsbuis voldoende A.v.B. heeft gekregen OM EEN GASMOLECUUL DOOR STOOT TE IONISEREN. Bij een enkelvoudige ionisatie ontstaat dus een éénwaardig + geladen gasion en een vrij electron.

Het electricch veld geeft aan het + geladen gasion een naar de kathode toe gerichte versnelling, overeenkomstig de formule $E \cdot q = m \cdot a$. Het electriche veld is echter niet zo sterk dat de snelheid, die het "zware" ion heeft t.g.v. de

warmtebeweging bij deze hoge temperatuur kan verwaarloosd worden, zeker niet als toevallig een van de snelste gasmoleculen geïoniseerd wordt.

Het zal dus herhaaldelijk gebeuren dat HET VENSTER in de wand van de buis (zie fig. —X—) door een gasion getroffen wordt; sommige van deze + ionen hebben



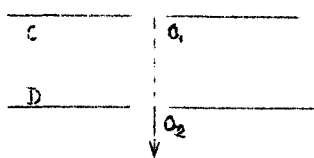
voldoende energie om door het metaalfolie van het venster heen te dringen en zullen dan dus de ontladingsbuis via dit venster verlaten.

Bij het passeren van het venster worden deze ionen echter sterk afgeremd. Nadere berekeningen leren dat we de snelheden die deze ionen NA het passeren van het venster nog hebben, als te verwaarlozen klein kunnen beschouwen.

- ② : C en D zijn twee metalen platen. Plaat C is verbonden met de positieve pool van een batterij; D met de negatieve pool. Tussen C en D bestaat dus een electricch veld waarvan de veldlijnen van C naar D lopen. $V_C - V_D = \Delta V$ volt. In plaat C bevindt zich een spleetvormige opening O_1 die het venster van de ontladingsbuis vrij laat; daar recht tegenover bevindt zich in plaat D een spleetvormige opening O_2 .

Vraag: Wat gebeurt er met een + gasion dat via het venster bij O_1 in de ruimte ② komt?

Antw.: Gedurende een infenitesimaal klein tijdsinterval bevindt dit + geladen gasion zich met de snelheid "nul" in O_1 ; het electricche veld tussen C en D geeft het + ion een naar O_2 toe gerichte versnelling. Even later bereikt dit ion de opening O_2 met een nader te bepalen snelheid v m/s.



Het geheel van de platen C en D en de ruimte ② noemt men HET VERSNELLINGSGEDEELTE van het apparaat.

Vraag: Hoe groot is de snelheid v waarmee de positief geladen gasionen de opening O_2 bereiken?

Antw.: Volgens de wet van Levende Kracht en arbeid is

$$q \cdot \Delta V = \frac{1}{2} m v_{O_2}^2 - \frac{1}{2} m v_{O_1}^2 \quad \text{Joule.}$$

Omdat v_{O_1} te verwaarlozen klein is, volgt:

$$q \cdot \Delta V = \frac{1}{2} m v_{O_2}^2 \quad \text{Joule.}$$

Dus:

$$\frac{1}{2} m v_{O_2}^2 = q \cdot \Delta V \quad \text{Joule}$$

Vraag: Wat valt er te zeggen van de snelheden waarmee de + ionen waarvoor $\frac{q}{m}$ dezelfde waarde heeft, de opening O_2 bereiken?

Antw.: Uit bovenstaande vergelijking volgt, dat

$$v_{O_2}^2 = 2 \frac{q}{m} \cdot \Delta V$$

De + ionen waarvoor $\frac{q}{m}$ dezelfde waarde heeft zullen de opening O_2 dus met dezelfde snelheid bereiken.

Vraag: Het is natuurlijk ook mogelijk dat er electronen uit ① via het venster in ② komen. In de gasruimte ① zullen ook negatieve gasionen gevormd worden doordat vrije electronen zich aan neutrale gasmoleculen hechten. Het is denkbaar dat ook zo'n negatief gasion via het venster in ② komt.

De vraag is nu: Wat gebeurt er met deze negatief geladen deeltjes?

Antw.: Deze worden door het electricche veld van ② naar plaat C getrokken; de eventuele electronen worden dan door plaat C opgenomen; de eventuele negatieve gasionen worden aan het oppervlak van C geneutraliseerd.

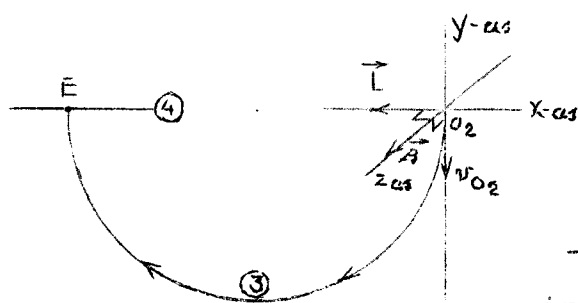
- 3 : De beschouwde + gasionen komen dus met de snelheid v_{O_2} m/sec via de opening O_2 in de ruimte ③ .
Deze ruimte is en blijft tijdens de hele proef aangesloten

op een vacuumpomp. Dit is nodig omdat er t.g.v. de hoge temperatuur in ① ook gasmoleculen via het venster in ② kunnen komen; of negatief geladen gasionen die na het passeren van het venster aan het oppervlak van plaat C worden geneutraliseerd. De vacuumpomp moet nu blijven werken om te voorkomen dat deze gasmoleculen een storende invloed kunnen hebben op de banen die de + gasionen in ③ moeten beschrijven. ③ heeft zo'n "buisachtige" vorm om de inhoud zo klein mogelijk te houden hetgeen de werking van de vacuumpomp ten goede komt.

Waar het nu eigenlijk om gaat is, DAT DE RUIMTE ③ ZICH GEHEEL IN EEN HOMOGEEN MAGNETISCH VELD BEVINDT WAARVAN DE MAGNETISCHE VELDSTERKTE VECTOR \vec{B} LOODRECHT OP HET VLAK VAN TEKENING STAAT EN NAAR DE LEZER TOE GERICHT IS.

Vraag: Bepaal de grootte en de richting van de Lorentzkracht op de + ionen in O_2 .

Antw.:



\vec{L}
in O_2

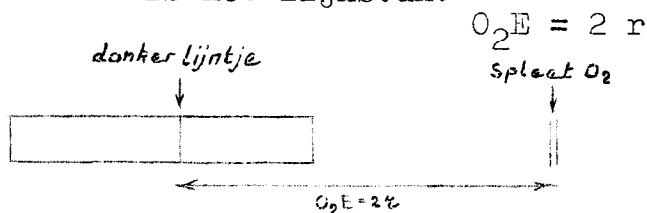
grootte: $L = e \cdot v_{O_2} \cdot B$ Newton.
in O_2

richting: In vlak van tekening langs de X-as NAAR LINKS gericht.

Vraag: Bewijs nogmaals, dat het + ion bij zijn beweging in ③ op ieder ogenblik een Lorentz-kracht ondervindt die in het vlak van tekening ligt, normaal gericht is en constant blijft van grootte, zodat de baan van het + ion in ③ een cirkelboog is die in het vlak van tekening ligt, naar links gebogen is en een straal heeft gelijk aan:

$$r = \frac{mv}{q \cdot B} \text{ meter.}$$

④ is een fotografische plaat die in de figuur met O_2 op eenzelfde horizontale lijn ligt. Het + ion beschrijft dus de omtrek van een halve cirkel waarvan het middelpunt ergens op de lijn door ④ en O_2 ligt. Is E het punt waarin het ion de fotografische plaat treft, dan is het lijnstuk:



Na ontwikkeling vertoont de foto in het trefpunt E een donker lijntje // de spleet O_2 ; de afstand O_2E kan dus gemeten worden.

N.B Vraag: Welke grootheden worden bij deze proef door de experimentator naar willekeur GEKOZEN, en welke grootheid wordt door de experimentator GEMETEN?

Antw.: GEROZEN worden de grootheden $v_C - v_D = \Delta V$ volt en de sterkte van het magnetische veld $B \frac{N}{IA \cdot m}$

GEMETEN wordt de afstand $O_2E = 2r$.

Vraag: Welk verband bestaat er tussen de grootheden $\Delta V, B$ enr?

Antw.:

Antw.:

$$r = \frac{m(v_{O_2})}{q \cdot B} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} r^2 = \frac{m^2(v_{O_2})^2}{q^2 B^2} = \frac{2m(\frac{1}{2}mv_{O_2}^2)}{q^2 B^2} =$$

$$\frac{1}{2}mv_{O_2}^2 = q \cdot \Delta V \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} = \frac{2m \cdot q \Delta V}{q^2 B^2} = \frac{2m \Delta V}{q B^2}$$

Dus:

$$\frac{q}{m} = \frac{2 \Delta V}{r^2 B^2} \quad \frac{\text{Coulomb}}{\text{Kg}^*}$$

N.B. Vraag: Welke grootte kan dus met behulp van de magnetische massaspectrograaf bepaald worden als ΔV , B en r bekend zijn?

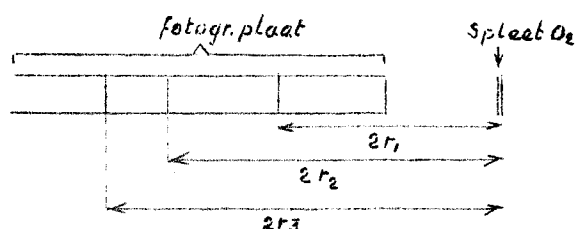
Antw.: De grootte $\frac{q}{m}$, dus de soortelijke lading van het ion.

Vraag: Wat valt er te zeggen van de + ionen die de fotografische plaat IN HETZELFDE PUNT treffen?

Antw.: De ionen die de fotografische plaat bij dezelfde ΔV en B in hetzelfde punt treffen hebben DEZELFDE $\frac{q}{m}$.

Vraag: Welk fotografisch beeld krijgt men als de ionen VERSCHILLENDE WAARDEN $\frac{q}{m}$ hebben?

Antw.:



Op de fotografische plaat krijgt men dan een aantal lijntjes // de spleet O_2 :
Ieder lijntje correspondeert met een bepaalde waarde van $\frac{q}{m}$ en omgekeerd.

Het fotografisch beeld doet ons denken aan een SPECTRUM; vandaar de naam massa-SPECTROGRAAF.

Vraag: Stel, dat de ionen die de spleet O_2 passeren allemaal DEZELFDE MASSA hebben, maar dat een aantal van deze ionen EEN-waardig positief is, een aantal TWEE-waardig, DRIE-waardig enz.

Welk fotografisch beeld krijgt men dan?

Antw.:

$$\frac{q}{m} = \frac{2 \Delta V}{r^2 B^2} \quad \frac{C}{\text{kg}^*}$$

Dus:

$$r^2 = \frac{2 \Delta V}{B^2} \cdot \frac{m}{q}$$

Voor de EEN-w. ionen is $r_e^2 = \frac{2 \Delta V}{B^2} \cdot \frac{m}{e}$

Voor de TWEE-w. ionen is $r_{2e}^2 = \frac{2 \Delta V}{B^2} \cdot \frac{m}{2e}$

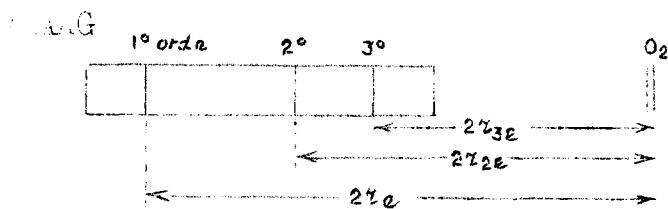
Voor de DRIE-w. ionen is $r_{3e}^2 = \frac{2 \Delta V}{B^2} \cdot \frac{m}{3e}$

enz.

Dus: $r_e^2 : r_{2e}^2 : r_{3e}^2 = \frac{1}{1} : \frac{1}{2} : \frac{1}{3}$

Dus:

$$2r_e : 2r_{2e} : 2r_{3e} = \frac{1}{1} : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}}$$



Men krijgt dan dus op de foto lijntjes // spleet O_2 waarvan de afstanden tot O_2 zich verhouden als

$$\frac{1}{1} : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} \text{ enz.}$$

Treft men omgekeerd op de foto lijntjes aan waarvan de afstanden tot de spleet O_2 zich verhouden als

$$1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{3}} \text{ enz.}, \text{ dan trekt men daaruit de conclusie}$$

dat deze lijntjes zijn veroorzaakt door ionen die dezelfde massa hebben, maar opvolgend èèn-waardig, twee-waardig, drie-waardig enz.

Lijntjes veroorzaakt door èèn-waardige, twee-waardige drie-waardige enz. ionen noemt men resp. lijntjes van de 1^o orde, 2^o orde, 3^o orde enz.

Waar het ons om gaat is, dat men met volstreekte zekerheid de lading van de ionen kan bepalen die de fotografische plaat bij gegeven ΔV en B in een bepaald punt treffen.

Opmerkingen.

- Met nadruk wijzen we er op, dat bij de magnetische massaspectograaf de lijntjes van de 1^o orde de GROOTSTE AFSTAND TOT O_2 hebben.
- Op deze manier kan men bewijzen, dat er in de gasruimte ① inderdaad meervoudig + geïoniseerde gasmoleculen voorkomen; ook, dat een gedeelte van het gas in atomen gesplitst is.

Vraag: Welke formule geldt nu voor de spectraallijnen van de 1^o orde?

Antw.: Dan is $q = e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Dus:

$$\frac{e}{m} = \frac{2\Delta V}{r_e^2 B^2} \quad \frac{C}{\text{kg}^*}$$

Dus:

$$m = \frac{e \cdot r_e^2 B^2}{2 \Delta V} \quad \text{kg}^*$$

Zijn B , ΔV en r bekend, dan kan men dus de MASSA van het betrokken ion berekenen.

Bij een grote m behoort een grote r_e .

Bevindt zich in de gasruimte ① een MENGSEL van meerdere gassen, dan levert iedere component een spectraallijntje van de eerste orde op. Door de afstand van zo'n lijntje tot de spleet O_2 te meten, vinden we r_e van de betrokken component. Door deze r_e in bovenstaande formule te substitueren vinden we de massa van een èènwaardig ion van een molecuul van het betrokken gas.

Telt men hierbij de massa van een electron op, dan vindt men de massa van het (neutrale) gasmolecuul.

CONCLUSIE: Met behulp van de massaspectograaf kan men de massa van een gasmolecuul bepalen.

N.B. Vraag: Wat leren de onderzoekingen met de massaspectograaf over de atomen van eenzelfde element?

Antw.: A) Vult men de ontladingsbuis ① b.v. met CHEMISCH ZUIVER CHLOORGAS, dan blijkt het massaspectrum van de èènwaardig geïoniseerde chloor-ATOMEN te bestaan uit TWEE LIJNEN die corresponderen met atomen waarvan HET ATOOMGEWICHT resp. 35 en 37 bedraagt. Hieruit volgt, DAT HET ELEMENT CHLOOR TWEE SOORTEN ATOMEN HEEFT, DIE:

1°) WEL DEZELFDE CHEMISCHE EIGENSCHAPPEN HEBBEN, maar

2°) NIET DEZELFDE KERNMASSA HEBBEN.

Uit het feit, dat deze atoomsoorten dezelfde chemische eigenschappen hebben volgt, dat de electronen-situatie in de K, L en M enz. schillen voor deze atoomsoorten dezelfde moet zijn.

Hieruit volgt weer, dat de KERNEN van deze atoomsoorten DEZELFDE KERNLADING moeten hebben.

HET ELEMENT CHLOOR HEEFT DUS TWEE ATOOMSOORTEN, DIE

1°) DEZELFDE KERNLADING, maar

2°) VERSCHILLENDE KERNMASSA hebben.

Benaming: Atomen met dezelfde KERNLADING maar verschillende KERNMASSA noemt men ISOTOPEN.

De onderzoekingen van Aston en zijn navolgers hebben laten zien, dat de overgrote meerderheid der chemische elementen het verschijnsel der isotopie vertonen.

CONCLUSIE uit A: De onderzoekingen met de massaspectograaf hebben het verschijnsel der ISOTOPIE aan het licht gebracht.

N.B. Atomen met DEZELFDE KERN-LADING noemt men atomen van EENZELFDE ELEMENT;
Atomen met DEZELFDE KERNLADING MAAR VERSCHILLENDE KERN-MASSA noemt men ISOTOPEN VAN HETZELFDE ELEMENT.

B) Met behulp van de massaspectograaf kan men dus de atoommassa's van de isotopen van de elementen bepalen, dus ook de massa's van de KERNEN van deze isotopen (en wel op 0,01 % nauwkeurig).

Vraag: De scheikunde leert dat de KERNEN van alle isotopen van alle elementen bestaan uit "samengeklitte" PROTONEN en NEUTRONEN. (Een PROTON is identiek met de KERN van een waterstofatoom met atoomgewicht 1, dus ${}^1_1\text{H}$; een NEUTRON is een NEUTRAAL deeltje waarvan de massa practisch gelijk is aan de massa van een proton). De vraag is nu: HEBBEN DE MASSABEPALINGEN MET DE MASSA SPECTOGRAAF UITGEWEZEN DAT DE KERNEN VAN DE ATOMEN IN-DERDAAD BESTAAN UIT (EEN HECHTE VERENIGING VAN) PROTONEN EN NEUTRONEN?

Antw.: Precisiemetingen van de KERN-massa's met behulp van de massaspectograaf hebben aangetoond, dat b.v. de massa van een ${}^4_2\text{He}$ -kern KLEINER is dan de som van de massa's van twee vrije protonen en twee vrije neutronen; er doet zich een MASSADEFECT voor. De oorzaak hiervan is gelegen in het feit, dat bij de splitsing van een kern in zijn bouwstenen ENERGIE ZOU MOETEN WORDEN TOEGEVOERD, en met deze energie komt op grond van DE EQUIVALENTIE VAN MASSA EN ENERGIE (Einstein; $E = mc^2$) een massa overeen. (Kronig)
Men kan de energie berekenen die nodig zou zijn om b.v. een ${}^4_2\text{He}$ -kern te splitsen in twee protonen en twee neutronen, dus ook de massa die met deze energiehoeveel-

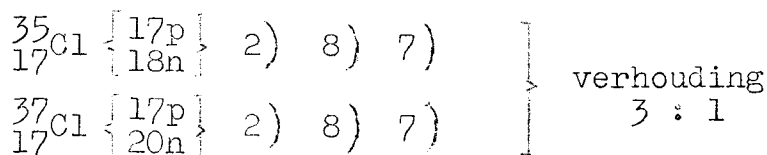
heid equivalent is. Telt men deze massa nu op bij de (met de massaspectograaf gevonden) massa van een ${}^4_2\text{He}$ -kern, dan verkrijgt men de som van de massa's van twee vrije protonen en twee vrije neutronen.

CONCLUSIE uit B: De onderzoeken met massaspectograaf hebben uitgewezen, dat de KERNEN van alle isotopen van alle elementen INDERDAAD ZIJN SAMENGESTELD UIT PROTONEN EN NEUTRONEN.

Vraag: Wat zijn isotopen dus?

Antw.: Isotopen zijn atomen met dezelfde kern-LADING, maar verschillende kern-MASSA; de KERNEN van de isotopen van eenzelfde element hebben dus HETZELFDE AANTAL PROTONEN, maar een VERSCHILLEND AANTAL NEUTRONEN.

b.v.



Vraag: Welke isotopen zijn er van waterstof bekend?

Antw.: DRIE, n.l.:

1^o) ${}^1_1\text{H}$ → de kern heet PROTON.

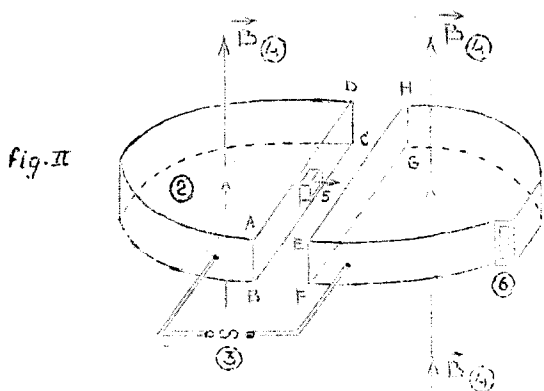
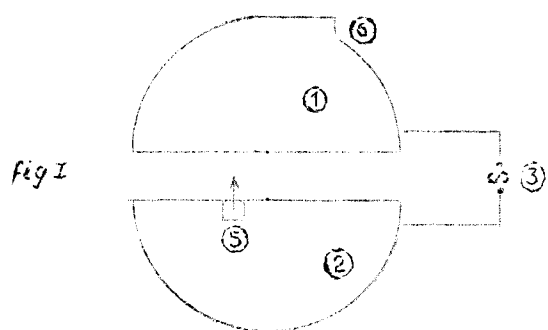
2^o) ${}^2_1\text{H}$ → Deuterium → de kern bestaat uit 1 p + 1 n.

3^o) ${}^3_1\text{H}$ → Tritium → de kern bestaat uit 1 p + 2 n.

Opmerking: In de laatste jaren is het in enkele gevallen gelukt de isotopenmengsels, zoals wij hen bij de in de natuur optredende chemische elementen ontmoeten vrij volledig in zuivere bestanddelen te scheiden, (methode der thermodiffusie volgens Clusius.) (Zie Kronig)

§ 3. Het CYCLOTRON. Dit is een toestel om GELADEN DEELTJES (ionen of electronen) een zeer grote snelheid te geven, dus een VERSNELLINGSTOESTEL.
Uitgevonden door LAWRENCE (geb. 1901; Nobelprijs 1940).

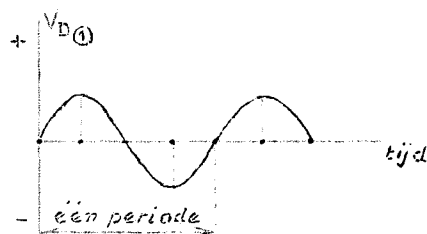
Punt 1) Het principe van het toestel.

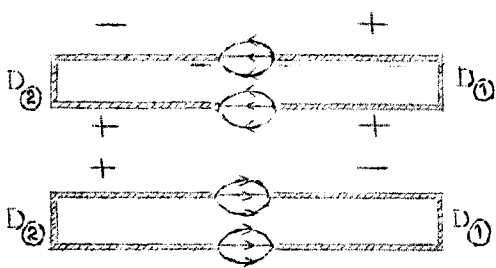
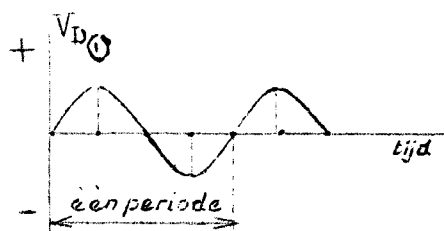


Nevenstaande fig. I is een boven-aanzicht, fig. II een zij-aanzicht van het toestel.

① en ② zijn de z.g. D's; het zijn twee helften van een "taartendoos". De D's zijn van METAAL en wel van een metaal DAT NIET MAGNETISEERBAAR is.

③ is een WISSELSPANNINGSBRON waarvan de frequentie een nader te bepalen waarde heeft (zie ben.)





Bovenstaande grafiek stelt de potentiaal van D_1 als functie van de tijd voor. ①

De eerste helft van een periode is $V_{D_1} +$ en $V_{D_2} -$;

de tweede helft is

$V_{D_1} -$ en $V_{D_2} +$, enz.

In de spleet ABCD - EFGH treedt dus een WISSELEND ELECTRIJSCH VELD op.

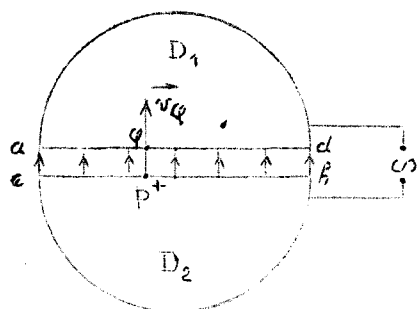
Wezenlijk voor de werking van het cyclotron is DAT IN DE HOLTEN VAN DE D's GEEN ELECTRIJSCH VELD OPTREEDT; de lading verdeelt zich immers zo over het buitenoppervlak van een geleider dat de elektrische veldsterkte in het inwendige NUL is.

④ is een HOMOGEEN MAGNETISCH VELD dat de D's LOODRECHT doorboort. IN DE HOLTEN VAN DE D's TREEDT DUS EEN HOMOGEEN MAGNETISCH VELD OP waarvan de veldlijnen LOODRECHT op de grond- en bovenvlakken van de D's staan.

⑤ is een praeparaat dat geladen deeltjes van eenzelfde soort uitzendt in de richting van de pijl (zie fig. \rightarrow)
 b.v. + ionen, dan is het magnetische veld \vec{B} gericht van onder naar boven zoals de figuur aangeeft.
 b.v. electronen, dan is \vec{B} gericht van boven naar beneden.
In het komende zullen we veronderstellen, dat het praeparaat + ionen uitzendt.

⑥ is een opening waardoor de geladen deeltjes, na de gewenste snelheid gekregen te hebben, uit de D's vliegen.
 Het geheel bevindt zich in EEN VACUUM RUIMTE. (zie ben.)

Punt 2) Hoe het een + ion vergaat.



a) Het praeparaat P zendt continu + ionen in de richting van D_1 . We beschouwen het + ion dat uitgezonden wordt op het ogenblik dat D_2 maximaal positief geladen is; D_1 is dan dus max. negatief. Het elektrische veld tussen de D's is dan gericht van D_2 naar D_1 en heeft de maximale sterkte. Tengevolge van dit veld gaat het uit P vertrokken + ion VERSNELD van P naar Q.

Is ΔV het potentiaalverschil tussen de D's en q de lading van het + ion, dan verricht het elektrische veld tijdens de overtocht van P naar Q op het ion de positieve arbeid van $q \cdot \Delta V$ Joule.

Vertrekt het ion uit P met de snelheid v_0 m/sec., dan is dus:

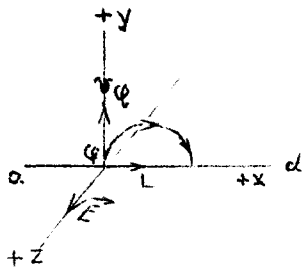
$$q \cdot \Delta V = \frac{1}{2} m v_Q^2 - \frac{1}{2} m v_0^2 \text{ Joule.}$$

Het + ion treedt dus de holte van D_1 binnen met de snelheid \vec{v}_Q die in het vlak van tekening $\perp ad$.

Opmerking: Wij veronderstellen dat de spleet is afgeschermd tegen het magnetische veld.

* liggen; de Z-as staat dus \perp 142.
vlak van tekening.

b)



In nevenstaande figuur wordt verondersteld dat de X en Y-as in het vlak van tekening.* Het + ion komt dus de holte D_1 binnen met de snelheid \vec{v}_Q gericht langs de + Y-as. Het treedt dan dus een homogeen magnetisch veld binnen waarvan de magnetische veldsterkte-vector \parallel + Z-as, dus naar de lezer toe. (N.B. In de holte van D_1 is GEEN electricisch veld!)

Tijdens de beweging van het + ion in het homogene magnetische veld van D_1 werkt er op het ion een radieële LORENTZKRACHT

$$L = B \cdot q \cdot v_Q \text{ Newton.}$$

Het ion beschrijft in D_1 dus de Q omtrek van een halve cirkel die gelegen is in het vlak van tekening, met het middelpunt op ad. Deze cirkelbaan wordt eenparig doorlopen.

De straal van deze cirkel vinden we uit de vergelijking:

$$B \cdot q \cdot v_Q = \frac{mv_Q^2}{r}$$

Dus:

$$r = \frac{mv_Q}{q \cdot B} \text{ meter.}$$

Vraag: Hoeveel seconden doet het + ion er over om van Q in S te komen? (zie fig.)

Antw.: $\widehat{QS} = \pi r = \pi \frac{mv_Q}{q \cdot B}$ meter.

Dus:

$$\Delta t = \frac{\widehat{QS}}{v_Q} = \frac{\pi \cdot m}{q \cdot B} \text{ seconden.}$$

Vraag: Wat is aan deze uitkomst merkwaardig?

Antw.: Merkwaardig is DAT DEZE UITKOMST NIET AFHANGT VAN DE SNELHEID v_Q .

Deze tijdsduur hangt echter wel af van $\frac{q}{m}$ en B.

NB

CONCLUSIE: DE TIJDSDUUR Δt sec. die het gegeven ion met soortelijke lading $\frac{q}{m} \frac{c}{10^8}$ nodig heeft om in het gegeven homogene magnetische veld van de D's de voorgeschreven halve cirkelboog te beschrijven IS CONSTANT gelijk aan:

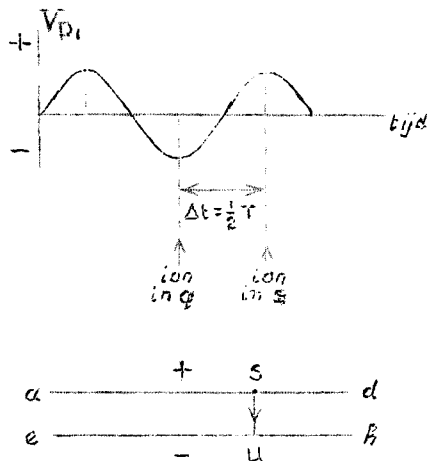
$$\Delta t = \frac{\pi \cdot m}{q \cdot B} = \frac{\pi}{\frac{q}{m} \cdot B} \text{ sec.}$$

NB

NB

Deze conclusie is het eerste cardinale punt bij de werking van het cyclotron.

C) MEN REGELT DE FREQUENTIE ($\frac{1}{T}$) VAN DE WISSELSpanningsBRON nu zò dat:



$$\Delta t = \frac{1}{2} T$$

Gevolg: Als het ion in S aankomt is het elektrische veld tussen de D's OMGEKEERD.

(Toen het ion in Q aankwam was v_{D1} max. negatief; als het ion in S komt is v_{D1} max. positief). Het elektrische veld "staat dus klaar" om het in S aangekomen ion bij de overtocht van S naar U OPNIEUW TE VERSNELLEN.

NB

CONCLUSIE: Regelt men de frequentie $\frac{1}{T}$ van de wisselspanningsbron zò, dat $\Delta t = \frac{1}{2} T$ sec., DAN WORDT HET ION TELKENS BIJ HET PASSEREN VAN DE SPLEET VERSNELD.

NB

Deze conclusie is het tweede cardinale punt bij de werking van het cyclotron.

Vraag: Wat valt er te zeggen van de grootte van de frequentie die de wisselspanningsbron dan moet hebben?

Antw.:

$$\Delta t = \frac{\pi}{\frac{q}{m} \cdot B} \text{ sec.}$$

$$\frac{q}{m} \approx 10^{11}$$

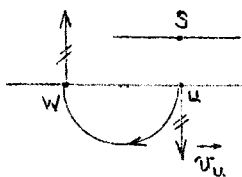
} Δt is dus zeer klein; $\frac{1}{T}$ zeer groot.

De wisselspanningsbron moet dus een ZEER HOGE FREQUENTIE hebben.

- d) Bij de overtocht van S naar U verricht het elektrische veld op het + ion dus weer de positieve arbeid van:
 $q \cdot \Delta V$ Joule.

De snelheid waarmee het ion in U aankomt vinden we uit de vergelijking:

$$q \cdot \Delta V = \frac{1}{2} m v_U^2 - \frac{1}{2} m v_S^2$$



Het ion treedt dus in U de holte van D_2 binnen met de snelheid v_U .

In deze holte beschrijft het weer een in het vlak van tekening gelegen halve cirkel waarvan de straal gelijk is aan:

$$r = \frac{m \cdot v_U}{q \cdot B} \text{ meter.}$$

Omdat $v_U > v_S = v_0$ is de straal van deze cirkel groter dan de straal van de cirkel die "in de vorige D" beschreven werd.

Na $\Delta t = \frac{\pi m}{q \cdot B} = \frac{1}{2} T$ sec. komt het ion in W aan; het elektrische veld in de spleet is in dit tijdsinterval weer omgekeerd en zal dus weer positieve arbeid gaan verrichten op het in W aangekomen ion.
 enz.

- f) RESULTAAT.

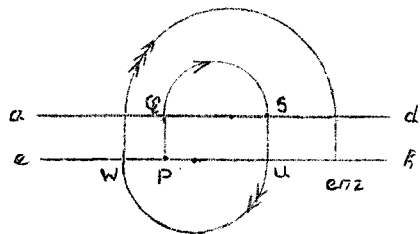
Het ion verblijft precies $\frac{1}{2} T$ seconde in de holte van een D.

Bij iedere overtocht van de ene D naar de andere WINT het ion $q \Delta V$ Joule aan A.v.B.

Dienovereenkomstig is de straal van de cirkel in de volgende D groter dan in de vorige D.

Het ion beschrijft dus een "spiraalachtige" baan die gelegen is in het vlak van tekening.

Het baanstuk PQSUW noemt men èn rondgang.



- g) Getallenvoorbeeld.

Gegeven: Een $\frac{1}{2} H$ -ion verlaat P met een te verwaarlozen kleine snelheid. Op de ogenblikken dat het ion van de ene D naar de andere oversteekt is $\Delta V = 25000$ volt. De (rust) massa van een $\frac{1}{2} H$ -ion is $1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$.

Gevraagd: Welke snelheid heeft het ion gekregen na 600 rondgangen?

Oplossing: Na 600 rondgangen is het ion 1200 keer overgestoken. Bij iedere overtocht wint het aan A.v.B.:

$$1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 25000 \text{ Joule.}$$

Na 1200 overtochten heeft het ion dus een A.v.B. gekregen dat gelijk is aan:

$$\frac{1}{2} m v^2 = 1200 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 25000 = 48 \cdot 10^{-13} \text{ J.}$$

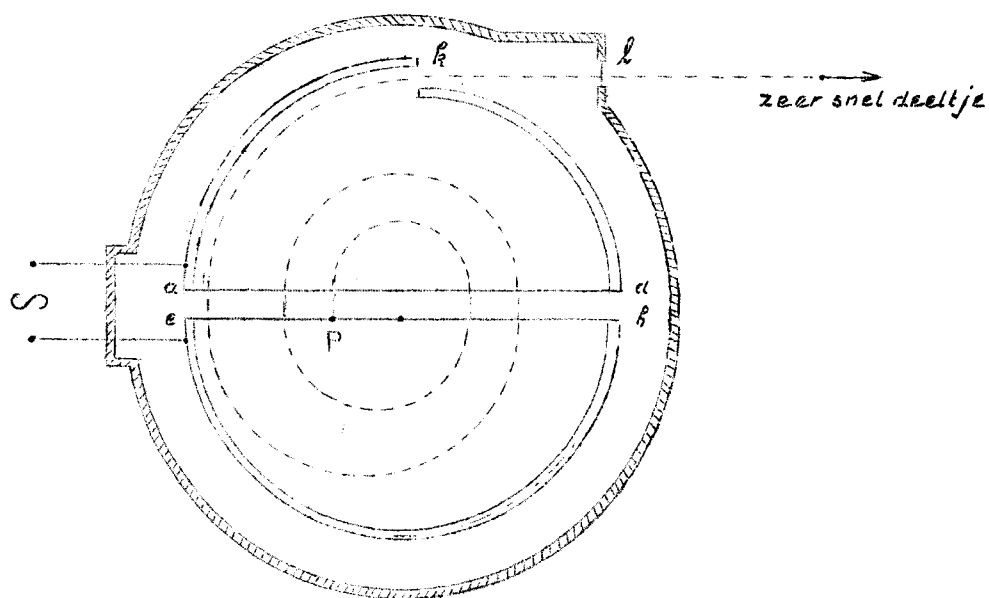
Dus:

$$\frac{1}{2} \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \cdot v^2 = 48 \cdot 10^{-13}$$

Hieruit volgt:

$$v \approx 0,76 \cdot 10^8 \approx \frac{0,76}{3} (3 \cdot 10^8) \text{ m/sec.}$$

Conclusie: Na 600 rondgangen is de snelheid van het $\frac{1}{2} H$ -ion ongeveer 25% van de lichtsnelheid. (In werkelijkheid in ieder geval groter dan 24% van de lichtsnelheid).

Punt 2) Het cyclotron.

De D's bevinden zich in een mantelvat dat hoog vacuum gepompt is. P is het praeparaat dat èèn soort geladen deeltjes (ionen, eventueel electronen) uitzendt in de richting van de spleet tussen de D's. Het magneetveld STAAT LOODRECHT OP HET VLAK VAN TEKENING.

Hebben de door P uitgezonden deeltjes een + lading, dan is de vector \vec{B} NAAR DE LEZER TOE gericht; hebben de deeltjes een - lading, dan is de vector \vec{B} VAN DE LEZER AF gericht.

De spleet en de ruimte buiten de D's zijn afgeschermd tegen dit magneetveld.

De D's zijn verbonden met de resp. polen van een wisselspanningsbron waarvan de frequentie nog nader bepaald moet worden. Dienten gevolge treedt er in de spleet een electricch veld op waarvan de veldlijnen van de ene D naar de andere gericht zijn.

NB. IN DE D'S ONDERVINDT HET DEELTJE DUS ALLEEN MAAR DE WERKING VAN HET 1 OP HET VLAK VAN TEKENING STAANDE MAGNETISCHE VELD; IN DE SPLEET ALLEEN MAAR DE WERKING VAN EEN IN HET VLAK VAN TEKENING GELEGEN ELECTRICCH VELD.

Het uit P vertrokken geladen deeltje beschrijft na iedere (loodrechte) intreding in het magnetische veld van een D in deze D een halve cirkelomtrek waarvan de straal gelijk is aan:

$$r = \frac{mv}{q \cdot B} \text{ meter}$$

Het vertoeft dan telkens de constante tijdsduur $\Delta t = \frac{\pi m}{q \cdot B}$ sec. in zo'n D.

De constantheid van deze tijdsduur maakt het mogelijk om de frequentie van de wisselspanningsbron zo'n waarde te geven, DAT HET ELECTRICCH VELD IN DE SPLEET STEEDS VERSNELLEND OP HET DEELTJE WERKT; BIJ IEDERE OVERTOCHT VAN DE ENE D NAAR DE ANDERE WINT HET DEELTJE $q \cdot \Delta V$ Joule AAN A.v.B.

De frequentie $\frac{1}{T}$ van de wisselspanningsbron moet dus zò zijn, dat $\frac{1}{T} \Delta t = \frac{1}{2} T$.

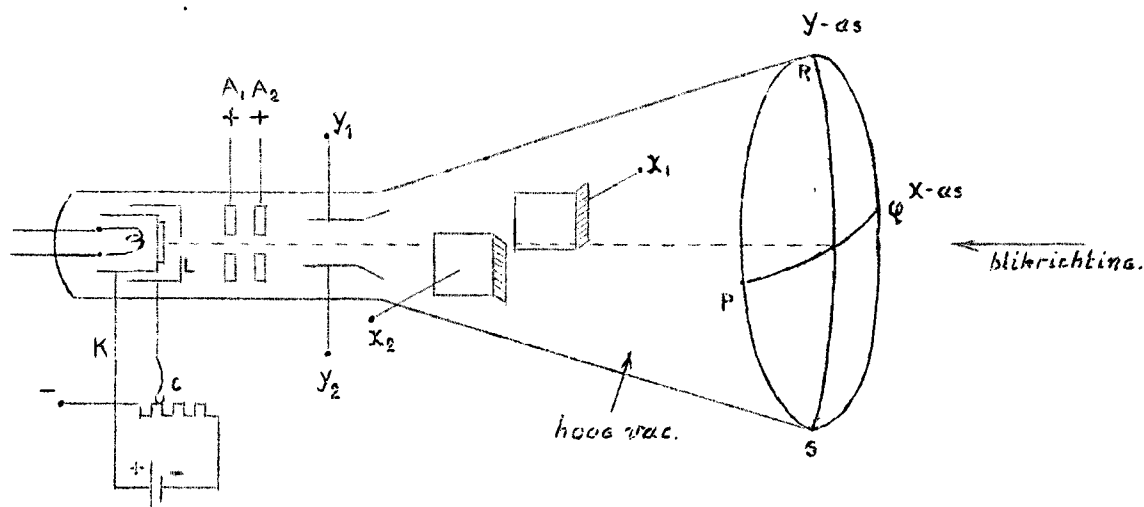
$$\text{Dus: } f = \frac{1}{T} = \frac{qB}{2\pi m} \text{ Hertz.}$$

Daar $\frac{q}{m}$ zeer groot is, moet men dus over een HOOG-frequentie wisselspanningsbron beschikken.

Na een groot aantal omlopen verlaat het geladen deeltje de D's en dus ook het magneetveld bij k; het vliegt dan recht door, en verlaat de wand van het mantelvat door HET VENSTER l . Aldus krijgt men de beschikking over ZEER SNELLE geladen deeltjes, die gebruikt worden voor het veroorzaken van KERNREACTIES.

§ 4. ELECTRONENSTRAALOSCILLOGRAAF.

Punt 1) De elektronenstraalbuis.



De buis is van glas, hoog vacuum gepompt.

PQRS is van de binnenkant bedekt met een fluorescerende stof.

K is een oxydkathode met indirecte verhitting.

L is een "electrische lens". Door de stand van het schuifcontact C te regelen kan men bereiken dat de electronen die L op eenzelfde ogenblik passeren het scherm PQRS in eenzelfde punt treffen. Daarom is PQRS een weinig gebogen. Waar de electronen het scherm dan treffen ziet men een SCHERP lichtpuntje.

A₁ en A₂ zijn twee cirkelvormig doorboorde anodeplaten waarvan de potentiaal zeer veel hoger is dan de potentiaal van K. Deze leveren de aantrekkende kracht op de uit de oxydkathode getreden electronen. A₁ dient als "schermrooster", A₂ als de eigenlijke anode. Deze spuit als het ware een electronenstroom door de opening in de richting van PQRS. Daarom noemt men het stelsel A₁A₂ ook wel een "electronen-kanon".

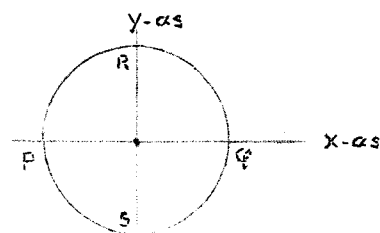
De platen Y₁ en Y₂ vormen een condensator waarvan het eventuele electriche veld "evenwijdig loopt" aan de Y-as op het scherm PQRS. Daarom noemt men deze condensator de Y-BASIS.

De platen X₁ en X₂ vormen een condensator waarvan het eventuele electriche veld "evenwijdig loopt" aan de X-as op het scherm PQRS. Deze condensator heet daarom de X-BASIS.

Punt 2) Wat men op het scherm ziet.

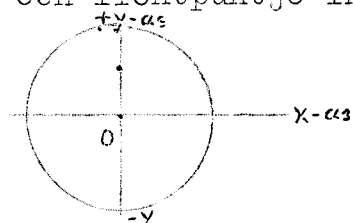
Wanneer:

Geval I: Y₁Y₂ ongeladen
X₁X₂ ongeladen



Waarneming: Op het scherm een lichtpuntje in O.

Geval II: Y₁ + ; Y₂ -
X₁X₂ ongeladen



Waarneming: Op het scherm een lichtpuntje op de + Y-as.

Toelichting: We hebben hier eigenlijk het geval dat we reeds op blz. 43 (e.v.) behandeld hebben, de afwijking van de "hoofdas" t.g.v. het doorlopen van een homogeen electriche veld.

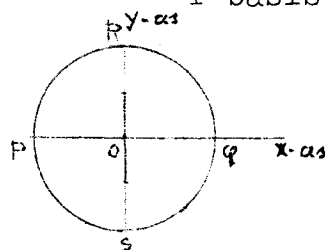
Op blz. 47 vonden we een formule voor de Y-coördinaat van het trefpunt waaruit bleek, dat

Y r.e. is met de veldsterkte E_Y -basis.

Geval III:

$$E_{Y\text{-basis}} = E_0^Y \sin \frac{2\pi}{T} t$$

$X_1 X_2$ ongeladen.



Waarneming: Het lichtpuntje voert EEN TRILLING uit langs de Y-as met 0 tot nulpunt.

Toelichting: De formule van blz. 47 was afgeleid in de veronderstelling, dat E_Y -basis CONSTANT is. Deze formule is echter ook nu bij zeer grote benadering geldig MITS de electronen van de electronenstraal ZO'N GROTE SNELHEID HEBBEN DAT DE DUUR VAN HET TIJDSINTERVAL WAARIN ZIJ ZICH IN HET VELD VAN DE Y-BASIS BEVINDEN, TE VERWAARLOZEN KLEIN IS t.o.v. EEN PERIODE T VAN DE WISSELSPANNING OP DE Y-BASIS.

Aan deze voorwaarde wordt voldaan als het potentiaalverschil tussen het anodestelsel $A_1 A_2$ en de gloeikathode voldoende groot is.

In dat geval is dus:

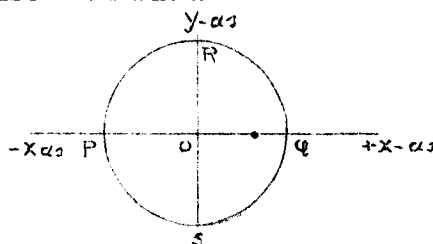
$$Y_t = Y_{\max} \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right)$$

Het lichtpuntje voert dan dus een HARMONISCHE TRILLING uit langs de Y-as met 0 tot nulpunt.

Geval IV:

$Y_1 Y_2$ ongeladen.

$X_1 + ; X_2 -$



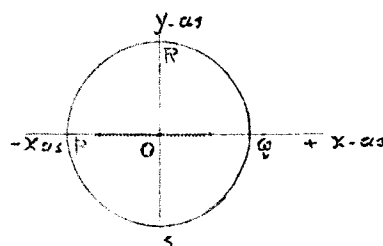
Waarneming: Het lichtpuntje bevindt zich ergens op de - X-as.

Toelichting: De X-coördinaat van het lichtpuntje is r.o. met E_X -basis.

Geval V:

$Y_1 Y_2$ ongeladen.

$$E_{X\text{-basis}} = E_0^X \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right)$$



Waarneming: Het lichtpuntje voert een trilling uit langs de X-as met 0 tot nulpunt.

Toelichting: Bij voldoende grote waarde van $V_{\text{anode}} - V_{\text{kath.}}$ voert het lichtpuntje een HARMONISCHE

TRILLING uit langs de X-as met 0 tot nulpunt.

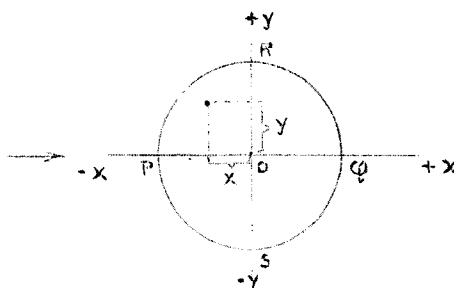
Dan is:

$$X_t = X_{\max} \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{T} t \right)$$

Geval VI:

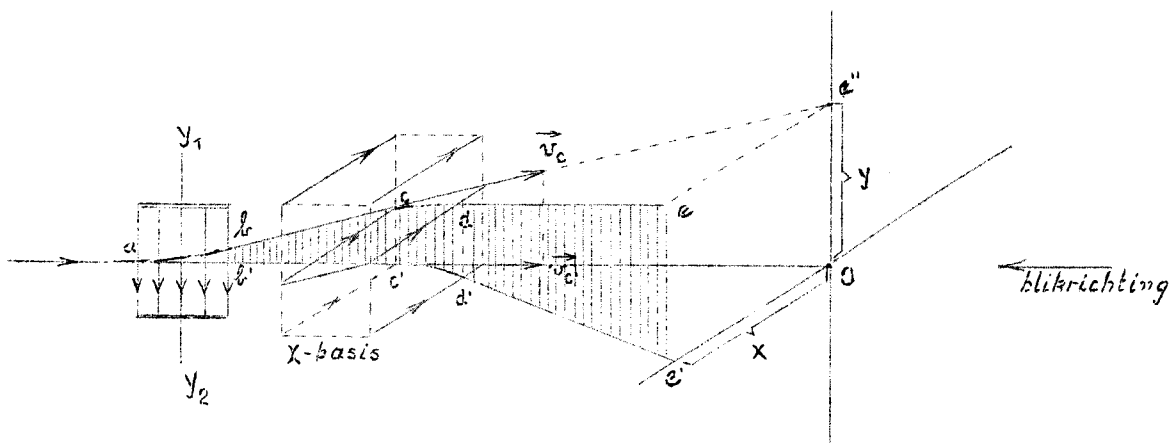
$Y_1 + ; Y_2 -$

$X_1 - ; X_2 +$



Waarneming: Het lichtpuntje bevindt zich in het vierde hoekpunt van de rechthoek met de X- en Y coörd. tot zijden. In dit geval in het TWEEDE KWADRANT

Toelichting:



De electronen beschrijven nu de baan abcde. Van deze baan is:

ab een stuk van een parabool in het vlak van tekening;

bc een RECHT stuk in het vlak van tekening;

cd een stuk van een parabool in het vlak W door BC en de veldlijn van de X-basis die door C gaat.

Deze veldlijn // X-as.

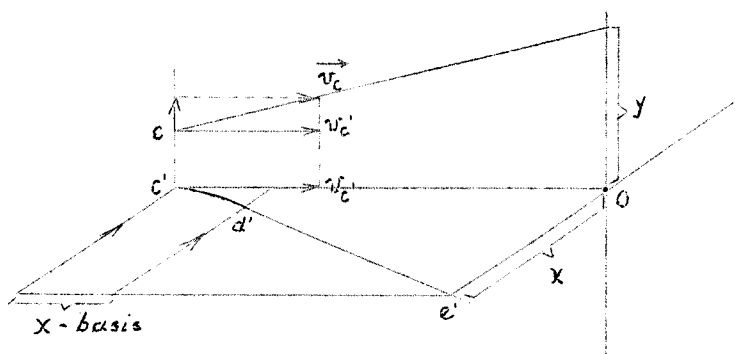
de een RECHT stuk in het vlak W.

Het vlak W snijdt de Y-as in e'' , hetzelfde punt waarin de lijn bc de Y-as snijdt. De Y-coörd. van het lichtpunt is dus dezelfde als die welke het lichtpuntje zou gehad hebben als de X-basis was uitgeschakeld.

De X-basis heeft dus geen invloed op de Y-coörd. van het lichtpuntje. Het is echter nog de vraag of de Y-basis geen invloed heeft op de X-coörd. van het lichtpuntje: De snelheid waarmee een electron het homogene veld van de X-basis binnentreedt is immers gericht volgens ce'' en is groter dan de snelheid waarmee het electron in het veld van de X-basis zou getreden zijn als de Y-basis was uitgeschakeld.

Stelling: Het elektrische veld van de Y-basis heeft GEEN invloed op de X-coördinaat van het lichtpuntje.

Bewijs: Van a tot c blijft de HORIZONTALE component van de snelheid CONSTANT gelijk aan v_c .



We ontbinden \vec{v}_c in een horizontale- en een verticale comp. De horizontale comp. is dan gelijk aan v_c . De PROJECTIE OP HET HORIZONTALE VLAKE van de baan van het beschouwde electron VALT DUS SAMEN met de baan van het electron dat in c' het homogene elektrische veld van de X-basis

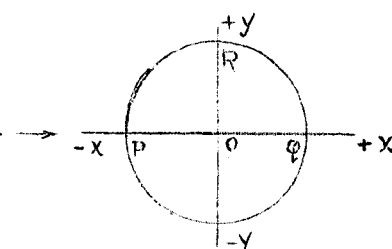
binnenkomt met de snelheid v_c , (zie fig.)

Het elektrische veld van de Y-basis heeft dus GEEN invloed op de X-coördinaat van het lichtpuntje.

Geval VII:

Geval VII: $E_{Y\text{-basis}} = E_0^Y \sin\left(\frac{2\pi}{T_Y}t\right)$

$E_{X\text{-basis}} = E_0^X \sin\left(\frac{2\pi}{T_X}t + \varphi\right)$

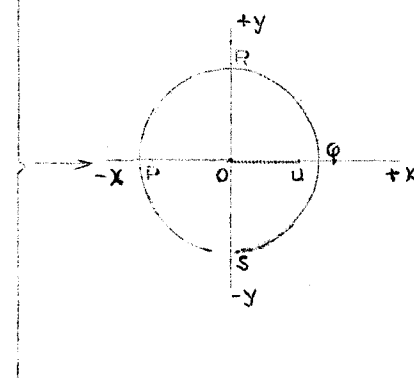


Waarneming: Het lichtpuntje beschrijft op het scherm een figuur van LISSAJOUS.

Geval VIII: Y_1 Y_2 ongeladen.

Op de X-basis een
ZAAGTANDSPANNING.

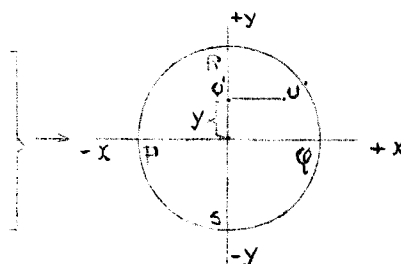
d.w.z. men laat het potentiaalverschil tussen X_1 en X_2 evenredig met de tijd toenemen tot een bepaald maximum, veroorzaakt dan KORTSLUITING tussen X_1 en X_2 waardoor $V_{X_1} - V_{X_2}$ terugvalt op NUL, enz.
dus:



Waarneming: Het lichtpuntje beweegt r.e. met de tijd van 0 naar U en keert dan in een fractie van een seconde terug naar 0, enz.

Geval IX: $Y_1 +$; $Y_2 -$

Op X-basis een zaagtandspanning.



Waarneming: Het lichtpuntje beweegt r.e. met de tijd van O' naar U' en keert dan in een infinitesimaal tijdsinterval terug naar O' enz. kort

Geval X:

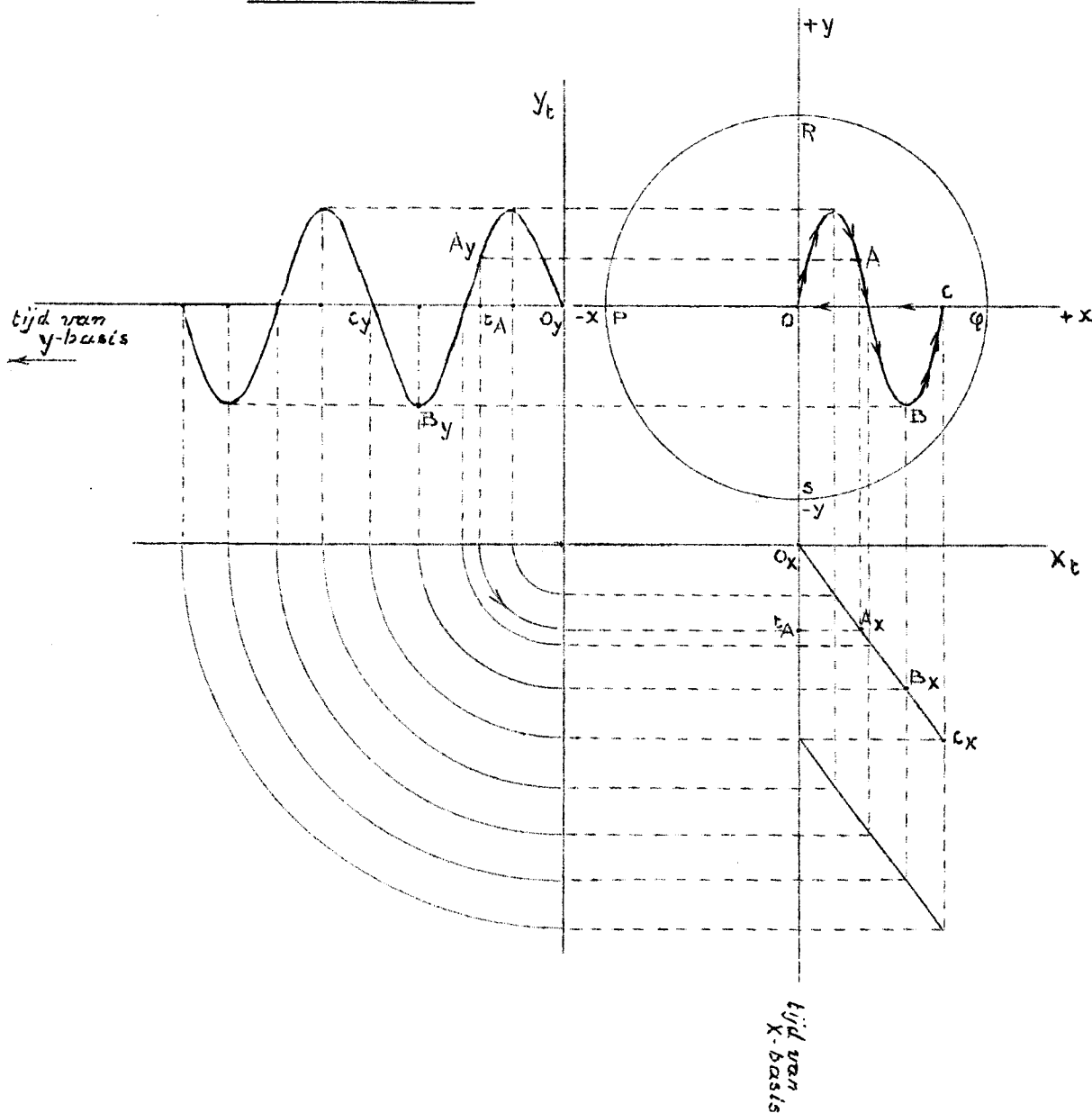
blz. 149.

Geval X: $E_t^Y = E_C^Y \sin\left(\frac{2\pi}{T_Y}t\right) \rightarrow Y_t = Y_{\max} \sin\left(\frac{2\pi}{T_Y}t\right)$

Op X-basis een zaagtandspanning die zò is afgestemd, dat
 $t = T_Y ; 2T_Y ; \text{enz.}$

en dat op $t = 0$ $V_{X1} - V_{X2} = 0$

Waarnemingen:



Toelichting: Op t_A is de Y-coörd. v.h. lichtp. A_Y en
 de X-coörd. v.h. lichtp. A_X

Het lichtpuntje is op het scherm in A.

Aldus bevindt het lichtpuntje op het scherm zich op het ogenblik t in het vierde hoekpunt van de rechthoek met X_t en Y_t tot zijden.

In bovenstaande constructie van de baan van het lichtpuntje op het scherm is verondersteld dat:

$$t = T_Y$$

Op $t = 0$ bevindt het lichtpuntje zich in O, daarna beschrijft het in de tijd $t = T_Y$ sec. de sinuslijn OABC en gaat dan in een infinitesimaal kort tijdsinterval langs de X-as van C naar O; daarna herhaalt zich de figuur.

Opgave: Teken de baan v.h.lichtp. op het scherm als $t = 2T_Y$.

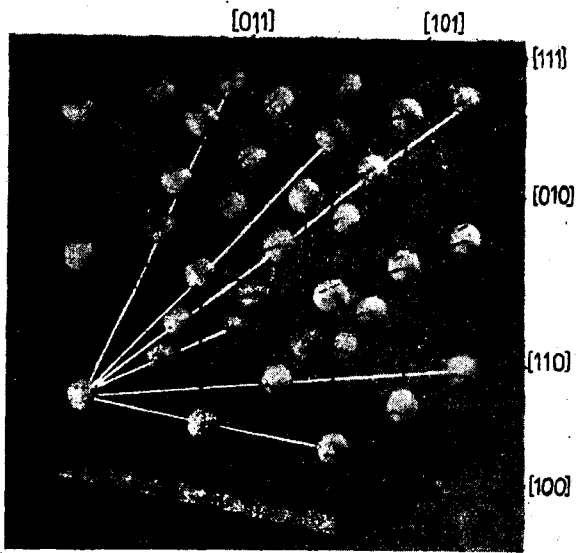


Abb. 21. Modell eines kubisch-raumzentrierten Kristalls (Wolfram)

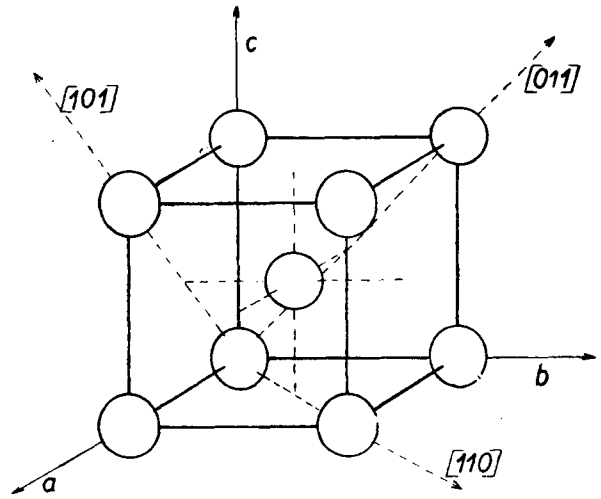


Abb. 7: Elementarzelle des Wolframtitters.

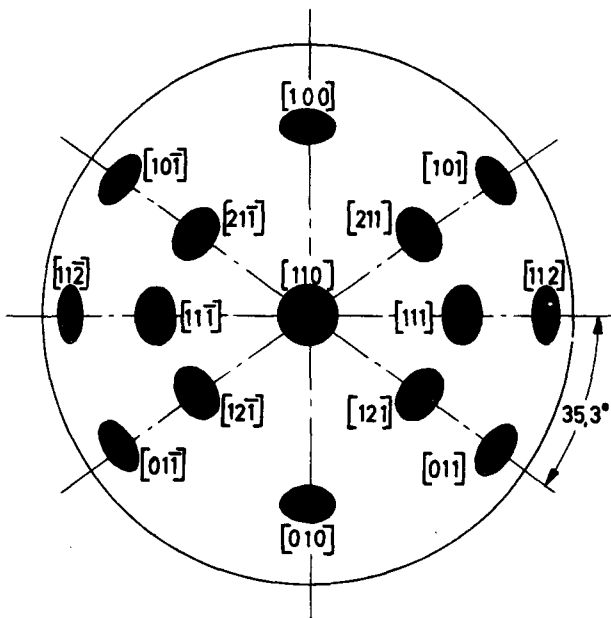


Abb. 5: Die Kristallrichtungen des Wolframtitters auf der Halbkugel des Feldelektronen-Mikroskops, in Parallelprojektion gesehen



Abb. 6: Bild einer reinen Wolfram-Einkristallspitze. Die hellen und dunklen Flächen rühren von den verschiedenen Ablösearbeiten der Elektronen her. Ein aufschlußreicher Blick in die Kristallstruktur

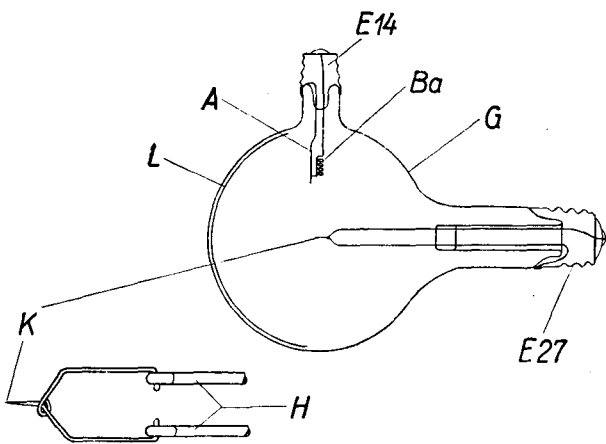


Abb. 2: Aufbau des Feldelektronen-Mikroskops mit Barium-Vorrat

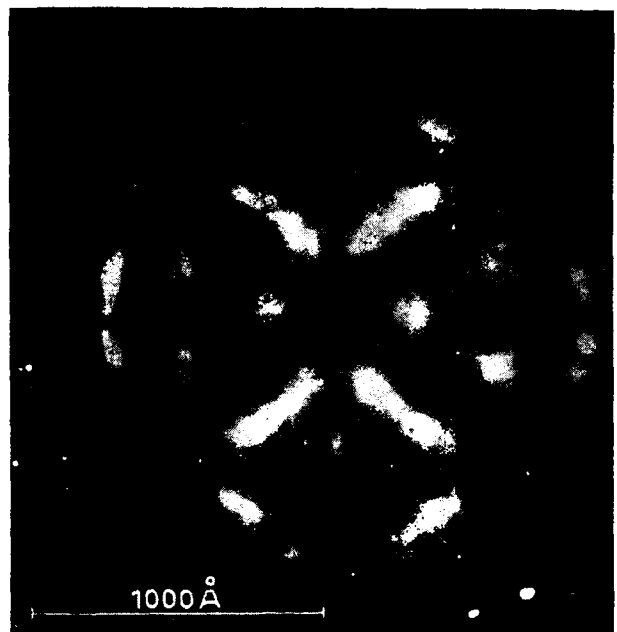
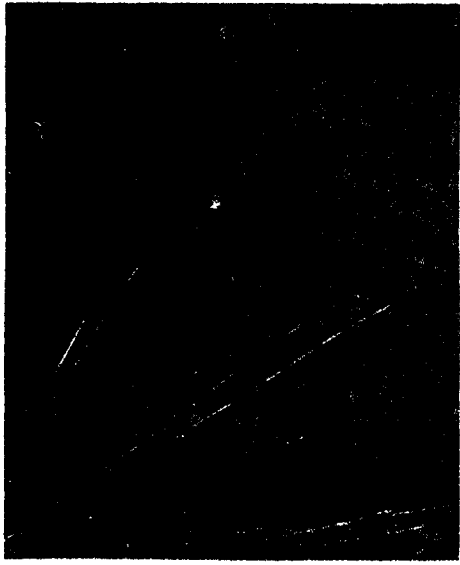
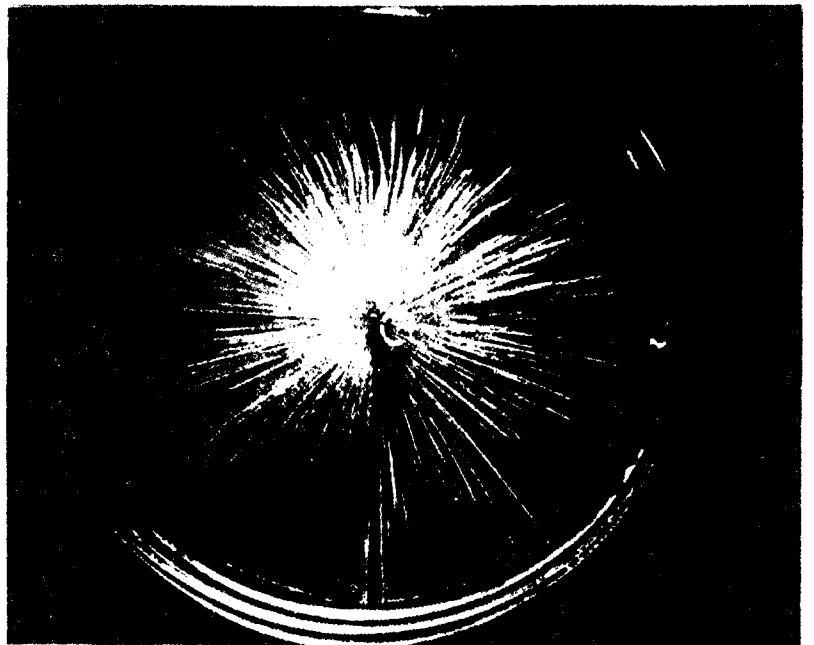


Abb. 7: Auf die Wolfram-Einkristallspitze sind Barium-Atome aufgedampft. Ihre Bilder sind als grobe Körnung zu erkennen. Bei Beheizung der Spitze sieht man ihre Temperaturbewegung



Banen van α -deeltjes in nevelkamer



Nebelspurbahnen von α -Teilchen in der Wilson-Kammer



opname van de nevelsporen van α -deeltjes in een wilsonvat, dat met heliumgas en waterdamp is gevuld. Toevallig is hier de botsing van een α -deeltje met een heliumkern gefotografeerd. Uit het feit dat de hoek tussen de sporen 90° is (dit volgt uit de stereoscopische opnamen) en dat de sporen even lang zijn, volgt dat een α -deeltje identiek is met een heliumkern.

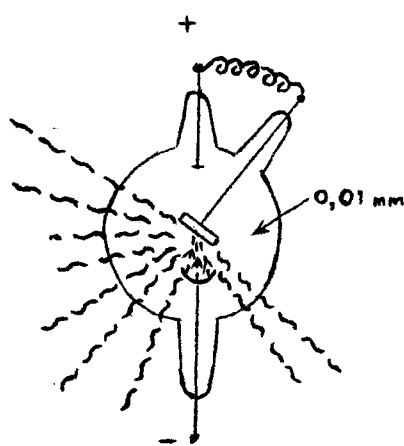
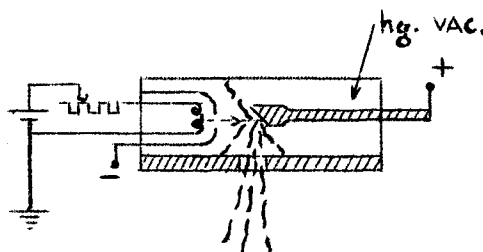
Par. 15)

Röntgenstralen.1) Inleiding.

Bij het opvallen van de electronen op de glaswand der kathode-straalbuis blijkt een NIEUWE STRALING op te treden, die uitgaat van de plaats waar de glaswand getroffen wordt, de glaswand wel kan doordringen (in tegenstelling met de electronen-stralen) en door elektrische en magnetische velden NIET WORDT AFGEBOGEN. Naar haar ontdekker Röntgen (1845 - 1923) heet zij röntgenstraling.

2) De röntgenbuizen, die men voor het opwekken der röntgenstralen gebruikt, zijn doelmatig geconstrueerde kathodestraal-buizen.

Twee modellen:

Koude Kathode.Gloeï-Kathode.

De holle Kathode convergeert de stroom van electronen op de z.g. anti-kathode.

Van het trefpunt met de anti-kathode gaan in alle richtingen de z.g. röntgenstraling uit.

3) Eigenschappen.

- I Fluorescerende werking.
- II Ioniserende werking.
- III Chemische werking.
- IV Rechthoekige voortplanting.
- V Doordringingsvermogen.
 - onderscheid a) hardheid → regelbaar door $V_+ - V_-$
 - b) intensiteit → regelbaar door gloeistroom.
- VI Biologische werking.
- VII Geen afbuiging in elektrisch en magnetisch veld → röntgenstraal is geen stroom van elektrisch geladen deeltjes.

4) Wat zijn de röntgenstralen dan wel?

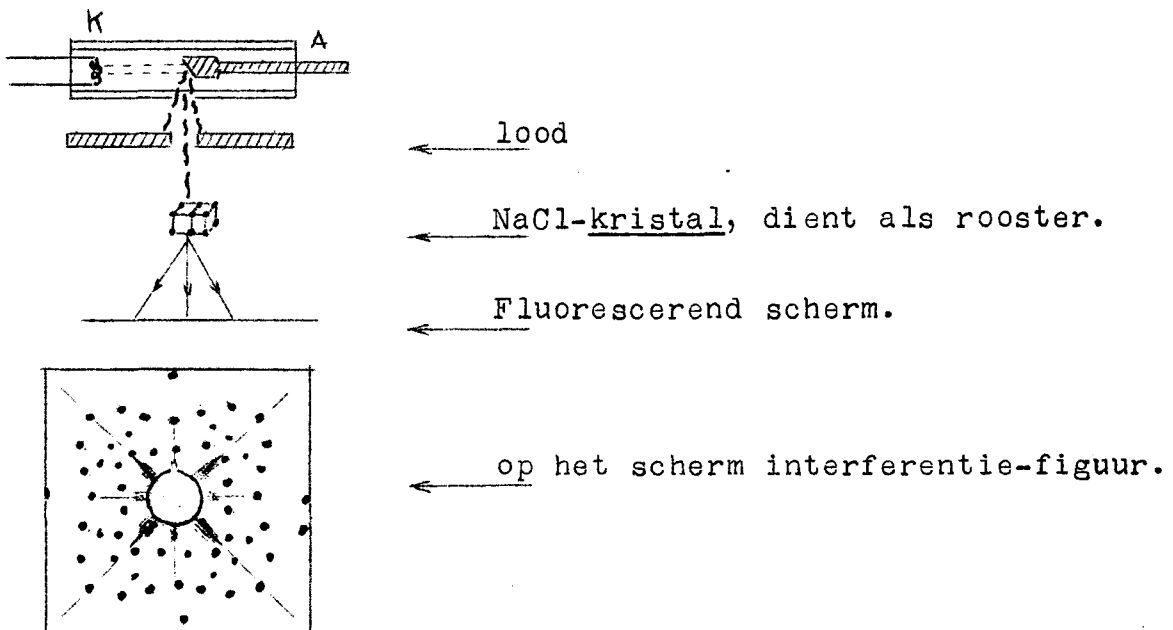
Stelling: Röntgenstralen zijn electromagnetische golven van zeer kleine golflengten.

Bewijs :
(zie blad 43)

Bewijs:

Door proefondervindelijk aan te tonen, dat röntgenstralen met elkaar kunnen INTERFEREREN.

Proef van von Laue (1912)



Concl.:

- I Röntgenstralen zijn electro-magnetische golven.
m.a.w. een röntgenstraal is een stroom van fotonen waarvan ϵ zeer groot is.
- II Uit de verkregen interferentie-figuur kan men conclusies trekken over de bouw van het kristal en de afstanden der corpuscula in het kristal.

$$\therefore \downarrow = 2,83 \text{ \AA.}$$

Verder volgt het getal van Avogadro = $6,025 \cdot 10^{23}$

N.B. 5) Verklaring van het ontstaan der röntgenstralen.

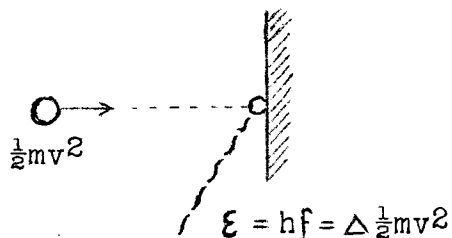
Deel I: Het foto-electrisch effect heeft ons geleerd, dat een electron een foton kan absorberen. Het electron wint daarbij hf Joule aan AvB.

Omgekeerd: Als een bewegend electron plotseling geremd wordt, zal het electron een foton uitstralen.

De energie van het uitgestraald foton is dan gelijk aan het verloren AvB van het electron. $\rightarrow \xi = hf = \Delta \frac{1}{2}mv^2$ Joule.

Welnu: In een röntgenstraal-buis worden de electronen bij de botsing tegen de anti-kathode zeer sterk geremd.

Concl.: Van de anti-kathode gaat t.g.v. het afremmen der electronen een stroom van fotonen uit.

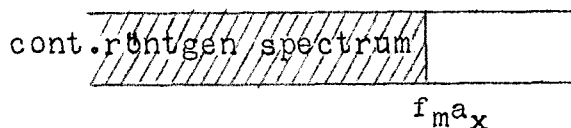


Deze stroom van fotonen vormen de röntgenstralen. (remstraling)

ξ van het uitgestraalde foton is hoogstens gelijk aan de kin. energie van de electronen in de röntgenbuis.

$$\begin{array}{l} \text{dus: } hf \leq \frac{1}{2} mv^2 \\ \text{maar: } \frac{1}{2} mv^2 = e \Delta V \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{dus: } hf \leq \frac{1}{2} mv^2 \\ \text{maar: } \frac{1}{2} mv^2 = e \Delta V \end{array}} \right\} \begin{array}{l} hf \leq e \Delta V \\ \text{dus } f \leq \frac{e \Delta V}{h} \end{array}$$

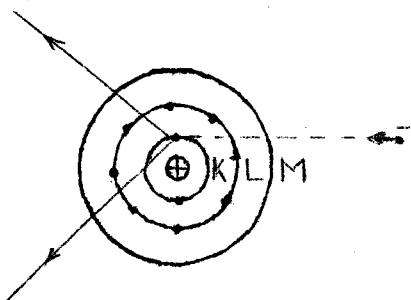
Concl.: Van de anti-kathode gaat een electro-magn. straling uit waarvan de frequentie hoogstens gelijk is aan $\frac{e \Delta V}{h} = f_{\max}$



N.B. Opm.: Bepaal f_{\max} } $\rightarrow h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Joule sec.
Dit is de tweede methode om de constante van Planck te bepalen.

Deel II.

In de röntgenstraalbuis botsen de uit de kathode vliegende electronen tegen de anti-kathode, dus tegen de atomen van het metaal waaruit de antikathode bestaat.



Het kan nu gebeuren, dat het aankomend electron in de electronenwolk van een atoom dringt en daar een electron uit de K, L of M schil weggaatst.

Nadat zodoende in het inwendige van het atoom een vacature is ontstaan, kan een der overige, tot een hogere schil behorend electron een overgang naar de vacante plaats maken, waarbij het een foton uitstraalt.

(zie later)

Deze fotonen vormen de z.g. röntgen emissiestralen.

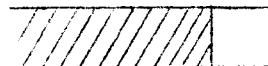
De röntgen emissie-fotonen hebben slechts heel bepaalde frequenties n.l. de frequenties die passen bij de energiverschillen van de schillen. $\Delta U = hf$.

De röntgen emissie-stralen vormen dus een lijnen spectrum.

Eindconclusie:

Tengevolge van de botsing der electronen tegen de anti-kathode gaan van de anti-kathode twee soorten röntgenstralen uit n.l.

I Remstralen \rightarrow continue spectrum



$$f_{\max} = \frac{e \Delta V}{h}$$

II Emissie-stralen \rightarrow lijnen spectrum afhankelijk van de soort van het metaal.

(zie ook...)

Par. 16

De ONZELFSTANDIGE electriciteitsgeleiding in gassen.1) Ter oriëntatie:

De titel van hoofdstuk VI, waarvan deze par. een deel is, luidt:
Electrische geleiding in gassen.
Tot nu toe hebben we behandeld:

- a) de ZELFSTANDIGE stroomgeleiding in gassen bij lage druk (0,01mm)
→ ontladingsbuis → kathodestralen, kanaal stralen.
b) de stroomgeleiding in HOOG VACUUM → gloeikathode, foto-kathode.

We zullen nu gaan handelen over de stroomgeleiding in gassen bij normale druk, dus in niet verdunde gassen.

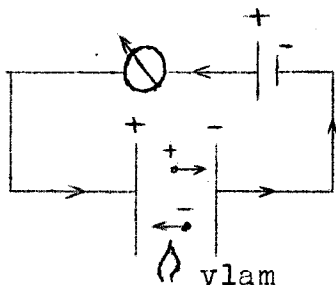
- 2) Gassen onder normale omstandigheden van temp. en druk zijn uitstekende isolatoren, mits de electricische veldsterkten niet te groot zijn. Dit volgt uit het feit, dat een gelijkstroom een in lucht of in een gas opgestelde condensator niet kan passeren.

Concl.: De moleculen van een gas zijn onder normale omstandigheden niet gefoniseerd, maar neutraal.

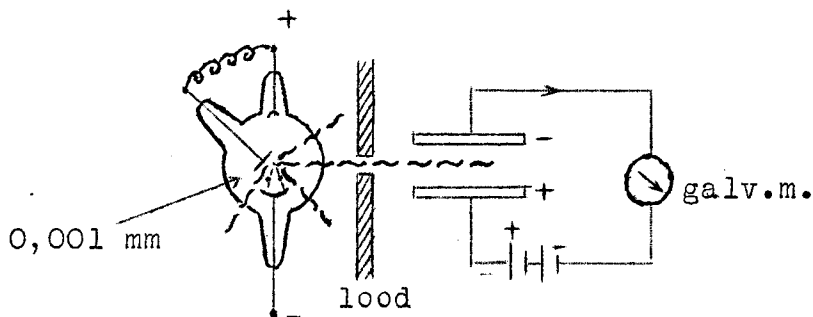
- 3) Willen we, dat er in een gas electriciteitsgeleiding plaats heeft, dan moeten we óf I Van buitenaf electriciteits-dragers in het gas brengen (b.v. kleine geladen stofdeeltjes of b.v. ionen)

óf II De moleculen van het gas door een of andere uitwendige oorzaak ioniseren.

Men spreekt in dit geval van een ONZELFSTANDIGE geleiding, omdat de stroomgeleiding niet door het gas ZELF veroorzaakt wordt, maar door een uitwendige oorzaak.

ad I. Vlammen bevatten ionenad II. We bewerken ionisatie van een gas:

- A) door bestraling (fotonen) a) met ultra violet licht (foto-electr. effect)
b) met röntgenstralen

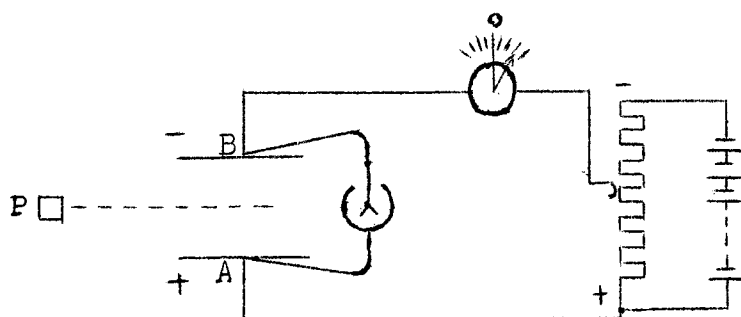


- c) bestraling met γ stralen.

B) door stootionisatie.

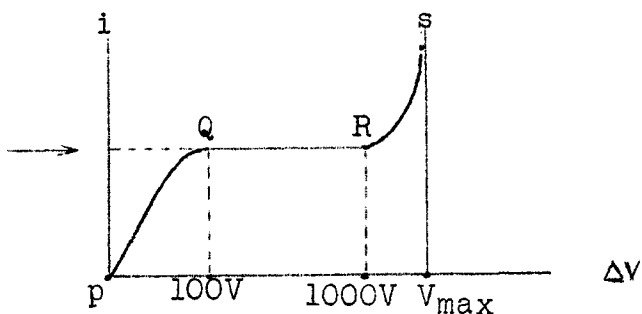
gasmoleculen beschieten met $\left\{ \begin{array}{l} \beta \text{ stralen (electronen)} \\ \alpha \text{ stralen (H}_2\text{-ionen)} \end{array} \right.$

4) De afhankelijkheid van de ionisatiestroom van de electr.veldsterkte tussen de platen.



P is het ioniserend agens.
We vergroten het potentiaalverschil tussen A en B, en zien hoe de stroomsterkte verandert.

Verzadigingsstroom i_{max}



+ ionen \rightarrow B

- ionen \rightarrow A

P \rightarrow Q: Bij sterker veld grotere beweging der ionen

Q: Het aantal ionen dat per sec. de platen bereikt = aantal per sec. gevormde ionen.

Q \rightarrow R: Er kunnen per sec. niet meer ionen de platen bereiken dan er per sec. gevormd worden.

De nu optredende stroomsterkte heet de verzadigingsstroom.

R \rightarrow S: Naarmate het veld tussen de platen sterker wordt, is de electr. kracht op de ionen groter \rightarrow ionen krijgen een grotere versnelling \rightarrow grotere snelheid.

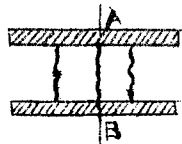
Bij een bepaalde veldsterkte krijgen de gevormde ionen zo'n grote snelheid DAT ZE IN STAAT ZIJN DE NEUTRALE GASMOLECULEN DOOR BOTSING TE IONISEREN.

De door het ioniserend agens gevormde gasionen gaan dan zelf de andere gasmoleculen door botsing ioniseren \rightarrow grotere stroomsterkte (licht effect!)

Bij sterker wordend veld gaan de door stootionisatie gevormde gasionen ook stootionisatie veroorzaken \rightarrow stroomsterkte neemt toe.

S: Bij een bepaalde veldsterkte is de stootionisatie zo intensief dat praktisch alle gasmoleculen geïoniseerd worden.

Dan slaat er een vonk over \rightarrow vonk-ontlading tussen de condensatorplaten.



Het potentiaalverschil tussen de platen kan nu niet meer groter worden

Opmerking:

- 1) De verzadigingsstroom i_{max} is een maatstaf voor de kracht van het ioniserend agens.
- 2) Het potentiaalverschil tussen de platen waarbij de vonk-ontlading optreedt noemt men de doorslagspanning.
De doorslagspanning wordt bepaald door:
 - a) de afstand der platen.
 - b) de luchtdruk: hoe lager de luchtdruk (tot een bep.waarde) des te kleiner is de doorslagspanning. (Schw.II blz.216)
- 3) De lichtverschijnselen in de ontledingsbuis bij 0,5 mm wer den veroorzaakt door stoot-ionisatie.

Vraag: Tussen twee geleiders bestaat een hoog pot.verschil.

Wanneer is de kans op het overspringen van een vonk het grootst
a) in het vacuüm. b) in lucht bij 1 atm?

Hoofdstuk VII.

Natuurlijke Radio-activiteit.

Par. I

Het verschijnsel.

- 1) In 1896 ontdekte Becquerel (Antoine Henri, 1852 - 1908) dat stof - fen, waarvan het scheikundige element URANIUM een bestanddeel uit- maakt, STRALING UITZENDEN.

Deze straling is onzichtbaar, maar maakt zich door de volgende ei- genschappen kenbaar:

- I zij maakt een fluorescerend scherm lichtgevend.
- II zij ioniseert het gas, waar zij doorgaat
- III zij werkt in op een fotografische plaat.

Omdat ALLE scheikundige verbindingen van uranium deze straling uit zenden, moet haar oorsprong gezocht worden in het uranium-ATOOM.

- 2) De eigenschap van het uranium-atoom om deze straling uit te zen - den, noemt men RADIOACTIVITEIT.
De uitgezonden stralen noemt men radioactieve straling.
Men noemt het uranium atoom radio-actief.
- 3) Na de ontdekking der radio-activiteit bij uranium begon men een intensief onderzoek naar andere radioactieve elementen (echtpaar Curie) Als zodanig werden binnen enkele jaren gevonden: thorium, radium, polonium, actinium e.a.
Alle elementen met atoomnummer groter dan 83 (die dus in het perio- diek systeem verder staan dan lood) zijn radio-actief.
Verder sommige zware isotopen.
- 4) De radio-actieve straling is zeer energie rijk.
- 5) De radio-actieve atomen zenden deze straling SPONTAAN uit, zonder enige invloed van buiten.
De intensiteit der straling is alleen afhankelijk van de HOEVEEL- HEID der radio actieve stof:
zij is onafhankelijk van de temperatuur.
zij is onafhankelijk van de druk.
zij is onafhankelijk van de aanwezigheid van een electrisch of magnetisch veld.

Par. 2

De aard der radio-actieve straling.

Zie proef Schw.IV blz. 217-218 bij fig. 211

N.B. Conclusie:

De radio-actieve straling bestaat uit DRIE SOORTEN.

- I α - straling → Stroom van tweevoudig geioniseerde helium-atomen, dus ${}^4_2\text{He}$ - kernen.
 α - deeltjes hebben een gering doordringingsverm.
 α - deeltjes hebben een STERKE ioniserende werking
De bewegingsenergie van een α - deeltje is //M.e.V.
- II β - straling → Zeer snelle electronen.
 β - deeltjes hebben een zeer groot doordringingsverm.
hun ioniserend vermogen is veel kleiner dan dat van α - deeltjes.
- III γ - straling → Stroom van FOTONEN waarvan ϵ veel groter is dan bij röntgenstralen; γ - straling is electro-magnetische straling met λ tussen 0,5 Å en 0,001 Å
 γ - stralen geen afwijking in electr. en magh.veld
 γ - stralen zeer groot doordringingsvermogen, hun ioniserend vermogen is kleiner dan dat van β stra- ling.

Par. 3

Voorlopige verklaring van de radio-activiteit.

In par. 1 trokken we de conclusie, dat de oorzaak van de radio-activiteit gezocht moet worden in het ATOOM van het radio-actieve element. Een atoom bestaat uit een kern die omgeven wordt door een electro-nen wolk.

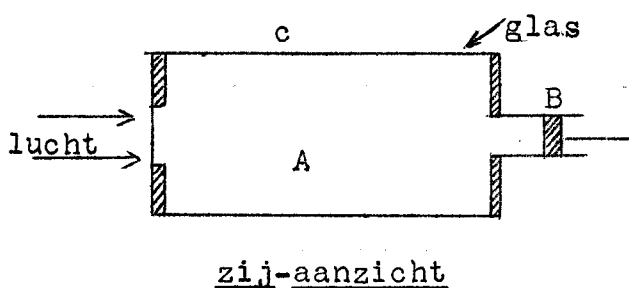
Uit het feit dat de α -straling bestaat uit een stroom van twee-waardig geïoniseerde helium atomen volgt, dat de oorzaak van de radio-activiteit moet zetelen IN DE KERN van het radio-actieve element (niet in de electronen wolk)

De radio-activiteit wordt verklaard door aan te nemen dat de KERN van het radioactieve atoom NIET STABIEL is en door het uitstoten van α en β deeltjes streeft naar een stabiele toestand. De γ -straling is een begeleidend verschijnsel.

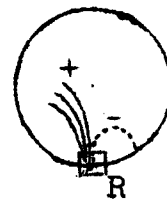
Par. 4

Methodes om radio-actieve straling te onderzoeken.I Wilson - camera.

zie Schweers IV blz. 210 bij fig. 204 en 205.



In A bevindt zich lucht en VERZADIGDE waterdamp



R = radio-actief preparaat.
Magn.veld \perp vlak van tek. papier in.

Als de zuiger B snel naar rechts getrokken wordt krijgt het gasmengsel een adiabatische expansie \rightarrow temp.daling in A \rightarrow waterdamp wordt OVER - verzadigd.

De damp kan pas condenseren als er CONDENSATIE KERNEN zijn. Ook IONEN kunnen als condensatie kernen optreden. Dit is een eigenschap die ionen wel, doch ongeladen atomen niet hebben.

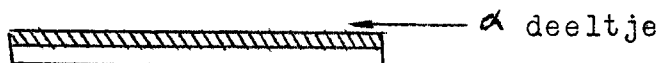
Welnu, de radio-actieve straling heeft een ioniserend vermogen \rightarrow ionen-spoor. Zie verder Schw. IV blz. 211

II Glaser vat.

zie Schw. IV blz. 211 en 212 bij fig. 206

III Fotografische plaat.

Schw. IV blz. 212 bij fig. 207



Als een α deeltje een AgBr - molecuule passeert, wordt dit molecuule ontleed in Ag en Br. Langs de weg, die een α deeltje in de gelatine laag aflegt, worden dus alle AgBr-korrels ontwikkeld.

Bij het ontwikkelen van de plaat komt de baan van het α -deeltje voor de dag als een snoer van ontwikkelde Ag - korrels.

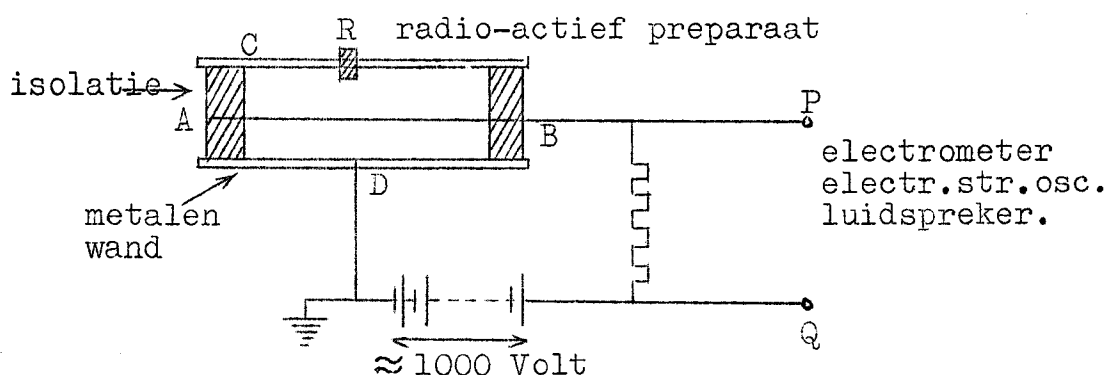
IV Scintillatie - methode.

Schw. IV blz. 220 bij fig. 212

V Geiger - Müller - teller.

zie blad 49.

V Geiger-Müller - teller.



De eigenlijke telbuis is een ontladingsbuisje, dat gevuld is met een gasmengsel van bepaalde samenstelling en druk. De draad AB, die midden door de cylinder loopt is anode. De celwand CD is kathode.

Tussen de draad en de cylinderwand bestaat een spanning van ≈ 1000 V, zó, dat er net geen ontlading plaats heeft.

Als nu een geladen deeltje of een foton de buis binnenkomt worden de gas-atomen geïoniseerd \rightarrow sterk veld \rightarrow stootionisatie \rightarrow vonk - ontlading. In de keten ontstaat een stroomstoot, die met behulp van een versterker kan worden aangetoond.

Aldus heeft men kunnen nagaan, hoeveel α deeltjes door 1 gram radium per jaar gevormd worden.

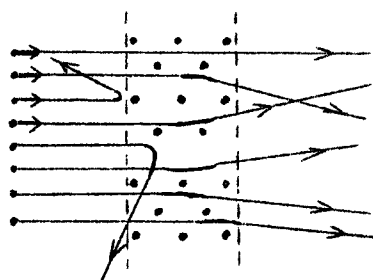
\therefore getal van Avogadro.

Hoofdstuk VIII. Beuw van het atoom.

Par. 1) Het atoommodel van Rutherford (1871 - 1937)

1) De proef die aanleiding heeft gegeven tot het ontwerp v.h. atoommod.

Zie Schw. IV blz. 182 fig. 178 en 179



In 1911 deed Rutherford de volgende proef: Een zeer dun metaalfolie werd bestraald met een eenvenwijdige bundel α deeltjes (16000 km/sec.)

In die tijd stelde men zich een molecule voor als een hard glad volkomen veerkrachtig bolletje met diameter ter grootte van 10^{-10} à 10^{-11} meter. (Berekend in kin. gastheorie)

Het metaal dacht men zich als een vrij compact rooster van deze bolletjes. In verband met deze voorstelling was het te verwachten, dat de α -deeltjes t.g.v. de botsing met deze bolletjes in alle richtingen verstrooid zouden worden.

De proef wees iets anders uit:

1e. Bijna alle α deeltjes drongen ZONDER MERKBARE VERANDERING door het metaal folie heen.

2e. Enkele deeltjes kregen een sterke afwijking v.d. oorspr. richting

3e. Sommige deeltjes werden teruggekaatst. ($\approx 90^\circ$)

Hieruit trok Rutherford de conclusie:

ad 1. Het overgrote deel van een atoom is een LEGE ruimte.

ad 2. en 3. Vrijwel alle massa v.h. atoom is in een zeer kleine KERN geconcentreerd. Deze kern is positief geladen.

Aldus kwam Rutherford tot het naar hem genoemde atoom-model:

Een atoom met atoomnummer Z bestaat uit een zware positieve kern met lading Ze , die bijna de gehele massa v.h. atoom bevat, omgeven door Z lichte elektronen met lading $-e$

De diameter van de kern bedraagt ongeveer $\frac{1}{10000}$ à $\frac{1}{100000}$ deel van de atoom - diameter.

Uitgaande van deze hypothese stelde Rutherford een formule op volgens welke het percentage deeltjes met een bep. afwijking ϕ ($0 \leq \phi \leq 180^\circ$) kon berekend worden. Uitkomsten v.d. form. klopten precies met

2) De kern van het atoom.

Proeven: Atomen van diverse stoffen werden beschoten met α -deeltjes \rightarrow kernreacties.
Zie Schw. IV blz. 220 bij fig. 212 en blz. 221 bij fig. 214

Uit deze proeven trok men de conclusie dat de kern van een atoom is opgebouwd uit twee soorten nucleonen:

I protonen \oplus H^+ $e = + 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \rightarrow \frac{1}{1}H$

II neutronen \ominus $m = m_{\text{proton}}$ $e = 0 \rightarrow \frac{1}{0}n$.

Dus de kern:



Men onderscheidt:

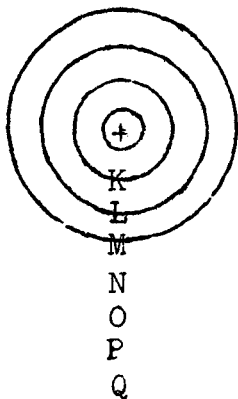
Kern-massa \rightarrow aantal deeltjes in de kern.

Kern-lading \rightarrow aantal protonen = atoomnummer Z

b.v. ${}_{7}^{14}\text{N} \rightarrow$ kernmassa 14 \rightarrow kernlading 7 \rightarrow 7^e plaats in periodiek-systeem.

${}_{17}^{35}\text{Cl} \rightarrow$ kernmassa 35 \rightarrow kernlading 17 \rightarrow 17^e plaats in periodiek-systeem.

${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow$

3) Electronen schillen.

De electronen die als satellieten om de kern van het atoom bewegen, zijn gegroepeerd in schillen.

In de n^{e} schil maximaal $2n^2$ electronen.

K schil \rightarrow max. 2

L schil \rightarrow max. 8

M schil \rightarrow max. 18

enz.

Q schil \rightarrow max. 98

Hoe de electronen over de schillen verdeeld zijn wordt door moeilijke quantum wetten geregeld. Het is n.l. niet nodig dat een lagere schil "vol" is voordat een hogere schil wordt

bezet. b.v. Ca 2, 8, 8, 2
Uraan 2, 8, 18, 32, 18, 12, 2

N.B. Alle elementen met een gelijk aantal buiten electronen vertonen in chemisch en spectroscopisch opzicht gelijksoortige trekken.

M.A.W. De buiten electronen bepalen in hoofdzaak de ch.activiteit.

Par. 2 Isotopen.

Isotopen hebben dezelfde kern-lading. } zelfde aantal protonen
verschillende kernmassa } versch. aantal neutronen.

Van waterstof zijn drie isotopen bekend n.l.:

${}_{1}^{1}\text{H} \rightarrow$ ion heet proton.

${}_{1}^{2}\text{H} \rightarrow$ ion heet deuteron, molecule heet deuterium.

${}_{1}^{3}\text{H} \rightarrow$ ion heet triton, molecule heet tritium.

Zwaar water.

zie blad 51

Zwaar water. Als in H_2O èèn of beide H atomen een zwaar H-atoom is. Zwaar water komt in gewoon water voor 0,02 % voor.

Bij electrolyse wordt zwaar water minder gemakkelijk ontleed. Daar door wordt in het overblijvende water de concentratie van zwaar water groter.

§ 3. Moleculen: Atomen kunnen zich verenigen tot grotere atoom - complexen → moleculen.
Bij elementen → molec. uit atomen van dezelfde soort.
Bij verbindingen → zie scheikunde.

§ 4. Nadere beschouwing van de kern van een atoom.

punt 1) Vraag: Waarom kan men NIET zeggen: In de kern zitten protonen en electronen?

Antw.: Volgens de kennis die wij op dit ogenblik van de natuurkunde hebben, zou daar geen tegenspraak in zijn. Aanvankelijk nam men trouwens in de officiële natuurkunde aan, dat de kern was opgebouwd uit protonen en electronen. Naarmate de theorie zich ontwikkelde bleek echter, dat men op onoverkomelijke bezwaren en zelfs op tegenspraken stootte, als men aannam dat de kern is opgebouwd uit protonen en electronen.

b.v. De spectrumanalyse van N_2 leert, dat zich in de stikstofkern een EVEN aantal deeltjes moeten bevinden.

Welnu: bestond $^{14}_7N$ uit 14 protonen en 7 electronen, dan bevatte de kern $^{21}_7$ deeltjes, d.i. een oneven aantal. Neemt men aan, dat de kern bestaat uit 7 protonen en 7 neutronen, dan zijn er in de kern 14 deeltjes, even!

Conclusie: Op gezag van de hogere natuurkunde, nemen we aan, dat de kern is opgebouwd uit TWEE soorten NUCLEONEN, (nucleus = kern), n.l.:

PROTONEN en NEUTRONEN

Het aantal protonen + neutronen = A (massa-nummer)
Het aantal protonen = Z (atoom-nummer)
Het aantal neutronen = N = A - Z

punt 2) De binding tussen de nucleonen van de kern.

Een van de moeilijkste onderwerpen van de kern-fysica is het probleem: hoe kunnen protonen en neutronen zich aaneen hechten tot een stabiele kern.

De hogere natuurkunde leert hierover, dat er tussen de nucleonen van de kern TWEE SOORTEN krachten werkzaam zijn:

I De coulomb-afstoting tussen de protonen.

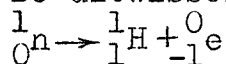
II De z.g. KERN-KRACHTEN. Dit zijn bepaalde specifieke AAN-TREKKINGSKRACHTEN, die totaal verschillen van de Coulombkrachten of de gravitatie krachten.

Eigenschappen van de kernkrachten.

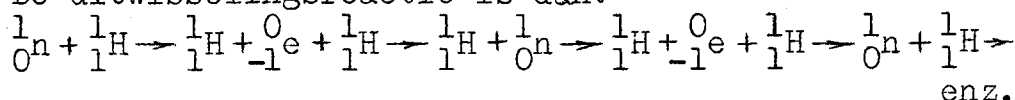
a) Ze hebben een reikwijdte van ten hoogste $2,5 \cdot 10^{-15}$ m. Ze treden dus pas op als de nucleonen zich binnen deze afstand bevinden: Op grotere afstand zijn ze NIET WERKZAAM.

b) Ze worden veroorzaakt door z.g. UITWISSELINGSREACTIES IN de kern. Er zijn twee typen uitwisselingsreacties.

1) De uitwisselingsreactie waarbij een neutron vervalt:

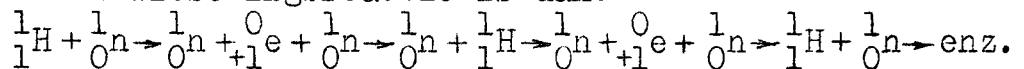


De uitwisselingsreactie is dan:



- 2) De reactie waarbij een proton zich transformeert in een neutron en een + electron volgens: ${}^1_1\text{H} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^0_{+1}\text{e}$

De uitwisselingsreactie is dan:



Bij deze uitwisselingsreacties wisselen de protonen en de neutronen dus hun IDENTITEIT uit.

Men moet zich dus niet voorstellen, dat de nucleonen in een stabiele kern in rust zijn:

Aangrenzende protonen en neutronen wisselen dus aanhoudend hun identiteit uit.

Dit proces voltrekt zich in iedere stabiele kern zonder dat deze van samenstelling verandert of een straling uitzendt.

- Opmerking: a) Bij de laatste reactie treedt dus een nieuw deeltje op: het positieve electron = positon. Het bestaan van deze deeltjes was al in 1928 op grond van theoretische berekeningen voorspeld. Het werd pas in 1932 door de Amerikaan Anderson waargenomen in cosmische stralen. Later ook in de Wilson Camera. zie Schw. blz. 228, 299.
- b) Het is voor ons niet helemaal verklaarbaar, dat de uitwisselingsreacties aantrekkende krachten kunnen veroorzaken. We kunnen dit vergelijken met een soort "elkaar aan de praat houden".

punt 3) Het volume en de vorm van de kern.

De hogere natuurkunde leert:

- 1^o) dat het volume van een atoomkern ongeveer r.e. is met het aantal nucleonen in de kern.
In formule: $V_{\text{kern}} = \text{const.} \cdot A$.
Het aantal nucleonen per m^3 . is dus $= \frac{A}{\text{const.} \cdot A} = \text{constant}$ getal. Dit wil dus zeggen, dat in iedere kern het aantal nucleonen per m^3 even groot is. De concentratie van de protonen en neutronen is dus in iedere kern dezelfde.
- 2^o) dat iedere kern bij benadering bolvormig is
- 3^o) dat de nucleonen aan het kern-oppervlak een EXTRA naar het inwendige van de kern toe gerichte kracht ondervinden. Aan het kern-oppervlak bestaat dus een "kracht-zône", zoals bij een vloeistof-druppel.

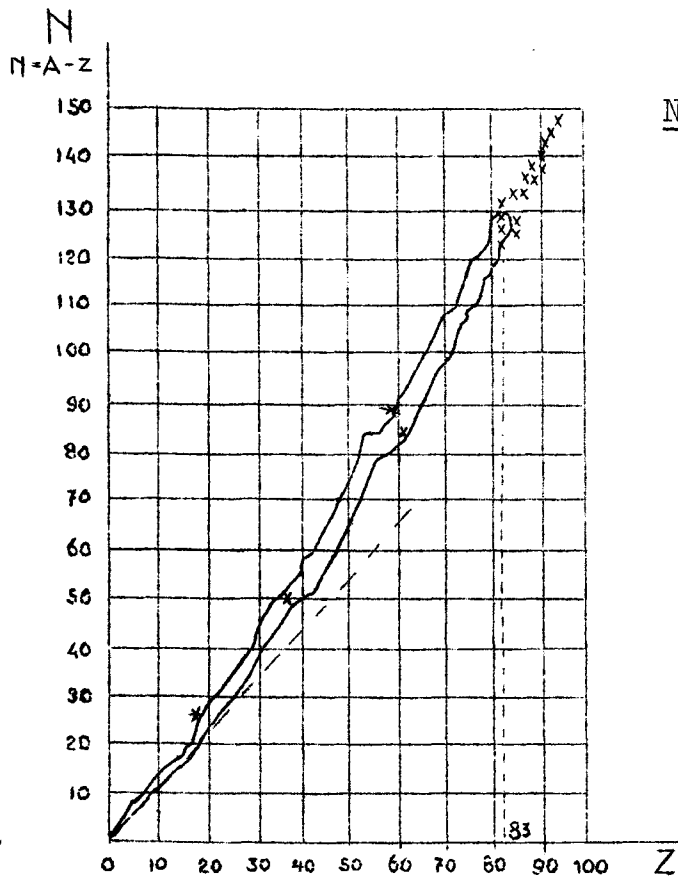
De punten 2^o) en 3^o) zijn voor ons ook wel aanvaardbaar. De nucleonen in het inwendige van de kern ondervinden gemiddeld in alle richtingen even grote kern-krachten. De nucleonen aan het kernoppervlak ondervinden alleen kern-krachten, die naar het kern-inwendige toe gericht zijn. (Analogie met de oppervlakte spanning van een vloeistof en de reden waarom een vloeistofdruppel streeft naar de bolvorm).

punt 4) Stabiele kernen.

Men kan de IN DE NATUUR VOORKOMENDE elementen met hun isotopen in een grafische voorstelling rangschikken, waarbij het aantal NEUTRONEN (N) in de kern wordt aangegeven als functie van het aantal PROTONEN (Z)

$$\begin{array}{c} \uparrow N \\ \rightarrow Z \end{array} \left(\text{Schw. blz. 224} \right) \begin{array}{c} \uparrow N-Z \\ \rightarrow Z \end{array}$$

De fig. op blz. 51 b. geeft een globaal beeld van deze grafiek: alle in de natuur voorkomende elementen



met hun isotopen liggen BINNEN de getekende 'strook'.

NB. Punten op eenzelfde verticale as zijn isotopen van EENZELFDE ELEMENT.

De isotopen aangegeven door een * zijn radio-actief.

De grafiek leert:

- 1°) bij de lichte elementen ($Z < 30$) is het aantal neutronen ongeveer gelijk aan het aantal protonen.
- 2°) Bij de zwaardere elementen groeit het aantal neutronen sneller aan dan het aantal protonen. In de zeer zware elementen zijn er ongeveer 1,6 x zoveel neutronen als protonen.
- 3°) de elementen en hun isotopen boven $Z = 83$ zijn radio-actief.

Vraag: Hoe komt het, dat in de zwaardere kernen meer neutronen dan protonen zitten?

Antw.: In de zwaardere kernen zitten veel protonen. De protonen stoten elkaar af, Deze afstotende krachten heb-

ben een grote reikwijdte.

De uitwisselingskrachten tussen de protonen en de neutronen hebben echter een zeer kleine reikwijdte.

Naarmate de kern meer protonen heeft moeten er een nog groter aantal neutronen zijn om via de uitwisselingskrachten de onderlinge afstoting van de protonen te compenseren.

Conclusie: Alleen kernen waarin de verhouding van neutronen en protonen BINNEN BEPAALDE GRENZEN ligt KUNNEN stabiel zijn.

Opm.: a) De elementen met ONEVEN atoomnummers hebben slechts een zeer klein aantal isotopen (èèn of twee)
De elementen met EVEN atoomnummers hebben over het algemeen meer isotopen (tot 10 toe!)

b) Uit de grafiek blijkt, dat niet alleen alle elementen met $Z > 83$ radio-actief zijn, maar ook enkele isotopen van lichte in de natuur voorkomende elementen.

N.B. Vraag: Aan welke voorwaarde moet een kern voldoen opdat deze STABIEL zal zijn.

Antw.: Aan twee voorwaarden:

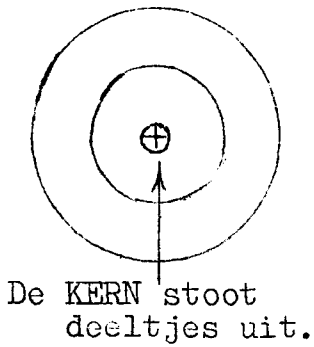
- 1°) De kern moet zoveel protonen en neutronen bevatten, dat de kernkrachten (= uitwisselingskrachten) tussen de naburige nucleonen de afstotende coulombkrachten die de protonen op elkaar uitoefenen compenseren.
- 2°) De kern moet alleen dan splijtbaar zijn, als er VAN BUITEN AF aan de kern voldoende energie wordt toegevoerd.

We zullen in de volgende paragraaf zien, dat een kern per sé NIET STABIEL is, als aan èèn van deze of aan beide voorwaarden niet voldaan wordt.

§ 5. Natuurlijke radio-activiteit.

punt 1) Als men over natuurlijke radio-activiteit spreekt, bedoelt men de radio-activiteit die optreedt BIJ DE IN DE NATUUR VOORKOMENDE ELEMENTEN EN HUN ISOTOPEN. Dit zijn dus de in bovenstaande grafiek aangeduide zeer zware elementen met atoomnummer groter dan 83 en enkele isotopen van lichte elementen.

Punt 2) Van de radio-actieve elementen of de radio-actieve isotopen zijn de atoom-KERNEN NIET STABIEL.



De KERN stoot deeltjes uit.

De KERNEN van de radio-actieve atomen vallen vanzelf uiteen en stoten daarbij MATERIE - deeltjes uit in de vorm van α en β deeltjes. ER BLIJFT DAN EEN ANDERE ATOOMKERN OVER.

Wanneer een kern overgaat in een andere, zij het door de uitstoting van een α deeltje dan wel door de uitzending van een β deeltje, dan komt er bij dat proces een bepaalde hoeveelheid energie vrij, die door het α - of β - deeltje als A.v.B. wordt opgenomen; wat er eventueel nog aan energie overblijft verschijnt in de vorm van γ - stralen. De γ - straling is dus een BEGELEIDEND verschijnsel.

Regels met betrekking tot de verandering van de kern.

I Bij iedere α - uitzending gaat de atoom-kern over in een isotoop van een ander ELEMENT, waarvan het MASSA-NUMMER (A) 4 KLEINER is dan dat van de oorspronkelijke kern, en het ATOOM-NUMMER (Z) 2 kleiner is.

m.a.w.: Bij een α - uitzending gaat de atoomkern TWEE plaatsen TERUG in het periodiek systeem.

II Bij een β - uitzending blijft het MASSANUMMER (A) CONSTANT, maar wordt het ATOOMNUMMER (Z) EEN GROTER.

m.a.w.: Bij een β - uitzending gaat de atoomkern EEN plaats VOORUIT in het periodiek systeem.

Punt 3) Deze verval-theorie noemt men de DESINTEGRATIE-THEORIE VAN RUTHERFORD.

Punt 4) Wat betreft de TIJDSDUUR die de kernen van een radio-actieve isotoop nodig hebben om uiteen te vallen in kernen van de nieuwe isotoop, bestaat de volgende wetmatigheid:

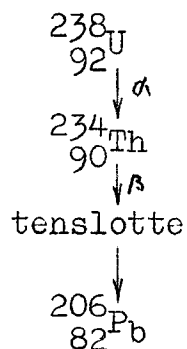
DE TIJDSDUUR WAARIN DE HELEFT VAN EEN AANTAL KERNEN VAN EEN BEPAALDE RADIO-ACTIEVE ISOTOOP DESINTEGREERT TOT KERNEN VAN DE NIEUWE ISOTOOP IS CONSTANT.

Deze tijdsduur heet de HALVERINGSTIJD VOOR DEZE RADIOACTIEVE ISOTOOP.

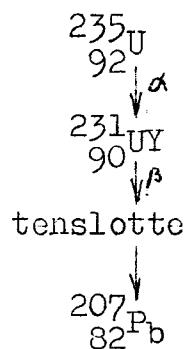
Vraag. Wat wil zeggen: de halveringstijd van ${}_{92}^{238}\text{U}$ is $4,5 \cdot 10^9$ jaar?

Punt 5) De ZWARE in de natuur voorkomende radioactieve elementen zijn in DRIE AFSTAMMINGS REEKSEN te groeperen. (zie ook Schw. blz. 227)

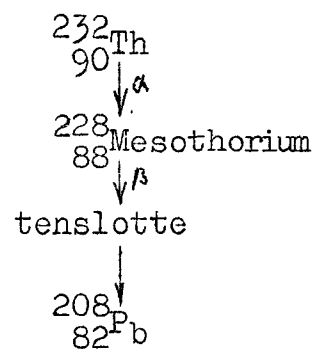
URAAAN-reeks



ACTINIUM-reeks



THORIUM-reeks



We merken op, dat de desintegratie van een in de natuur voorkomend ZWAAR element begint met een α - uitzending. Pas bij een volgende desintegratie heeft een β - uitzending plaats.

Punt 6) De verklaring van de α - uitzending.

NB. Voor de overzichtelijkheid splitsen we de verklaring in delen:

- a) Men kan bewijzen (Einstein, $E = mc^2$) dat er ENERGIE VRIJKOMT als vrije protonen en vrije neutronen zich verenigen tot een atoomkern.
- b.v. Wanneer een vrij proton en een vrij neutron zich verenigen tot een ${}^2_1\text{H}$ -kern (deuteron), komt er 2,2 MeV VRIJ.
- Wanneer twee vrije protonen en twee vrije neutronen zich verenigen tot een ${}^4_2\text{He}$ -kern komt 28 MeV VRIJ.
- Aldus kan men voor iedere atoomkern berekenen hoeveel energie er vrijkomt bij de vorming van deze kern uit vrije protonen en vrije neutronen.
- b) Het laatste voorbeeld is erg belangrijk voor de verklaring van de α -uitzending. Als dus in een nucleonen-rijke kern door een TOEVALLIGE SAMENLOOP twee protonen en twee neutronen zo met elkaar reageren, dat er een ${}^4_2\text{He}$ -kern gevormd wordt, komt er IN DE KERN 28 MeV VRIJ: het gevormde α -deeltje krijgt dan dus IN DE KERN een A.v.B. van 28 MeV.
- c) Men kan nu voor iedere atoom-kern berekenen hoeveel MeV een toevallig in de kern gevormd α -deeltje MOET hebben om "het oppervlakte-vlies" van de kern te doorbreken. Deze berekening leert:

- 1^o) In kernen waarvan $Z \leq 83$ heeft een eventueel gevormd α -deeltje MEER dan 28 MeV nodig om door het kernoppervlak heen te dringen. Deze kernen kunnen dus nooit een α -deeltje uitzenden: deze kernen zijn dus stabiel t.o.v. de uitzending van α -deeltjes.
- 2^o) In sommige kernen waarvan $Z > 83$ heeft een eventueel gevormd α -deeltje MINDER dan 28 MeV nodig om door het kern-oppervlak heen te dringen. Deze kernen zijn dus ONSTABIEL t.o.v. de uitzending van α -deeltjes. De energie van de uitgestoten α -deeltjes ligt tussen 4 en 9 MeV.

Conclusie: Alleen voor kernen waarvan $Z > 83$ bestaat er kans dat deze onstabiel zijn t.o.v. de uitzending van α -deeltjes.

Punt 7) Stelling. Bij een α -uitzending bij een daarvoor in aanmerking komende kern is:

NB.

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{vòòr de } \alpha\text{-uitzending}} < \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{nà de } \alpha\text{-uitzending}}$$

Bewijs.

$$\text{Stel } \frac{N_{\text{vòòr}}}{Z_{\text{vòòr}}} = 1,6, \text{ dan is } N_{\text{vòòr}} = 1,6 Z_{\text{vòòr}}$$

$$\text{Welnu: } \frac{N_{\text{nà}}}{Z_{\text{nà}}} = \frac{N_{\text{vòòr}} - 2}{Z_{\text{vòòr}} - 2} = \frac{1,6 Z_{\text{vòòr}} - 2}{Z_{\text{vòòr}} - 2} = \frac{1,6(Z_{\text{vòòr}} - 2) + 1,2}{Z_{\text{vòòr}} - 2} =$$

$$1,6 + \frac{1,2}{Z_{\text{vòòr}} - 2}$$

$$\text{Dus: } \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{vòòr de } \alpha\text{-uitzending}} < \left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{nà de } \alpha\text{-uitzending}}$$

Dit bewijs is alleen geldig als $\left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{vòòr}} > 1$, dus alleen voor kernen waarin het aantal neutronen groter is dan het aantal protonen.

Maar dit is altijd het geval bij de zware kernen met $Z > 83$, en deze zware kernen komen alleen maar in aanmerking voor een α -uitzending.

Conclusie:

Conclusie: Bij iedere α -uitzending uit een daarvoor in aanmerking komende zware kern NEEMT DE VERHOUDING tussen het aantal neutronen en protonen TOE.

Punt 8) Verklaring van de β -uitzending.

NB. In § 4 punt 2) hebben we vermeld, dat de samenhang tussen de nucleonen in een kern veroorzaakt wordt door de z.g. KERNKRACHTEN, en dat deze kernkrachten UITWISSELINGS-KRACHTEN zijn: in iedere atoom-kern wisselen de protonen en de neutronen voortdurend hun IDENTITEIT uit.

Nu kan het gebeuren, dat in de zware kern na een of meer α -uitzendingen HET AANTAL NEUTRONEN NAAR VERHOUDING TE GROOT GEWORDEN IS. (zie punt 7)

Is dat het geval, dan is er KANS, dat een neutron in de kern uit eenvalt in een proton en een electron (${}^1_0n \rightarrow {}^1_1H + {}^0_{-1}e$), ZONDER DAT ER EEN PROTON BESCHIKBAAR IS OM HET UITWISSELINGS PROCES VORT TE ZETTEN. Het aldus ontstane electron kan dan echter niet in de kern BLIJVEN, en wordt onmiddellijk uitgestoten. (We laten de verantwoording van de energie hier buiten beschouwing, omdat deze voor ons TE ingewikkeld is).

Conclusie: De β -uitzending treedt dan en slechts dan op ALS ZICH IN DE KERN TE VEEL NEUTRONEN BEVINDEN OM DE IDENTITEITS-UITWISSELING GAANDE TE HOUDEN.

Punt 9) Opmerkingen.

a) De verval-reeksen van URAAN, ACTINIUM en THORIUM beginnen met een α -uitzending.

Daarop volgt een β -uitzending.

Het is nu duidelijk waarom een β -uitzending VOLGT op een of meer α -uitzendingen. (zie ook Schw. blz. 227, fig. 218).

b) Met nadruk wijzen we er op, dat er een wezenlijk verschil bestaat tussen een α - en een β -uitzending.

Bij een α -uitzending zendt de kern VIER VAN HAAR NUCLEONEN uit, n.l. twee protonen en twee neutronen (die zich vóór de uitzending IN HET INWENDIGE VAN DE KERN verenigd hebben tot een ${}^4_2\text{He}$ -kern).

Bij een β -uitzending blijft het AANTAL NUCLEONEN IN DE KERN ONVERANDERD. In de kern is alleen een neutron overgegaan in een proton, waar bij het overtollige electron uit de kern gestoten wordt.

c) Men kan bewijzen, dat IEDERE KERN (Radio-actief of niet) STABIEL IS t.o.v. DE UITZENDING VAN PROTONEN, NEUTRONEN, DEUTERONEN enz.

EEN RADIO ACTIEVE KERN KAN ZICH ALLEEN MAAR VAN HAAR NUCLEONEN ONTDOEN VIA EEN α -UITZENDING.

Vraag: Bij de proef die Rutherford deed om te bewijzen dat zich in een atoom-kern protonen bevinden, werden toch protonen uit atoomkernen vrijgemaakt, en bij de proef van Chadwick werden neutronen uit atoom-kernen vrijgemaakt. Is dit niet in tegenspraak met de bewering, dat iedere kern stabiel is t.o.v. de uitzending van protonen en neutronen?

Antw.: Bij deze proeven werden inderdaad (via een beschieting met α -deeltjes) protonen resp. neutronen vrij gemaakt, maar deze nucleonen kwamen vrij als gevolg van KERN REACTIES tussen de energie-rijke α -deeltjes en de ${}^{14}_7\text{N}$ kernen, resp. ${}^9_4\text{Be}$ -kernen.

Deze kernreacties als zodanig, zijn GEEN RADIO-ACTIEVE verschijnselen. (Zo'n kern-reactie kan wel TOT GEVOLG hebben, dat er een NIEUWE kern gevormd wordt die radio-actief is, zoals we zullen zien bij de KUNSTMATIGE radioactiviteit. Maar deze radioactiviteit staat geheel los van de voorafgaande kern-reactie als zodanig)

EEN KERN IS RADIO-ACTIEF ALS DEZE SPONTAAN DESINTE-
GREERT, dus zonder dat er van buitenaf enige invloed
op de kern wordt uitgeoefend.

punt 10) Verklaring van de γ -uitzending.

Als een kern een α - of β -deeltje uitzendt, gaat deze kern
over in een isotoop van een ANDER ELEMENT.

Bij de vorming van dit α - of β -deeltje in de gegeven kern is
er IN deze kern een hoeveelheid energie vrijgekomen. Deze ener-
gie kan geheel worden overgedragen op het uitgezonden deeltje
in de vorm van A.v.B. Dikwijls blijft er een gedeelte van deze
in de kern vrijgekomen energie IN DE NIEUWE KERN ACHTER.

De isotoop die dan het resultaat is van de α - of β uitzending
uit de gegeven kern, heeft dan meer energie dan deze isotoop in
normale toestand bezit. Men zegt dan, dat de nieuwe kern in
"aangeslagen" toestand verkeert.

Na enige tijd wordt deze overtollige energie dan uitgezonden in
de vorm van een electromagnetische straling, die men γ -stralen
noemt. Corrector gezegd: Na enige tijd gaat de aangeslagen kern
door uitzending van een of meer γ -fotonen over in de grondtoe-
stand.

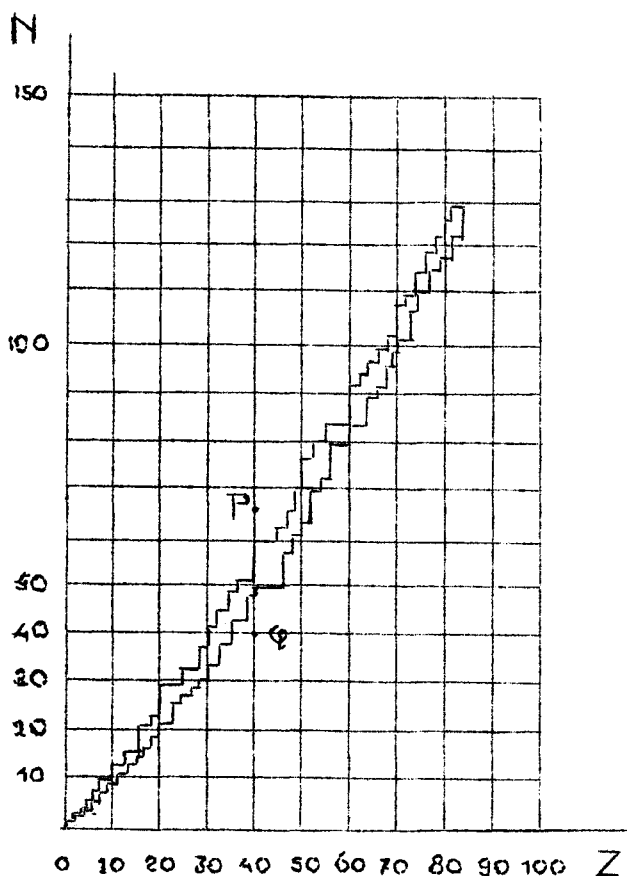
De γ -fotonen hebben gemiddeld miljoen maal zoveel energie als
de fotonen van zichtbaar licht.

Men kan de γ -uitzending dus beschouwen als een secundair bij-
product van radio-actief verval.

punt 11) Opmerking. Via de radio-activiteit van sommige lichte in de na-
tuur voorkomende isotopen kan men de ouderdom van
voorwerpen bepalen. Hierop berust de $^{14}_6\text{C}$ -methode.
Uit de intensiteit van de straling, die het $^{14}_6\text{C}$
nog in boomresten heeft, bepaalt men via de halve-
ringstijd (5568 jaar) de ouderdom.

6 Kunstmatige radio-activiteit.

Punt 1)



In § 4 blz. 51 b. hebben we ALLE IN DE NATUUR VOORKOMENDE kernen in een grafiek verzameld. Deze grafiek bracht in beeld hoe het aantal neutronen (N) in deze kernen zich verhoudt tot het aantal protonen (Z). De radio-actieve kernen waren aangegeven door een *. De overige kernen zijn stabiel; dit zijn er welgeteld 275.

Ondanks de meest nauwkeurige wetenschappelijke onderzoeken heeft men in de natuur nooit een kern van een andere samenstelling gevonden dan die welke in bovengenoemde grafiek zijn aangetekend.

In nevenstaande grafiek geeft de gekartelde strook de N - Z grafiek van de 275 in de natuur voorkomende STABIELE kernen.

Het is niet onmogelijk, dat er bij het ontstaan der aarde nog andere kern-typen geweest zijn (b.v. P en Q), maar deze moeten dan wel radio-actief geweest zijn met zo'n kleine halveringstijd, dat deze kernen reeds sinds eeuwen volledig gedisintegreerd zijn tot stabiele kernen.

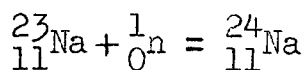
Conclusie: Iedere kern van een andere protonen en neutronen-samenstelling dan de 275 in nevenstaande grafiek aangetekende stabiele kernen, IS ONSTABIEL, dus radioactief.

Punt 2) De proeven van Rutherford en Chadwick bewijzen niet alleen, dat de kernen zijn opgebouwd uit protonen en neutronen, maar ook, dat het mogelijk is om een gegeven kern om te zetten in een isotoop van hetzelfde of van een ander element.

Daartoe moet de gegeven kern beschoten worden met α -deeltjes, neutronen, protonen of deutronen: Het projectiel komt dan in botsing met de gegeven kern, met het gevolg dat er een KERN-REACTIE plaats heeft.

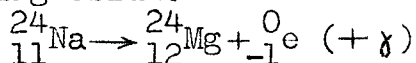
Bij zo'n kern-reactie kunnen radio-actieve isotopen ontstaan.

b.v. Na kernen beschieten met neutronen. Wordt een Na-kern getroffen door een neutron, dan heeft de volgende kernreactie plaats:



Bij deze kern-reactie ontstaat dus een isotoop van het element natrium.

${}_{11}^{24}\text{Na}$ is radio-actief met halveringstijd 15 uur: onder uitzending van een electron gaat het radio-actieve ${}_{11}^{24}\text{Na}$ over in STABIEL magnesium.



Conclusie: Door beschieting van stabiele, in de natuur voorkomen de kernen met α -deeltjes, neutronen, protonen of deutronen is men in staat kernen te doen ontstaan die een andere protonen en neutronen-samenstelling hebben dan de 275 in de natuur voorkomende stabiele kernen, en dus radio-actief zijn.

Punt 3) Aldus "fabriceert" men dus radio-actieve isotopen. Daarom spreekt men hier van KUNSTMATIGE RADIO-ACTIVITEIT.

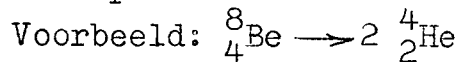
Punt 4) De kunstmatig vervaardigde isotopen worden in drie soorten verdeeld:

- I isotopen waarbij $\frac{N}{Z}$ wel goed is, maar die onstabiel zijn t.o.v. α -uitzending,
 II isotopen waarbij $\frac{N}{Z}$ te groot is,
 III isotopen waarbij $\frac{N}{Z}$ te klein is.

ad I. Dit zijn uitzonderings-gevallen, die speciaal bij de zware elementen voorkomen.

Men heeft zelfs een vierde radioactieve reeks ontdekt, die in de natuur niet voorkomt: deze begint met het kunstmatige element ${}_{93}^{237}\text{Np}$ (Neptunium) en eindigt met ${}_{82}^{209}\text{Pb}$

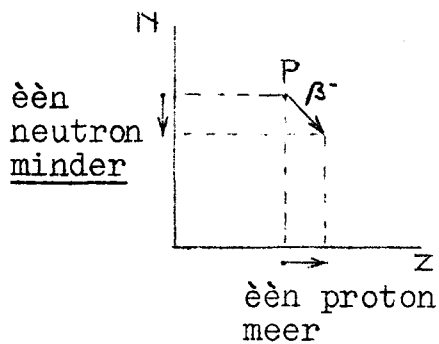
Er zijn echter onder de lichte kunstmatig vervaardigde isotopen ook α -stralers.



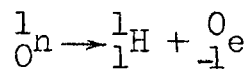
${}_{4}^{8}\text{Be}$ is een lichte kern; de verhouding $\frac{N}{Z} = 1$, dus correct.

De nucleonen van de ${}_{4}^{8}\text{Be}$ kern kunnen echter twee α deeltjes vormen waarbij veel energie vrijkomt. De kern is daarom radioactief met een zeer kleine halveringstijd van 10^{-16} sec.

ad II. Isotopen waarbij $\frac{N}{Z}$ te groot is. In zo'n kern bevinden zich dus MEER neutronen dan zich in een STABIELE kern met dit atoomnummer Z kunnen bevinden. In de grafiek op blz. 51 g. liggen deze kunstmatig vervaardigde isotopen BOVEN de strook van de stabiele kernen. (b.v. in P)



In deze kernen wordt het teveel aan neutronen opgeheven doordat een neutron uiteenvalt in een proton en een electron volgens de vergelijking:



Het gevormde electron kan niet in de kern blijven en wordt onmiddellijk uit de kern gestoten.

Er heeft dus een electron-emissie plaats. Bij deze electron emissie neemt N met èèn af en stijgt Z met èèn.

Het neutronen OVERSCHOT ($N-Z$) daalt dus met 2.

Conclusie: Een kunstmatig vervaardigde isotoop met MEER neutronen in de kern dan zich in een STABIELE kern met dit atoomnummer Z KUNNEN bevinden, is een β^- -straler.

ad III. Isotopen waarbij $\frac{N}{Z}$ te klein is.

In zo'n kern bevinden zich dus MINDER neutronen dan zich in een STABIELE kern met dit atoomnummer Z moeten bevinden. In de op blz. 51 g getekende grafiek liggen deze kunstmatig vervaardigde isotopen ONDER de strook van de stabiele kernen. (b.v. in Q)

De natuur zal er naar streven om IN deze kernen een proton te doen overgaan in een neutron.

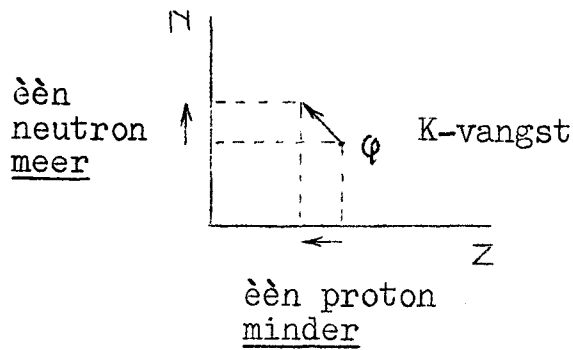
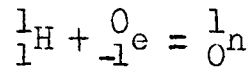
Dit kan op twee manieren:

1^o) Door electronvangst.

In dit geval trekt de kern een VAN ZIJN SATELLIET ELECTRONEN NAAR HET INWENDIGE VAN DE KERN. Meestal is dit een electron uit de K-schil, soms een electron uit de L-schil.

Dit ingevangen electron verenigt zich dan met een pro

ton van het inwendige van de kern volgens de reactie:



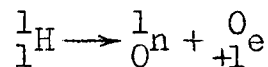
Bij een electronvangst neemt het aantal protonen in de kern met èèn af, het aantal neutronen met èèn toe.

Het neutronen OVERSCHOT ($N-Z$) neemt dan met 2 TOE.

Opmerking: Deze electron-vangst komt vooral voor bij atomen waarvan de straal van de K-schil klein is t.o.v. de afmetingen van de kern. Dus speciaal bij de zwaardere kernen.

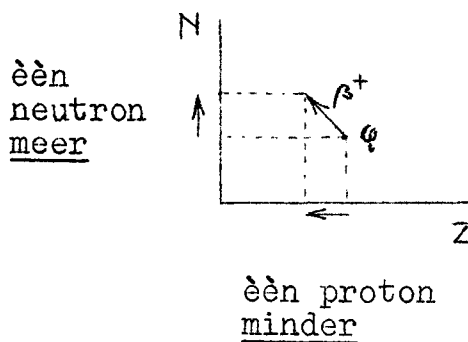
2°) Door POSITON EMISSIE.

In dit geval wordt een proton gedwongen zich te splitsen in een neutron en een POSITIEF ELECTRON (= positon) volgens de reactie:



Het gevormde positief electron (positon) kan nu niet in de kern blijven (omdat er geen neutron beschikbaar is om het uitwisselingsproces voort te zetten).

In dit geval heeft er dus een POSITON EMISSIE plaats, dus een β^+ -straling.



Bij een positon-emissie neemt het aantal protonen in de kern met èèn af, het aantal neutronen met èèn toe.

Het neutronen OVERSCHOT ($N - Z$) neemt dan met 2 TOE.

Opmerkingen: a) Het proton (${}^1_1\text{H}$) is STABIEL, d.w.z. het zal UIT ZICHZELF nooit uiteen vallen.

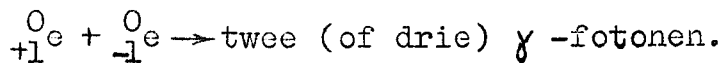
Om een proton te doen uiteenvallen in een neutron en een electron moet VAN BUITEN AF op het proton een werking worden uitgeoefend, die zeer veel energie kost (1 MeV). Deze energie moet dus IN de kern voorradig zijn, wil bovengenoemde reactie (${}^1_1\text{H} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^0_{+1}\text{e}$) kunnen plaats hebben.

Dit is de reden waarom de positon-emissie minder vaak voorkomt dan een K-vangst. Heeft de kern niet de benodigde energie voor een positon-emissie voorradig, dan moet ze zich "behelpen" met een K-vangst.

- b) Het overgaan van protonen in neutronen is experimenteel bevestigd door waarnemingen bij botsingen van snelle neutronen met protonen.
- c) Een positon is STABIEL, evenals een electron. Als een positon uit een kern vliegt, botst het binnen gemiddeld 10^{-10} sec. tegen een electron uit de omgeving van de kern. Er heeft dan bij deze botsing een merkwaardige reactie plaats: als twee tegengesteld geladen electronen tegen elkaar botsen SMELTEN ZIJ SAMEN

EN WORDEN DAARBIJ OMGEZET IN ELECTROMAGNETISCHE STRALINGSENERGIE, en wel in TWEE γ -fotonen, of (doch minder vaak) in DRIE γ -fotonen.

Dus:



conclusie uit III Een kunstmatig vervaardigde isotoop met MINDER neutronen in de kern dan zich in een STABIELE kern met dit atoomnummer Z MOETEN bevinden, is SOMS een β^+ -straler.

Eindconclusie uit § 6: Kunstmatige radio-activiteit.

I Door beschieting van stabiele in de natuur voorkomende kernen met α -deeltjes, neutronen, protonen of deuteronen, kan men KUNSTMATIG kernen vervaardigen die radio-actief zijn.

II Deze kunstmatig vervaardigde isotopen kunnen zijn:

- 1^o) α -stralers. (uitzonderingsgevallen)
- 2^o) β^- -stralers. Dit is het geval als de kunstmatige isotoop MEER NEUTRONEN heeft dan zich in een STABIELE kern met deze Z KUNNEN bevinden.
- 3^o) β^+ -stralers. Dit KAN het geval zijn als de kunstmatige isotoop MINDER NEUTRONEN heeft dan zich in een STABIELE kern van deze Z MOETEN bevinden.

Punt 5) Toepassing van de kunstmatige radio-activiteit.

Het feit dat elk scheikundig element IN EEN RADIOACTIEVE VORM geproduceerd kan worden, heeft belangrijke gevolgen, niet alleen voor de natuurkunde, maar ook voor vele andere gebieden van de wetenschap.

De toepassingen zijn:

- 1^o) Als γ -therapie in plaats van röntgen-therapie in de geneeskunde.
- 2^o) Als TRACER (SPOOR-methode). Deze toepassing is gebaseerd op het feit, dat een radioactieve isotoop van een gegeven element ZICH IN SCHEIKUNDIG EN BIOLOGISCH OPZICHT OP PRECIJS DEZELFDE WIJZE GEDRAAGT ALS DE STABIELE ISOTOOP VAN DAT ELEMENT. Het verschilt alleen van de stabiele isotoop door het bezit van radioactiviteit. Daardoor is het mogelijk de radioactieve isotoop op te sporen door de uitgezonden stralingen waar te nemen b.v. met een Geiger-teller.
De gebruikelijke gang van zaken bij de "TRACER"-methode is, dat men een kleine hoeveelheid van een radio-actieve isotoop voegt bij de niet-actieve stof waarvan men het gedrag bij een of ander technisch of biologisch proces wil volgen.
In de industrie wordt deze methode toegepast om b.v. lekken in ondergrondse waterleidingen te ontdekken, of om de stroom snelheid van benzine in pijpleidingen te controleren.
In de landbouw gebruikt men isotopen om te onderzoeken hoe meststoffen worden benut, hoe planteziekten zich verspreiden of hoe de plant verschillende stoffen opneemt.
- 3^o) Voor het steriliseren van voedselproducten.

De kunstmatig vervaardigde radio-isotopen hebben er toe bijgedragen, dat men aanzienlijke vooruitgang heeft geboekt in wetenschap en industrie. De toepassing van de radio-actieve isotopen zou wel eens de sleutel kunnen zijn tot de welvaart van toekomstige geslachten.

§ 7. Twee aantekeningen over massa en energie.

- 1) Bij de verklaring van de α -uitzending hebben we beweerd, dat er bij de vorming van een α -deeltje uit twee protonen en twee neutronen 28 MeV vrijkomt. Waar komt deze energie vandaan? Om deze vraag te kunnen beantwoorden moeten we eerst nog een ander merkwaardig feit vermelden: Men zou "volgens Bartjes" verwachten, dat de massa van een α -deeltje gelijk is aan de massa van twee protonen + de massa van twee neutronen. Bepaalt men echter met de massaspectograaf de massa van een α -deeltje, dan blijkt DAT DE MASSA VAN EEN α -DEELTJE < DE MASSA VAN 2 PROTONEN + DE MASSA VAN 2 NEUTRONEN.

NB. Bij de vorming van een α -deeltje uit twee protonen en twee neutronen IS ER DUS EEN WINST AAN ENERGIE, MAAR EEN VERLIES VAN MASSA.

Deze twee feiten worden in de RELATIVITEITS-THEORIE van EINSTEIN met elkaar in verband gebracht.

EINSTEIN bewijst n.l. DAT MASSA EEN VORM IS VAN ENERGIE.

De energie die gelijkwaardig is met een massa m kg* is gelijk aan:

$$E = m c^2 \text{ Joule.}$$

Hierin is c de lichtsnelheid in het vacuum = $3 \cdot 10^8$ m/sec.

Substitueert men in deze vergelijking voor m het massaverlies dat optreedt bij de vorming van een α -deeltje, dan vindt men voor E inderdaad 28 MeV.

Opmerking. In de mechanica hebben we de massa van een lichaam gedefinieerd als een maatstaf voor de binding van dit lichaam met de ether. Van dat standpunt uit bezien is het aanvaardbaar, dat de massa van een lichaam (= binding met de aether) een hoeveelheid energie vertegenwoordigt.

- 2) Als een positon botst tegen een electron smelten deze deeltjes samen en worden daarbij omgezet in twee (of 3) γ -fotonen. Omgekeerd: Proeven met de Wilson camera tonen aan, dat een γ -foton kan ontaarden in een electron en een positon, als dit γ -foton in de onmiddellijke nabijheid van een atoom-kern komt. Bij deze "paar-vorming" wordt dus electromagnetische stralings-energie omgezet in twee gelijk en tegengesteld geladen elektrische deeltjes. *)

Deze verschijnselen zijn duidelijke bewijzen voor de gelijkwaardigheid van MASSA en energie.

Zijn het ook bewijzen voor de gelijkwaardigheid van MATERIE en energie?

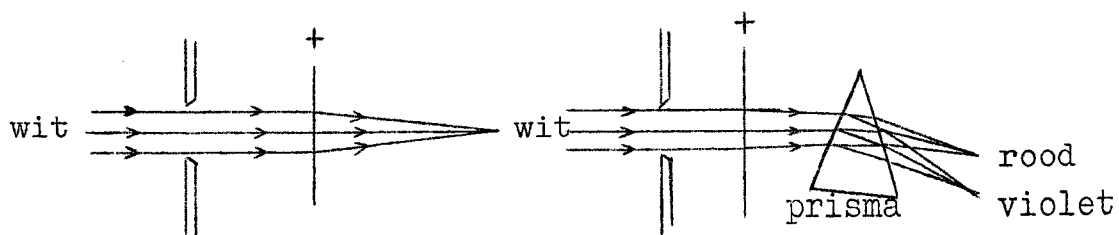
Deze vraag is vooralsnog niet te beantwoorden, omdat men nog niet weet wat een electron eigenlijk IS.

- *) Het positon en het electron hebben samen MEER MASSA, maar MINDER bewegingsenergie dan het γ -foton.

Hoofdstuk IX Spectrum.

Par. 1) Componenten van het licht.

1) Proef.



Conclusie:

1. Wit licht bestaat uit verschillende licht kleuren:

r o g g b i v

2. Iedere lichtkleur heeft een eigen brekingsindex.

$$n_r < n_o < n_g < \text{-----} < n_v$$

- 2) Proef draaiende spiegel.

Brengt men de lichtkleuren weer samen \rightarrow wit licht.

- 3) Complementaire kleuren.

Om de indruk van wit licht te krijgen is het niet nodig dal alle lichtkleuren samen vallen.

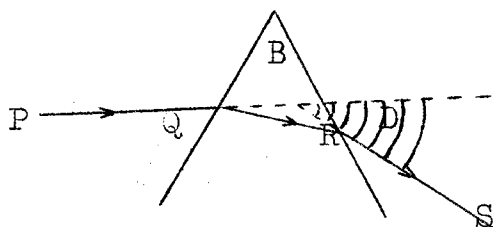
b.v. oranje + blauw \rightarrow wit.
geel + violet \rightarrow wit.

Def: Lichtkleuren die samen de indruk van wit licht geven noemt men complementaire kleuren.

Par. 2) Breking door prisma.

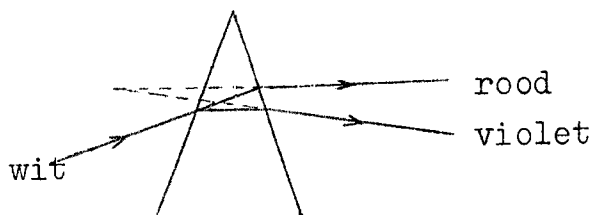
- 1) Monochromatische lichtstraal op prisma.

zie le ronde.

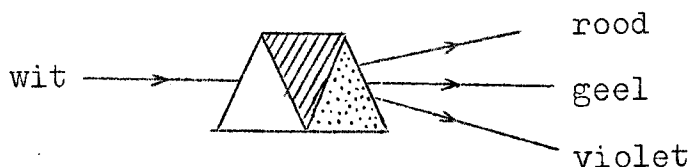


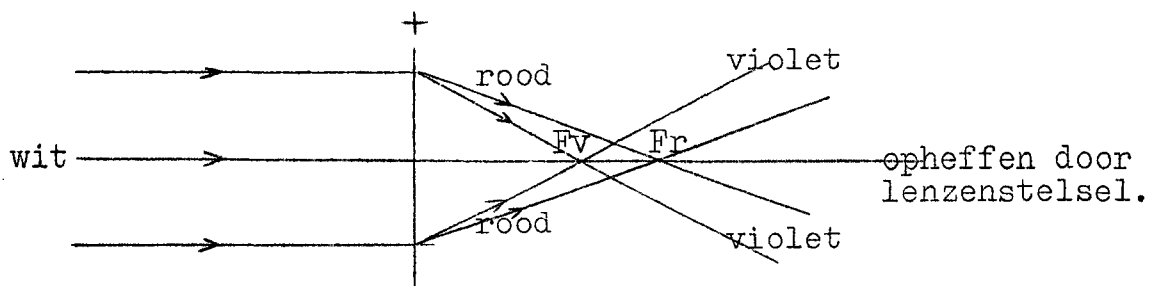
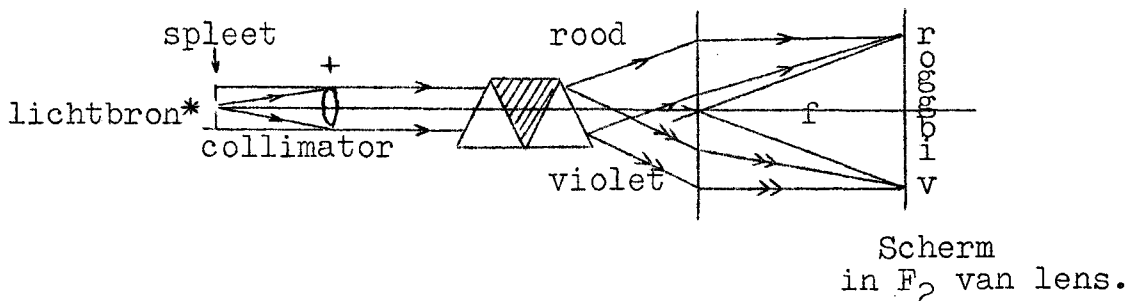
LD is de deviatie, heeft een minimum waarde. De deviatie is minimaal als QR een gelijkbenige driehoek afsnijdt.

- 2) Dispergerend vermogen.



- 3) Prisma - stelsels.



4) Chromatische aberratie bij lenzen.Par. 3) Spectrum.1) Het ontwerpen van een spectrum.

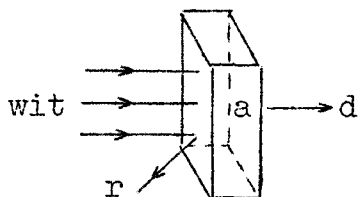
Iedere kleur heeft een eigen spleetbeeld.

Bevat het licht van de bron b.v. drie lichtkleuren → drie spleetbeelden.

Bevat het licht van de bron alle lichtkleuren → aaneengesloten reeks van spleetbeelden.

Def: Een spectrum is een reeks van spleetbeelden.

- 2) Emissie spectrum is een spectrum van het licht dat door een lichtbron wordt uitgezonden.
- 3) Absorptie spectrum.



Valt een lichtbundel op een lichaam, dan wordt een gedeelte van het licht teruggekaatst (r)
 een gedeelte door het lichaam geabsorbeerd (a)
 een gedeelte doorgelaten (d)

Men kan van het doorgelaten licht een spectrum ontwerpen. Zo'n spectrum noemt men een absorptie spectrum; dit is dus het spectrum van het licht dat na absorptie is overgebleven. Tot de absorptie spectra rekent men ook het spectrum van het teruggekaatste licht (r). Het lichaam fungeert dan als secundaire lichtbron. (kleur van ondoorzichtige lichamen, schilderij.)

N.B.4) Overzicht van de spectra.

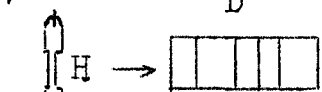
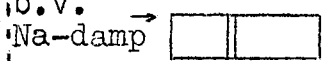
zie blad 55.

N.B. 4) Overzicht van de spectra.

Emissie Spectrum.

Spectrum door lichtbron uitgezonden

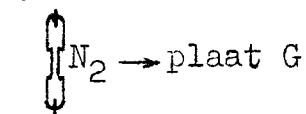
<u>Continue</u>	<u>Discontinue.</u>
als de bron is:	a) <u>lijnspectrum</u>
gloeiende vaste stof,	als bron is:
gloeiende vloeistof,	1) gloeiend gas,
gloeiend gas, waar van de gem. afstand der mol. \ll straal van merkbare werking.	bestaande uit afzonderlijke atomen.
	b.v. Na-damp



2) gloeiende ionen vonk spectrum.

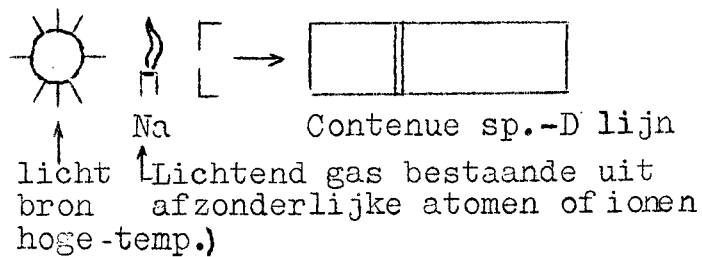
b) Banden-spectrum

als bron is een gloeiend gas, dat bestaat uit afzonderlijke meer-atomige moleculen.
b.v.

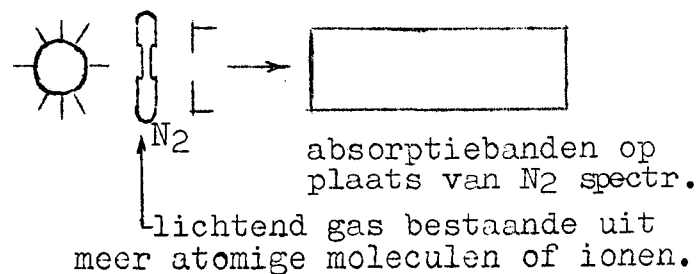


Absorptie Spectrum.

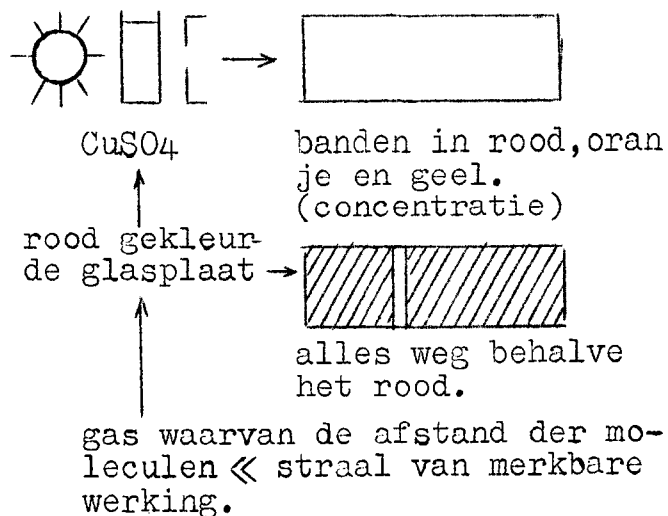
a) Absorptie lijnen.



b) Absorptie banden.



c) Absorptie v.e. continue gebied.




N.B. Par. 4) Verklaring van de emissie-spectra.


Deel I) Het spectrum v.h. licht door ATOMEN uitgezonden.

A) Waterstof.

1) Bouw van het waterstofatoom.

Volgens Rutherford bestaat het H- atoom uit  → proton + sateliet electron.

2) De elektrische energie van een H- atoom.

probleem: We beschouwen een eenzaam proton →  electr.veld,

De electr. energie van dit veld noemen we U_{proton}

Eveneens een eenzaam electron → electr.veld → $U_{\text{electr.}}$

Gevraagd: Is $U_{\text{H-atoom}} = U_{\text{proton}} + U_{\text{electron}}$?

Oplossing: Stel een proton "vangt" een sateliet electron, dat een eenparige cirkelvormige beweging om het proton gaat uitvoeren, straal cirkel r meter. Bij dit invangen verricht het veld van het proton positieve arbeid op het electron, het veld van het proton verliest daarbij energie:

$$\Delta U_{\text{prt}} = - f \frac{e}{r} \cdot e = - f \frac{e^2}{r} \text{ Joule}$$

Het electron wint bij dit invangen Δv^2 , waarmee het de kern omcirkelt.

$$\Delta U_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m v^2 \text{ Joule.}$$

We weten: $\frac{m v^2}{r} = F_{\text{centripetaal}} = f \cdot \frac{e^2}{r^2} \text{ Newt.}$ } → $\frac{1}{2} m v^2 = f \cdot \frac{e^2}{2r} \text{ Joule.}$

dus $U_{\text{H-atoom}} = U_{\text{proton}} + U_{\text{electron}} - f \cdot \frac{e^2}{r} + f \cdot \frac{e^2}{2r} = U_{\text{prot.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{1}{2} f \cdot \frac{e^2}{r} \text{ Joule.}$

dus $U_{\text{H-at.}} = U_{\text{prot.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{1}{2} f \cdot \frac{e^2}{r} \text{ Joule.}$

Conclusie: I) Het H-atoom heeft minder elektrische energie dan het eenzame proton en het eenzame electron samen hadden.

II) De elektrische energie-inhoud van het H-atoom is kleiner naarmate de straal van de cirkelbaan van het electron kleiner is →



meer



minder

3) Bezwaar tegen het atoommodel van Rutherford.

Volgens de klassieke theorie veroorzaakt het bewegend electron in de ruimte een wisselend magnetisch veld → volgens Maxwell veroorzaakt het om de H-kern cirkelend electron een electro-magnetische golf in de ruimte → Het om de kern cirkelend electron moet dus energie verliezen → blijkens de conclusie van 2) moet de straal van de cirkelbaan kleiner worden, tot tenslotte het electron "op de kern valt".

Dit gebeurt niet; het H-atoom is stabiel.

4) Bohr (1922 nobel-prijs) heeft aan het atoommodel van Rutherford twee hypothesen toegevoegd.

De hypothese van Bohr: Het sateliet electron kan niet in alle mogelijke banen rondlopen, maar slechts in z.g. STATIONAIRE BANEN d.w.z. in banen waarin het electron geen energie uitzendt.

De hogere natuurkunde (quantum mechanica) BEWIJST, dat dit de banen zijn waarvoor het IMPULSMOMENT mvr èèn van de volgende waarden bezit:

$$\boxed{m v r = n \cdot \frac{h}{2\pi}} \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

h = constante van Planck.

Elimineren we de snelheid v uit:

$$\left. \begin{array}{l} m v r = n \cdot \frac{h}{2\pi} \\ \text{en } \frac{1}{2} m v^2 = f \cdot \frac{e^2}{2r} \end{array} \right\} \text{ dan volgt: } r_n = \frac{h^2}{4\pi^2 e^2 m f} \cdot n^2 = r_1 n^2$$

Uit $U_{\text{H-atoom}} = U_{\text{pr.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{1}{2} f \cdot \frac{e^2}{r}$ volgt dan:

$$U_{\text{H-atoom}} = U_{\text{pr.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{1}{2} f \cdot \frac{e^2}{r_1 n^2}$$

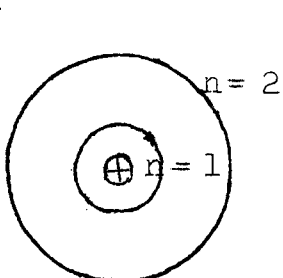
Men stelt $\frac{1}{2} \frac{f \cdot e^2}{r_1 \cdot h} = R = \text{constante van Rijdberg.}$

Dus:

$U_{\text{H-atoom}} = U_{\text{pr.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{R \cdot h}{n^2}$	$R = 3,29 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{sec}}$
$r_n = r_1 n^2$	$r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ meter.}$

Conclusies:

I)



$$r_n = r_1 n^2$$

dus: $r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1 : 4 : 9 : 16$

De toestand waarin de energie-inhoud van het atoom minimaal is noemt men de grondtoestand.

In de grondtoestand is $r = r_1 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,53 \text{ \AA}$

N.B. Dus: de straal van het H atoom $\geq 0,53 \text{ \AA}$

II) Het H-atoom kan slechts heel bepaalde energie-inhouden hebben. Men zegt: Het H-atoom kan slechts heel bepaalde ENERGIE NIVEAUS hebben.

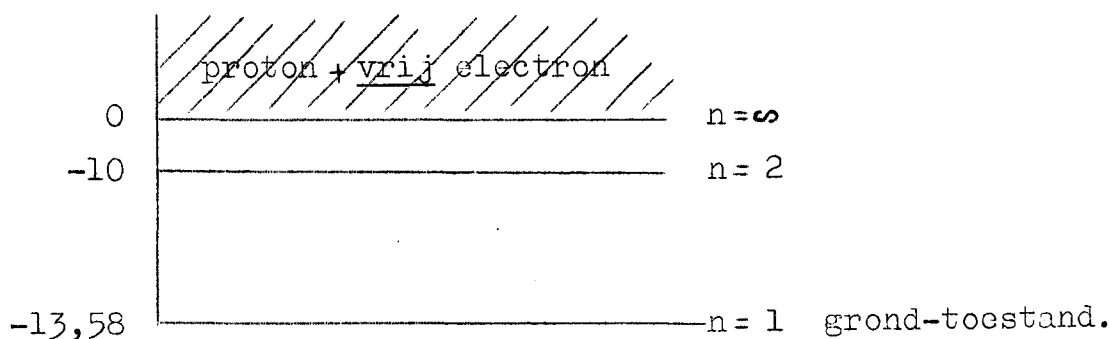
$$\left. \begin{array}{l} R = 3,29 \cdot 10^{15} \frac{1}{\text{sec}} \\ h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Joule/sec} \end{array} \right\} Rh = 21,71 \cdot 10^{-19} \text{ Joule} = 13,58 \text{ eV}$$

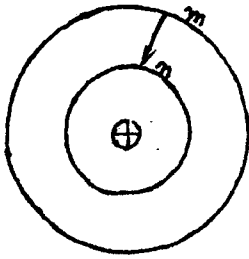
dus:

in grondtoestand $\rightarrow n=1 \rightarrow U_{\text{H-at.}} = U_{\text{prot.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{13,58}{1}$

Eerste aangeslagen toestand $\rightarrow n=2 \rightarrow U_{\text{H-at.}} = U_{\text{prot.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{13,58}{4}$
enz.

In grafiek:



2e Hypothese van Bohr

Het sateliet electron kan van een hogere quantum-baan naar een lagere baan gaan. BIJ DEZE "VAL" VERLIEST HET ATOOM ENERGIE. Deze verloren energie wordt in de vorm van een FOTON uitgestraald.

$$\Delta U = h \cdot f$$

Dus:

$$U_{\text{H-atoom}}^m = U_{\text{pr.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{R h}{m^2}$$

$$U_{\text{H-atoom}}^n = U_{\text{pr.}} + U_{\text{electr.}} - \frac{R h}{n^2}$$

$$\begin{aligned} \Delta U &= R \cdot h \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \\ \Delta U &= h \cdot f \end{aligned} \left. \vphantom{\begin{aligned} \Delta U &= R \cdot h \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \\ \Delta U &= h \cdot f \end{aligned}} \right\} f = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Concl.: Bij de val van de m° quantum-baan op de n° quantum-baan straalt het atoom een foton uit waarvan de frequentie

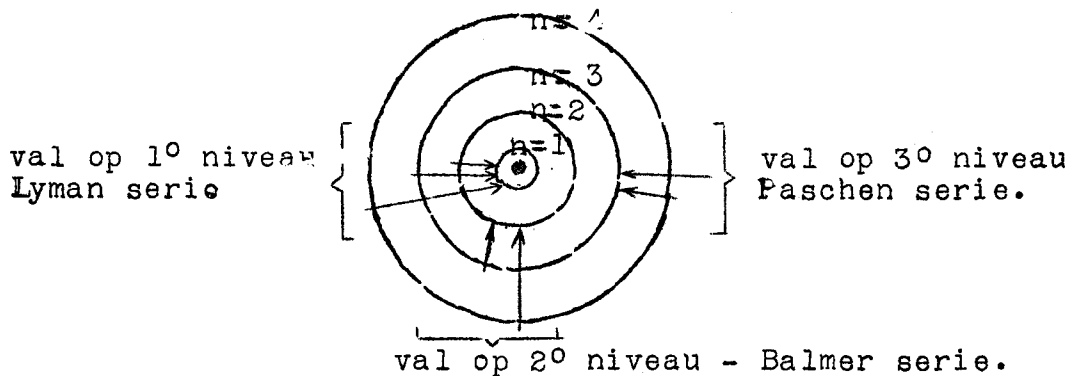
$$f = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

De golflengte van het bij deze val uitgestraalde licht vinden we dan uit:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

$$\begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots, \infty \\ m &= (n+1), (n+2), \dots \end{aligned}$$

De mogelijke overgangen zijn dus:



Eindconclusie: over het licht door een H-atoom uitgezonden.

I) Het H-atoom kan slechts heel bepaalde lichtkleuren uitzenden:

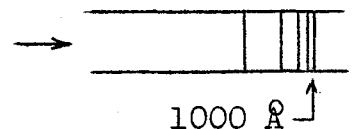
Het waterstof-spectrum is dus een LIJNEN SPECTRUM.

II) Deze lijnen vormen series; in iedere serie convergeren de golf getallen naar een limiet.

Lyman serie \rightarrow val van $m = 2, 3, 4, \dots, \infty$ op $n=1$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left(1 - \frac{1}{m^2} \right) \rightarrow \text{lijnen in verre ultra violet}$$

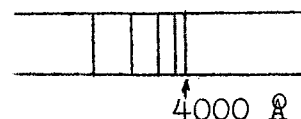
$$\text{limiet } \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \rightarrow \lambda \approx 1000 \text{ \AA}$$



Balmer serie → val van $m = 3, 4, \dots \infty$ op $n = 2$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{C} \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2} \right) \rightarrow \text{enige lijnen (4) zichtb. licht}$$

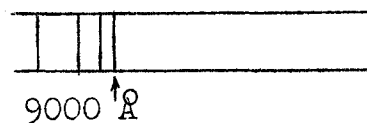
$$\text{limiet } \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{4C} \rightarrow \lambda \approx 4000 \text{ \AA}$$



Paschen serie → val van $m = 4, 5, \dots \infty$ op $n = 3$

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{C} \left(\frac{1}{9} - \frac{1}{m^2} \right) \rightarrow \text{lijnen in infra rood.}$$

$$\text{limiet } \frac{1}{\lambda} = \frac{R}{9C} \rightarrow \lambda \approx 9000 \text{ \AA}$$



III) De limiet waarden van λ worden voor deze series resp. verkregen door het foton dat uitgestraald wordt als een vrij electron door een proton wordt ingevangen resp. op de 1^0 , 2^0 en 3^0 quantum baan.

5) De lijnen van deze series vormen samen het lijnenspectrum van waterstof. In het bovenstaande werden deze lijnen theoretisch berekend.

Welnu: Dit spectrum kan in emissie daadwerkelijk worden verkregen door waterstof atomen aan te slaan. Deze atomen kunnen het gemakkelijkst worden gemaakt door waterstofgas in een ontladingsbuis op te sluiten. De botsingen der electronen, als er een stroom doorheen gaat, dissociëren de waterstofmoleculen in atomen en deze worden dan, wederom door botsingen met electronen in aangeslagen toestand gebracht.

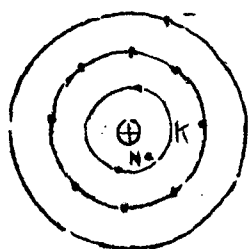
ALLE SERIES ZIJN INDERDAAD GEVONDEN, waarbij hun golfgetallen volledig in overeenstemming bleken te zijn met de theoretisch berekende waarden.

Conclusie: We zijn dus gerechtigd de theorie van Rutherford en Bohr voor waar te houden.

B) Algemeen:

Bij atomen met meerdere electronen, zijn deze electronen ook aan streng voorgeschreven quantum banen gebonden.

b.v. Na



De binnen electronen zijn in het algemeen onwrikbaar.

Het electron van de buitenste schil kan overgaan van zijn grondtoestand in zijn diverse aangeslagen toestanden en tussen deze laatste onderling.

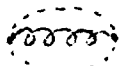
Concl.: I Ieder atoom heeft energie-niveaus.

II Atoomspectrum = lijnenspectr.

ALLE EXPERIMENTEEL GEVONDEN LIJNEN VAN HET ATOOMSPECTRUM WORDEN THEORETISCH VERANTWOORD DOOR EEN TERUGVALLEN VAN EEN HOGER ENERGIE NIVEAU OP EEN LAGER.

Deel II van Par. 4)

Het molecuul spectrum.



De quantum mogelijkheden zijn nu veel groter. gevolg: banden spectrum.

Deel III van Par. 4)

Het spectrum van gloeiende vaste stoffen of vloeistoffen.

Deel III van Par. 4) Het spectrum van gloeiende vaste stoffen of vloeistoffen.

De quantum mogelijkheden zijn nu praktisch oneindig
Gevolg: Continue spectrum.

Deel IV van Par. 4) Vonk-spectrum = ionen spectrum.

Par. 5) Proeven van Frank en Hertz.

- 1) Volgens de theorie van Rutherford en Bohr kan de elektrische energie-inhoud van een atoom slechts heel bepaalde waarden hebben: de z.g. energie-niveaus.

Het is mogelijk door proeven aan te tonen dat dit inderdaad het geval is, dat dus een atoom heel bepaalde energie niveaus kan hebben en dat bij de overgang van een hoger niveau naar een lager een foton wordt uitgestraald waarvan $\xi = U_{\text{hoog}} - U_{\text{laag}}$.

Deze proeven zijn gedaan door Franck en Hertz.

- 2) Zie Schweers IV blz. 187

De proeven komen hier op neer: In een kathodestraalbuis laat men electronen botsen met Hg-atomen. Is het AvB der electronen $< 4,7$ eV dan is de botsing volkomen veerkrachtig. Is het AvB der electronen $= 4,7$ eV dan neemt de anodestroom plotseling sterk af. Het Hg-atoom neemt het AvB der electronen over. Na deze botsing heeft het electron geen AvB meer. In de electronen-wolk van het Hg-atoom is nu een andere situatie ontstaan. Na 10^{-7} sec. valt het aangeslagen Hg-atoom terug in de grondtoestand \rightarrow Bij dit terugvallen wordt een lichtquantum (foton) uitgezonden waarvan de energie $= 4,7$ eV.

Het Hg-atoom met zijn 80 electronen heeft de volgende energie niveaus: 4,7 eV, 4,9 eV, 5,4 eV, 6,7 eV; 7,7 eV, 8,8 eV...10,4 eV

Het electron met 10,4 eV ioniseert het Hg atoom.

Hebben de electronen een andere energie dan deze genoemden, dan heeft de botsing met de Hg-atomen plaats volgens de klassieke wetten der mechanica.

Hebben de electronen deze energie hoeveelheden dan heeft er bij contact met de Hg-atomen een soort resonantie plaats: de sate- liet electronen van het Hg-atoom nemen het AvB van het aanstormend electron over \rightarrow het Hg atoom gaat naar een hoger niveau

Zie Schw. IV blz. 189 fig. 186

Geeft men de electronen van de kathodestraal b.v. de energie 7,7 eV dan worden de Hg-atomen van de grondtoestand aangeslagen en komen op het niveau 7,7 eV.

Na 10^{-7} sec. valt het atoom terug naar een lagere toestand b.v. 5,4 eV. Hierbij wordt een foton uitgezonden.

Berekening: $\Delta U = hf = \frac{hc}{\lambda}$ Joule.

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta U} \text{ meter.}$$

7,7 eV \rightarrow 5,4 eV

$$\lambda = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{2,3 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 5,4 \cdot 10^{-7} \text{ meter} = 5400 \text{ \AA}$$

Dit klopt met de waarneming.

Het spectrum van het licht, dat door kwik-damp wordt uitgezonden is een lijnenspectrum. Alle lijnen van dit spectrum worden verantwoord door terugvallen van een hoger energie-niveau op een lager.

Conclusie:

I Het atoom kan voorkomen in een reeks van stationaire toestanden; de grond-toestand en de aangeslagen toestanden, met elk zeer bepaalde energieën.

De bovenste grens van de aangeslagen toestanden wordt gevormd door de geïoniseerde toestand.

II Het atoom kan naar een hogere toestand over gaan door opname van het energieverval tussen beide toestanden.

III Een atoom kan naar een lagere toestand over gaan door afgifte van het energie-verschil tussen beide toestanden.

Par. 6) Verklaring van het absorptie spectrum.

Zie Schweers IV blz. 192 bij fig. 187.

- 1) Maak een tekening van de opstelling der proef.
- 2) Bespreek de proef.
- 3) Verklaar het ontstaan van de donkere D lijn in het cont. spectrum van de booglamp.

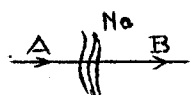
N.B. In de Na vlam van lage temp. zijn nog een zeer groot aantal Na-atomen in de grondtoestand. Deze atomen absorberen uit het passerende licht van de hete lichtbron de quanta waarvan de energie juist voldoende is om de eerste aangeslagen toestand te bereiken, dus $hf = U_{n=2} - U_{n=1}$

Het valentie electron springt dus op een hogere quantumbaan. Bij terugkeer naar het grondniveau wordt de energie $K_{n=2} - U_{n=1}$ weer als een foton uitgestraald $U_{n=2} - U_{n=1} = hf^1$ zodat $f^1 = f$.

Concl.: Het Na-atom absorbeert dus uit het opvallende licht dat quantum (foton) DAT HET ZELF UITSTRAALT.

Vraag: Als de geabsorbeerde fotonen toch weer worden uitgestraald, hoe komt het dan, dat er een donkere absorptie lijn ontstaat?

Antw.: De fotonen, die door de Na-vlam worden geabsorbeerd worden door het Na-atom weer uitgezonden, MAAR NU IN ALLE RICHTINGEN, zodat het licht B armer is aan "natriumlicht" dan A. → de D lijn is donker t.o.v. omgeving.



Gevolg:

Na als enige lichtbron

Absorptie-spectr. Na

	D		
	r	o	gr b i v

Alleen gele D lijn zie plaat blz.185 E

continue spectrum - D lijn zie plaat blz.185 I

Dit noemt men de omkering van de Na-lijn.

Vraag: Wat ziet men in het absorptie-spectrum als de Na vlam intensiever is als de lichtbron?

- 4) Hoe luidt de wet van Kirchhoff?

Antw.: Een gloeiend gas absorbeert uit doorvallend licht juist die stralingsquanta, die het zelf kan uitstralen.

N.B.5) a Hoe ziet het zonnenspectrum er uit?

Antw: Zie Schw. IV blz. 193 en plaat J
Cosmo: blz. 194 fig. 128, fig. 131

b Verklaar de z.g. Fraunhofer lijnen.

Antw: Zie Schw. IV blz. 193
Cosmo: blz. 196 fig. 130

c Hoe kan men uit het spectrum van een ster uitmaken welke elementen op een ster voorkomen?

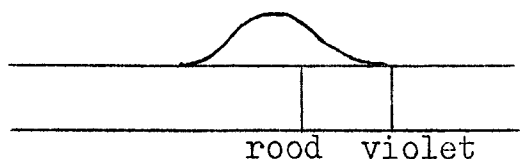
d Hoe kan men uitmaken of een ster een radiale snelheid heeft t.o.v. de aarde?

Zie cosmo blz. 148.

Par. 7 Infra rood - zichtbaar licht - Ultra violet.

1) Zie Schw. II blz. 113.

Proef I. We ontwerpen het spectrum van een booglamp en tasten dit af met een thermozuil.



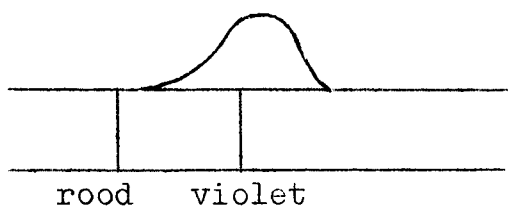
Concl.:

I Licht heeft een warmtewerking, die in het rood sterker is dan in het violet.

II Voorbij het rood blijkt er nog een grotere thermische werking op te treden die, verder gaande, weer afneemt.

III Het spectrum breidt zich verder uit dan het zichtbare rood → infra rood.

Proef II Spectrum fotograferen (broomzilver)

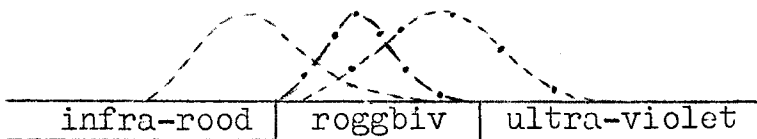


Concl.:

I Licht heeft een chemische werking. Deze is in het rood gering, in violet groot.

II Het spectrum breidt zich uit voorbij het violet ultra violet.

2) Volledig spectrum van het licht van een booglamp.



Vraag: Welke werkingen heeft het licht van een booglamp (daglicht)

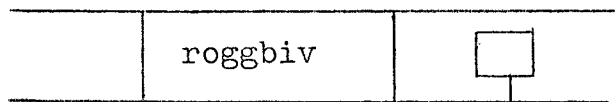
- Antw: I Warmte werking; max. in infra rood; -----
 II Zichtbare werking; max. in geel; -.-.-.-.-
 III Chemische werking; max. in ultra violet; ---.----.---
 IV Foto electr. werking.

3) Nogmaals electro magn. spectrum.

electr.	magn.golven	infra rood		ultra-violet	γ stralen
			roogbiv	röntgen	cosm.str.
radio					

Par. 8 Fluorescentie.

Proef.



scherm bestreken met barium platina cyaanuur.

We ontwerpen een spectrum met behulp van een booglamp.

We plaatsen een scherm, dat bestreken is met barium platina cyaanuur, in het ultra violet (of in violet of blauw).

Het blijkt, dat het scherm groenachtig oplicht.

Dit verschijnsel heet fluorescentie.

We hebben hierbij te doen met twee werkingen:

primair: de atomen van de verfstof absorberen de fotonen van blauw, violet en ultra violet.

secundair: Een gedeelte van de geabsorbeerde energie wordt opnieuw uitgezonden.

$$(hf)_{\text{uitgezonden}} < (hf)_{\text{geabsorbeerd}}.$$

dus:

$$\lambda_{\text{uitgezonden}} > \lambda_{\text{v.h.geabsorb.licht.}}$$

gevolg:

Het fluorescentie licht heeft een grotere golflengte dan het geabsorbeerde licht.
(Wet van Stokes)

Bij barium platina cyanuur is het uitgezonden licht groen.

Opmerking:

Verloopt tussen het absorberen der energie en het opnieuw uitstralen van het licht een merkbare tijd, dan spreekt men van fosforescentie: het aangeslagen atoom blijft dan gedurende enige tijd in aangeslagen toestand: bij lichtgevende ver-
ven soms uren lang.

Par. 9 Temperatuurstraling

- 1) Bij de behandeling van de röntgenstralen hebben we gezien dat een bewegende electron een foton uitzendt als het t.g.v. de botsing tegen de antikathode A.v.B. verliest (remstraling). De Energie ϵ van het uitgestraalde foton is dan gelijk aan het verloren A.v.B. De frequentie van de uitgestraalde golf wordt bepaald door de quantumvergelijking $\epsilon = hf$

N.B. Dit uitstralen van fotonen heeft niet alleen plaats als electronen bewegingsenergie verliezen, maar ook als een of ander geladen deeltje bewegingsenergie verliest. Derhalve zal het bij botsingen tussen moleculen, atomen en ionen kunnen voorkomen, dat mechanische A.V.B. wordt omgezet in electro-magnetische stralingsenergie van een foton.

De energie van het uitgestraalde foton = ϵ = verloren A.v.B.

De frequentie van de uitgestraalde golf volgt uit de quantumvergel. $\epsilon = hf$.

Is het bij de botsing verloren A.v.B. groot \rightarrow f groot \rightarrow λ klein.

Is het bij de botsing verloren A.v.B. klein \rightarrow f klein \rightarrow λ groot.

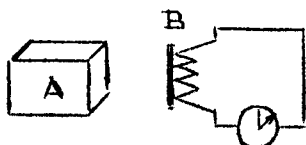
- 2) Het verschijnsel, dat mech.A.v.B. van geladen deeltjes bij botsing kan omgezet worden in electromagn. energie van een foton, zal zich duidelijk moeten openbaren bij stoffen waarvan de corpuscula dicht opeen liggen, dus bij vaste stoffen, vloeistoffen en gassen onder zeer hoge druk.

De corpuscula van deze stoffen zijn in beweging. ($\frac{1}{2} m\bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT$): de onderlinge botsingen moeten dus zeer talrijk zijn.

N.B. Conclusie: Op grond van de quantum theorie van Planck moeten we verwachten:

- 1^o) dat vaste lichamen, vloeistoffen en gassen onder zeer hoge druk bij iedere temperatuur t.g.v. de warmte beweging der corpuscula fotonen uitzenden.
- 2^o) dat het spectrum van de bij een bepaalde temperatuur uitgestraalde electro-magnetische golven continue is, omdat men bij een bep. temperatuur alleen kan spreken van een gemiddeld A.v.B.
- 3^o) dat bij LAGE temperatuur voor het meerendeel fotonen met kleine ϵ , (dus kleine f, dus grote λ) en bij HOGE temperatuur voor het meerendeel fotonen met grote ϵ , (dus grote f, dus kleine λ) worden uitgezonden

- 3) De Werkelijkheid beantwoordt volledig aan deze verwachtingen.

Proef I

A is een vast lichaam (b.v. metaal) waarvan de temperatuur hoger is dan de temperatuur van de omgeving.

B is een beroet thermo-element.

De galvanometer in de thermo-kring wijst een stroom aan.

Dit gebeurt ook als de proef in het vacuum wordt uitgevoerd.

Conclusie: A zendt electro-magnetische straling uit.

Het spectrum van de door A uitgezonden straling ligt geheel in het infra rood en is continu.

Proef II Verwarmen we A zodat de temperatuur geleidelijk stijgt, dan zal de intensiteit van de uitgezonden straling bij stijgende temperatuur snel toenemen. Bij betrekkelijk lage temperatuur zendt A alleen infra rode stralen uit; voor het oog is A dan nog steeds niet lichtgevend.

Dan wordt A rood gloeiend, d.w.z. er wordt al voor het oog merkbare straling in het rood uitgezonden.

Bij nog hogere temperatuur wordt de kleur van het door A uitgezonden licht achter eenvolgens rood, oranje, wit en daarna meer blauwachtig.

Hieruit volgt dat de golflengte, die bij een bepaalde temperatuur HET MEEST wordt uitgestraald, bij stijgende temperatuur verschuift naar het gebied van de kortere golflengten.

Proef III Zie Spectraal plaat blz. 185 en tekst Schw.IV blz. 164 punt 2.

Conclusie:

Zie blad 65.

Conclusie: I Lichamen waarvan de corpuscula dicht opeen liggen zenden t.g.v. de WARMTEBEWEGING der corpuscula electro-magnetische straling uit.

II Bij hoger wordende temperatuur breidt het continue spectrum van de uitgezonden straling zich steeds verder uit vanaf het infra-rood tot in het ultra violet.

III Bij stijgende temperatuur verschuift de maximaal uitgestraalde golflengte naar het gebied van de kortere golflengten

Deze uitgezonden straling heet TEMPERATUUR-STRALING.

Definitie: Onder temperatuurstraling verstaat men het geheel van zichtbare en onzichtbare electro-magnetische straling, dat door een lichaam t.g.v. de warmte beweging der corpuscula wordt uitgezonden.

Opm. 1) Een lichaam in een omgeving van lagere temperatuur verliest op drie manieren warmte:

$$\left. \begin{array}{l} 1) \text{ door geleiding} \\ 2) \text{ door stroming} \\ 3) \text{ door straling} \end{array} \right\} \Delta Q = m(S.w.). \Delta t \text{ cal.}$$

Een lichaam in omgeving van gelijke temp. \leftrightarrow

Een lichaam in omgeving van hogere temp. \leftarrow

2) De eerste hoofdwet der thermodynamica.

$$\Delta Q = \Delta U_{kin} + \Delta U_{pot} + W_u + \Delta U_{straling}$$

3) De temperatuur straling moet toegevoegd worden aan de verklaring van het continue spectrum (zie par. 4 deel III)

4) Bij het onderzoek van het spectrum van atomen en moleculen (geiszler) hebben we niet met temperatuur straling te maken. De temperatuur in de ontladingsbuis is laag. De lichtuitzending in de ontladingsbuis wordt veroorzaakt doordat atomen (moleculen), nadat ze door botsing met snelle electronen zijn aangeslagen, binnen 10^{-7} sec. terugvallen op een lager energie-niveau.

. N.B. Het lijnen spectrum van atomen en het banden spectrum van moleculen IS ONAFHANKELIJK VAN DE TEMPERATUUR.

Deel II van par. 9. We vragen nu naar het verband tussen de temperatuur en de bij temperatuurstraling uitgestraalde energie.

1) Zie Schw. IV blz. 165.

Om te onderzoeken op welke wijze de stralingsenergie over de verschillende golflengten verdeeld is, ontwerpen we van de uitgezonden temperatuurstraling een spectrum en bepalen met een thermo-element hoeveel Joule er per sec. per m^2 van het stralende oppervlak van een bepaalde golflengte (eigenlijk van het spectrum interval $\lambda \rightarrow \lambda + 100 \text{ \AA}$) wordt uitgezonden.

2) Men heeft zich zeer veel moeite gegeven, om het verband tussen de temperatuur en de uitgestraalde energie op te sporen. Het bleek, dat een algemene wetmatigheid slechts bestaat voor een VOLKOMEN ZWART lichaam.

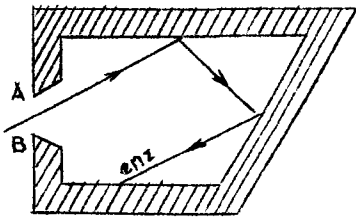
Definitie: Een lichaam heet volkomen zwart, als het alle op dat lichaam vallende lichtsoorten (infra, zichtbaar, ultra) volkomen (100%) absorbeert en voor 100% omzet in warmte-energie van het lichaam.

Geen enkele stof is volkomen zwart, zelfs roet niet!

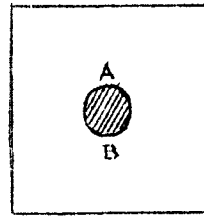
3) Een volkomen zwart oppervlak wordt het best benaderd door een kleine opening in een hol lichaam.

zie tck. blad 66

- 3) Een volkomen zwart oppervlak wordt het best benaderd door een kleine opening in een hol lichaam.



doorsnede van de holte



voorzicht

Het oppervlak AB voldoet aan de definitie van volkomen zwart oppervlak als de van buitenaf op AB vallende straling pas na veelvuldige terugkaatsing tegen de binnenwand de opening AB weer kan bereiken. Immers, bij iedere terugkaatsing wordt een bepaald gedeelte van het opvallende licht door de wand geabsorbeerd. Stel dat bij iedere terugkaatsing de helft wordt geabsorbeerd, dan zal de intensiteit van de oorspronkelijke straal na 10 terugkaatsingen afgenomen zijn

tot $\frac{1}{2^{10}}$ van de oorspronkelijke intensiteit \rightarrow verder te verwaarlozen.

De waarneembare door AB naar buiten-komende straling IS EEN GEVOLG VAN DE TEMPERATUUR STRALING van de BINNENWAND VAN DE HOLTE.

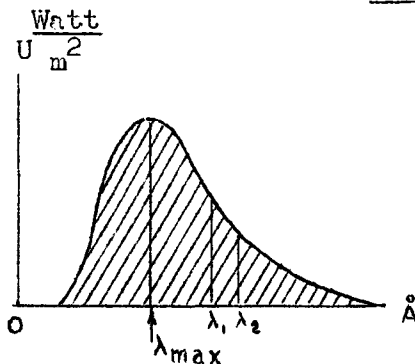
Men kan bewijzen, dat de door AB naar buiten komende temperatuur-straling alleen afhangt van TEMPERATUUR van de binnenwand der holte, en niet van de aard van de binnenwand der holte.

Conclusie: Het oppervlak AB van de holte is (bij zeer grote benadering) een volkomen zwart oppervlak.

De temperatuur van AB is de temperatuur van de binnenwand van de holte.

De uit de opening AB komende temperatuur-straling wordt nu spectraal onderzocht voor verschillende temperaturen van de binnenwand van de holte.

- 4) De emissie kromme van een volkomen zwart oppervlak.



Men geeft de wand van de holte een bepaalde temperatuur, ontwerpt van de uit de opening komende stralen een spectrum en onderzoekt met een thermo-element hoeveel Joule per sec. per m^2 van het oppervlak der opening van een bepaalde golflengte ($\lambda \rightarrow \lambda + 100 \text{ \AA}$) wordt uitgezonden.

Tekent men de gevonden waarden aan in een grafiek dan krijgt men een kromme lijn zoals de figuur aangeeft.

Deze kromme lijn heet de emissie kromme van een volkomen zwart lichaam bij de gegeven temperatuur.

Het gearceerde oppervlak stelt voor hoeveel Joule per sec. per m^2 van het oppervlak der opening in totaal (dus van alle golflengten tesamen) wordt uitgestraald

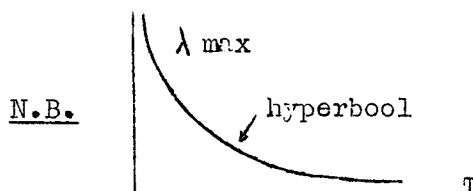
- 5) De uitgestraalde energie als functie van λ en T
zie Schw. IV blz. 166 en 167.

I De energie-krommen voor een volkomen zwart oppervlak zijn vloeiende lijnen. Bij temperatuur stijging neemt de uitgestraalde energie voor elk golflengtegebied sterk toe, maar deze toename is voor de kortere golflengten veel sterker dan voor de grotere golflengten.

II Iedere energie kromme vertoont een maximum.

III Dit maximum wordt bij stijgende temperatuur steeds groter.

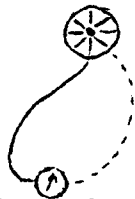
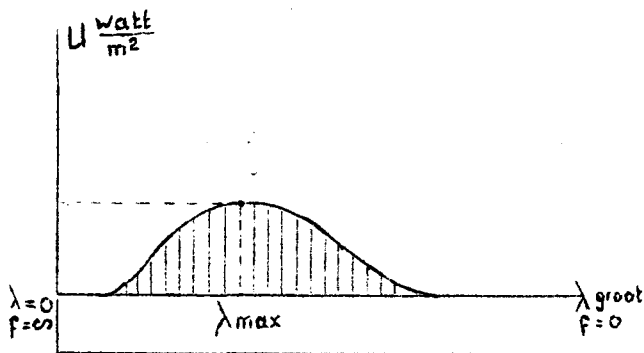
N.B. IV Wet van Wien: bij stijgende temperatuur verschuift λ_{max} naar de kant van de kortere golflengten volgens de formule:



$$\lambda_{\text{max}} = \frac{C}{T}$$

4) De emissie-kromme van een volkomen zwart lichaam.

a) Bij een bepaalde temperatuur.



Men geeft de wand van de holte een bepaalde temperatuur, ontwerpt van de UIT de opening komende stralen een spectrum en onderzoekt met een thermo-element hoeveel Joule per sec. per m² van het oppervlak der opening van een bepaalde golflengte ($\lambda \rightarrow \lambda + 100 \text{ \AA}$) wordt uitgezonden.

Tekent men de gevonden waarden aan in een grafiek, dan krijgt men een kromme lijn zoals de figuur aangeeft.

Deze grafiek heet de emissie-kromme van een volkomen zwart oppervlak bij de gegeven temp.

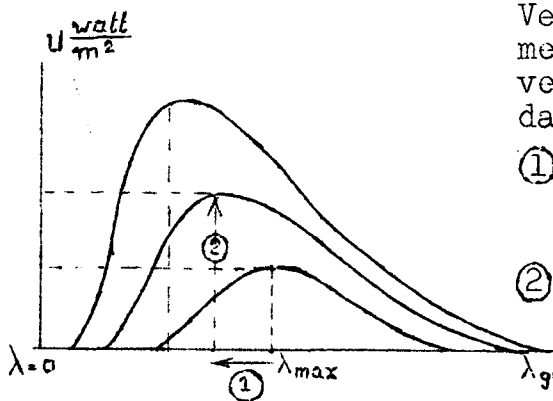
Deze emissiekromme is a) een vloeiende lijn met èèn max.

b) bij deze temperatuur voor ALLE volkomen zwarte opp. dezelfde lijn.

Het gearceerde opp. stelt voor hoeveel Joule per sec. per m². van het oppervlak der opening in totaal (dus van alle golflengten tesamen) wordt uitgestraald.

N.B. $\left\{ \begin{array}{l} \lambda_{\text{max}} \\ U_{\text{totaal}} \end{array} \right.$

b) De emissiekromme van een volkomen zwart opp. bij versch. temp.



Vergelijkt men de emissie-kromme van een zwart lichaam bij verschillende temperaturen, dan blijkt:

① λ_{max} verschuift naar een kortere golflengte bij stijgende temperatuur.

② U_{max} wordt groter.

bij stijgende temperatuur neemt de uitgestraalde energie voor elke golflengte-gebied toe, maar de toename is voor de kortere λ groter dan voor de grotere λ .

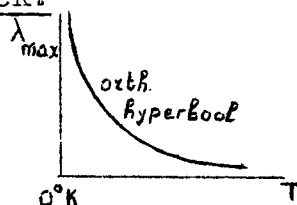
③ Er bestaat een verband tussen λ_{max} en de temperatuur, in n.l.

$$\lambda_{\text{max}} \cdot T = \text{Constant getal.}$$

Dit constante getal heeft voor ieder volkomen zwart opp. dezelfde waarde.

Dit verband staat bekend als de wet van Wien.

In grafiek:



Vraag: Geg.: λ_{max}

Gevr: Bepaal T a) uit de grafiek b) uit de grafiek

Vraag: Hoe bepaalt men de opp. temp. van een ster?

Vraag: Noem thermometers.

④ Er bestaat een verband tussen U_{totaal} en T. n.l.

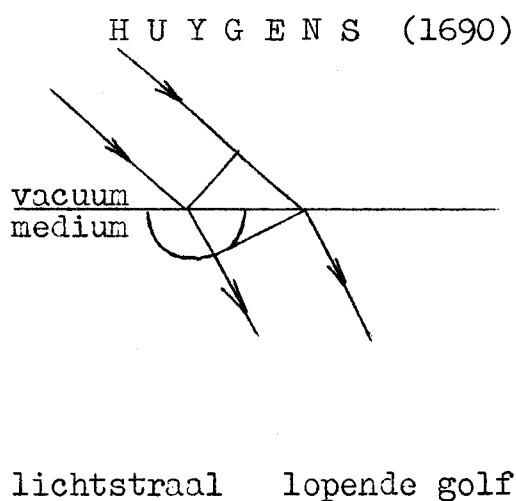
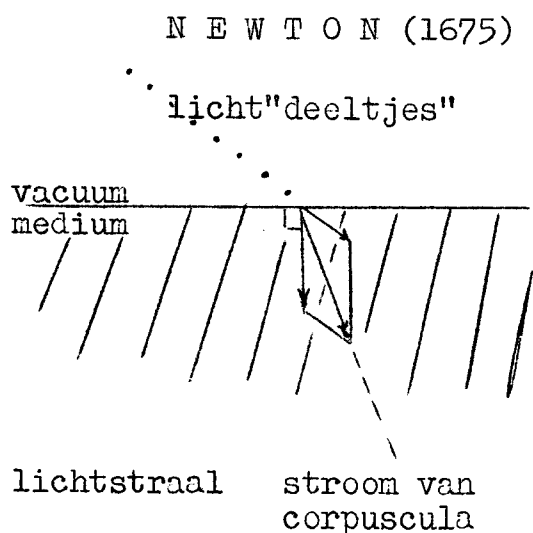
$$U_{\text{tot.}} = (\text{getal}) T^4 \frac{\text{Watt}}{\text{m}^2}$$

Deze wet staat bekend als de wet van Stefan-Boltzmann, Zie K.K. Gr. 29 2) 4) 5) 6).

Hoofdstuk X. zie Schw. III blz. 244

L I C H T A L S G O L F B E W E G I N G .

par. 1) Opvattingen over het wezen van het licht.
zie boek par. 123.



N.B. volgens Newton:

N.B. volgens Huygens:



geschild alleen uit te maken door de
luchtsnelheden in vac. en medium te
meten.

N.B. Vraag: Wat is licht!

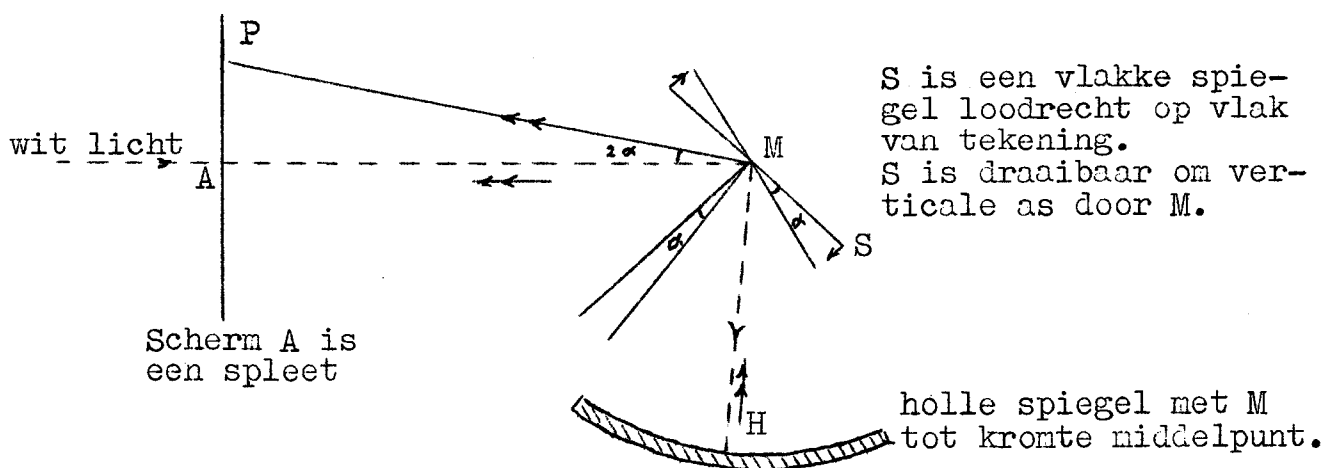
Antw.: Een lichtstraal is een stroom van fotonen.

Dus ên Newton ên Huygens hebben beide gelijk!

Newton → corpuscula → fotonen.

Huygens → golfbeweging → $\xi = hf$. (schw.IV blz.173)

N.B. Par. 2) Bepaling van de lichtsnelheid in het vacuum of in een medium
(P R O E F van F O U C A U L T)
Schw.III blz. 246



Straal wit licht valt door spleet A in richting AM

vervolg blad 69.

vervolg par. 2)

- 1) S in rust. Onverschillig welke stand S heeft, de door H teruggekaatste straal treft het scherm weer in A
- 2) S draait eenparig met hoeksnelheid $\omega = \frac{2\pi}{T} \frac{\text{rad}}{\text{sec}}$ T is bekend.

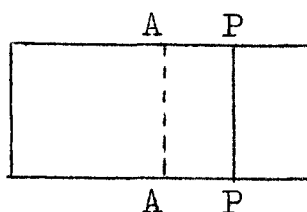
De lichtstraal AM treft de draaiende spiegel S, wordt teruggekaatst, treft de holle spiegel, wordt teruggekaatst en treft S. In de tijd, dat de lichtstraal de weg MHM aflegt, is S gedraaid over een hoek:

$$\alpha = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{2MH}{V} \text{ rad.}$$

De lichtstraal HM wordt nu door S weer teruggekaatst. De invalshoek is nu α rad. groter.

N.B. De teruggekaatste straal MP maakt dus een hoek 2α met de lijn MA, onafhankelijk van de beginstand van de spiegel S. De teruggekaatste straal treft het scherm in P.

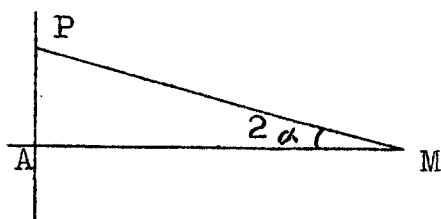
Op scherm \rightarrow



\uparrow vaste witte lijn.

- opn. a) Uit het feit, dat deze lijn wit is volgt dat alle lichtkleuren in (lucht of) vacuüm dezelfde voortplantingssnelheid hebben.
- b) Maakt men de hoeksnelheid van S groter, dan wordt AP groter.

Berekening van V



$$\alpha = \frac{2\pi}{T} \cdot \frac{2MH}{V}$$

We meten: T

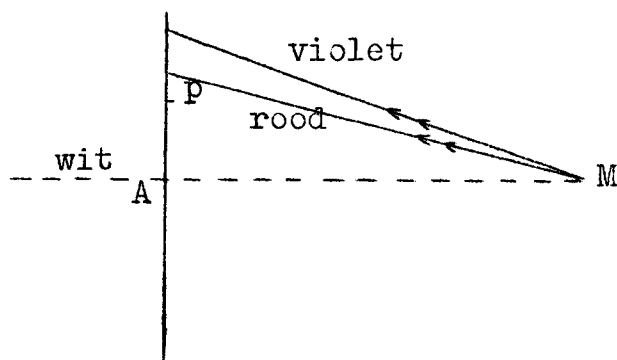
MH

$$\alpha \quad (\text{tg } 2\alpha = \frac{AP}{AM})$$

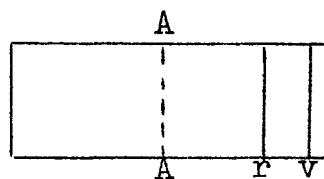
$\therefore V$

Uitkomst: $V_{\text{vacuum}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec.}$

- 3) Tussen S en de holle spiegel plaatst men een middenstof:
 ω hetzelfde, bron wit licht.



op scherm \rightarrow



op het scherm een spectrum; rood het dichtst bij de spleet. De afstand $A \rightarrow r$ is groter dan bij de vorige proef AP.

Conclusie:

blad70.

- Conclusie: 1) $v_{\text{medium rogg biv}} < v_{\text{vac.}} \rightarrow$ Huygens heeft gelijk!
- 2) $v_{\text{med. rood}} > v_{\text{med. violet}}$
- 3) v voor iedere kleur in medium te bepalen.
- uitkomst: $v_{\text{rood in water}} = 2,25 \cdot 10^8 \text{ m/sec.}$
 $v_{\text{rood in glas}} = 2,00 \cdot 10^8 \text{ m/sec.}$

N.B. Dit klopt met de golftheorie van Huygens.

$$N_{\text{vac} \rightarrow \text{water}} = \frac{v_{\text{vac}}}{v_{\text{water}}} = \frac{3}{2,25} = \frac{4}{3}$$

$$N_{\text{vac} \rightarrow \text{glas}} = \frac{v_{\text{vac}}}{v_{\text{glas}}} = \frac{3}{2}$$

Par. 3) Bepaling van de golflengte. Schw. III blz. 249

1) Cohaerente trillingsbronnen.

Twee trillingsbronnen zijn cohaerent als deze zonder onderbreking uitzenden:

- 1) gelijk gepolariseerde golven.
 - 2) met dezelfde frequentie.
 - 3) dezelfde amplitudo
 - 4) dezelfde fasen.
- 2) Bij twee cohaerente lichtbronnen moeten "knoop oppervlakken" optreden. (zie boek blz. 251 fig. 216)
- 3) Twee punten van eenzelfde lichtbron zijn nog geen cohaerente trillingsbronnen.

N.B. 4) De proef van Fresnel: berust op interferentie van licht van twee cohaerente lichtbronnen.

Instrument: boek fig. 214 b.

Toevoeging 1) door spleet L valt licht van een kleur.

2) Teken een golfvront voer dat dit door de spiegels wordt teruggekaatst.

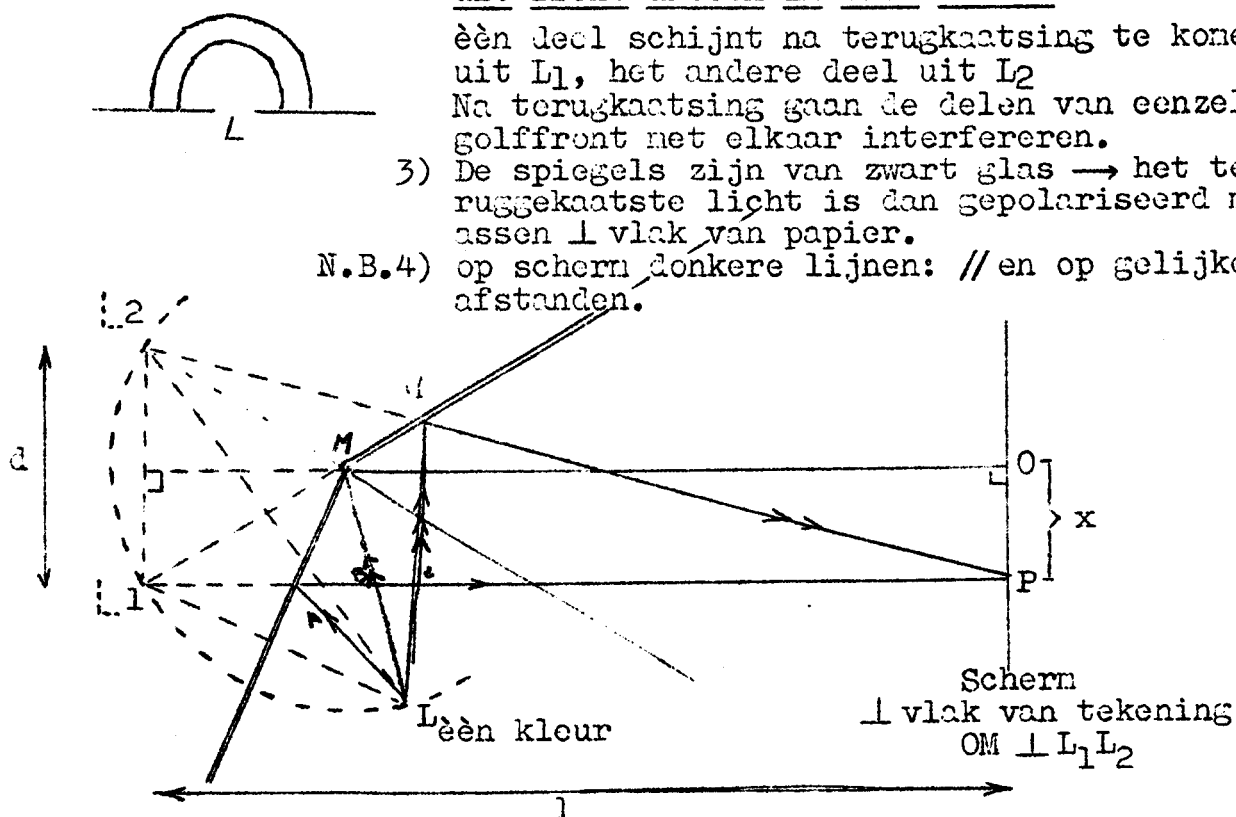
Bij de terugkaatsing door de spiegels valt dit front uiteen in twee delen:

een deel schijnt na terugkaatsing te komen uit L_1 , het andere deel uit L_2

Na terugkaatsing gaan de delen van eenzelfde golfvront met elkaar interfereren.

3) De spiegels zijn van zwart glas \rightarrow het teruggekaatste licht is dan gepolariseerd met assen \perp vlak van papier.

N.B.4) op scherm donkere lijnen: // en op gelijke afstanden.



P is een willek. punt van het scherm.
 We vragen naar het wegverschil tussen L_2P en L_1P .

$$L_2P^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2 = l^2 + x^2 + xd + \frac{d^2}{4}$$

$$L_1P^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 = l^2 + x^2 - xd + \frac{d^2}{4}$$

$$L_2P^2 - L_1P^2 = \quad \quad \quad = 2x \cdot d$$

dus: $(L_2P + L_1P) (L_2P - L_1P) = 2xd$

Stel $L_2P + L_1P = 2l$

dan volgt: $L_2P - L_1P = \frac{x \cdot d}{l}$

dus: $\Delta l = \frac{x \cdot d}{l} \quad x = \frac{l}{d} \cdot \Delta l$

Opdat er in P uitdoving zal zijn moeten de golven in P tegen-
 gestelde fasen hebben,

dus moet: $\Delta l = \frac{1}{2} \lambda, \frac{3}{2} \lambda, \frac{5}{2} \lambda, \dots$

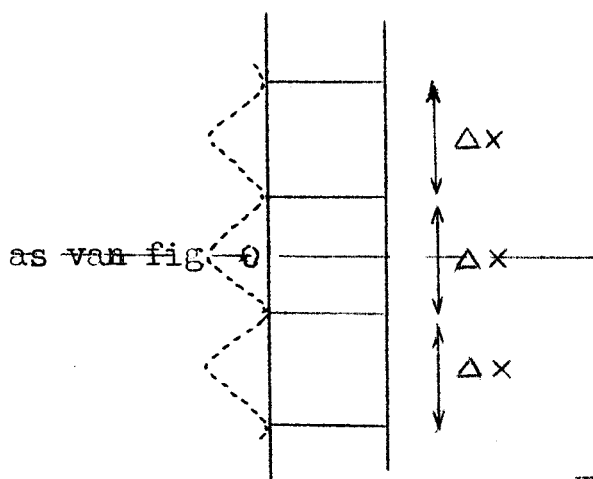
dus duisternis in

$$\left. \begin{array}{l} x_1 = \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{2} \lambda \\ x_2 = \frac{1}{d} \cdot \frac{3}{2} \lambda \\ x_3 = \frac{1}{d} \cdot \frac{5}{2} \lambda \\ \text{enz.} \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} x_2 - x_1 = \frac{1}{d} \lambda \\ x_3 - x_2 = \frac{1}{d} \lambda \\ \text{enz.} \end{array} \right\} \Delta x = \frac{1}{d} \lambda$$

Conclusie:

Op scherm donkere lijnen op lichte
achtergrond.

De donkere lijn // en op gelijke
 afstanden.



$$\Delta x = \frac{1}{d} \lambda$$

We meten: $d \rightarrow$ zie boek fig. 218

$l \rightarrow$ " "

Δx

We berekenen hieruit λ van deze kleur.

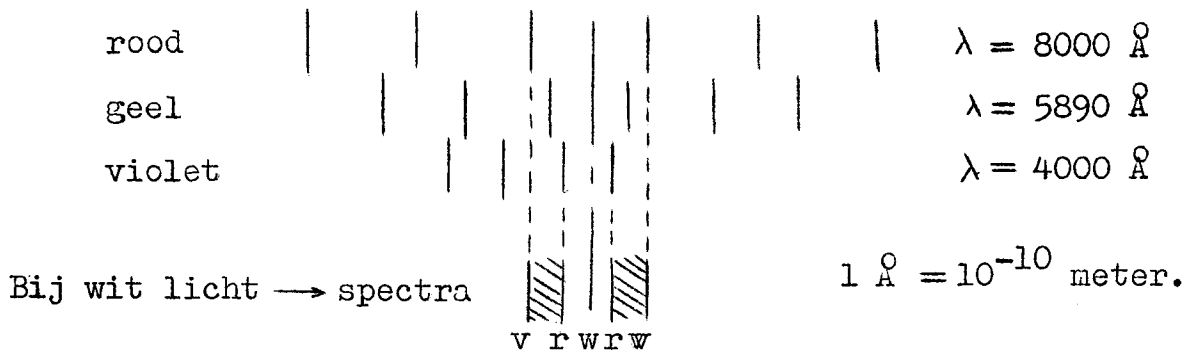
N.B. Hoek tussen de spiegels ongeveer $180^\circ \rightarrow d$ klein $\rightarrow \Delta x$ groot \rightarrow
 Δx beter te meten!

Resultaat:

zie blad 72

deze lijn geeft
centrum van
figuur aan.

Resultaat.



Par.4) Iedere kleur heeft in vacuüm een eigen λ
Welnu $C = f \lambda$

S. III

Dus heeft iedere kleur een eigen frequentie boek blz. 252

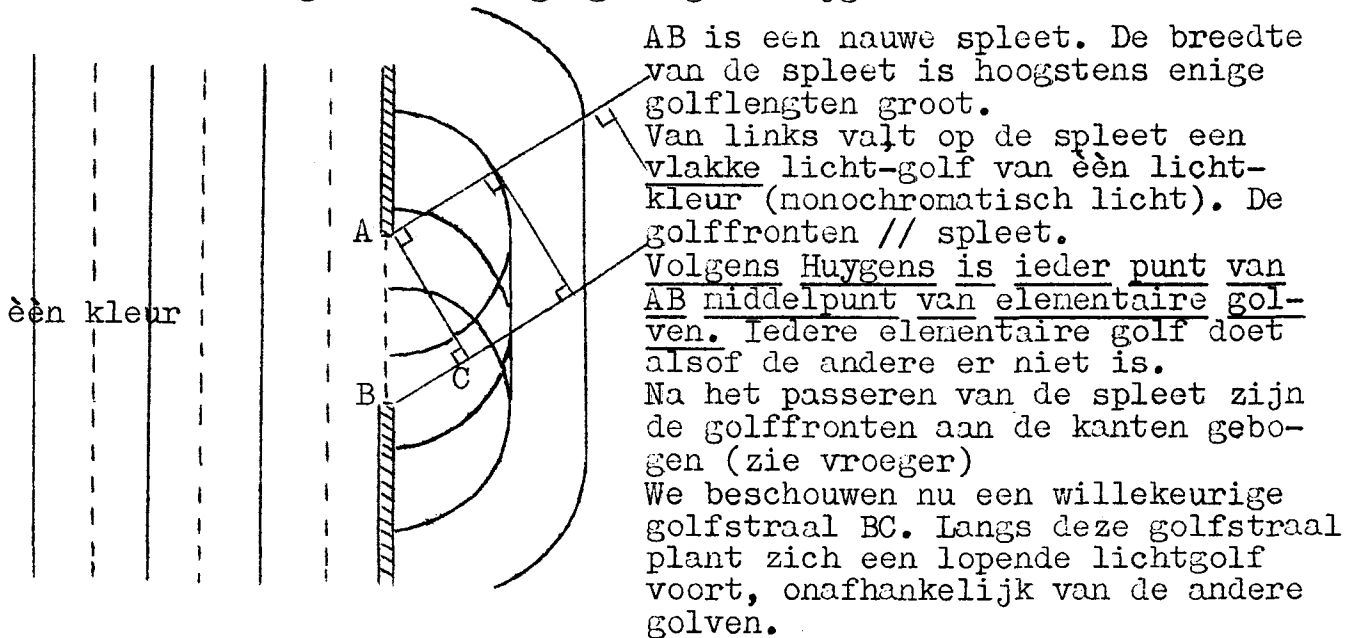
Opm. De frequentie van een bepaalde kleur is in ieder medium
De golflengte is afhankelijk van het medium. dezelfde.

$$v_{vac} = N \cdot \lambda_{vac} \quad v_{glas} = N \cdot \lambda_{glas} \quad \frac{v_{vac}}{v_{glas}} = \frac{\lambda_{vac}}{\lambda_{glas}} \quad N_{vac} \rightarrow \text{glas.}$$

Par.5) Nadert een lichtbron van bepaalde frequentie een waarnemer \rightarrow
Doppler effect, f groter dus λ kleiner. Cosno blz. 147 par. 78
Schw. III blz. 264.

Par.6) Buiging bij een nauwe spleet (andere methode om λ te bepalen.)
boek Schw. III par. 127

1) Verklaring van de buiging volgens Huygens.



AB is een nauwe spleet. De breedte van de spleet is hoogstens enige golflengten groot. Van links valt op de spleet een vlakke licht-golf van èèn licht-kleur (monochromatisch licht). De golffronten // spleet. Volgens Huygens is ieder punt van AB middelpunt van elementaire golven. Iedere elementaire golf doet alsof de andere er niet is. Na het passeren van de spleet zijn de golffronten aan de kanten gebogen (zie vroeger) We beschouwen nu een willekeurige golfstraal BC. Langs deze golfstraal plant zich een lopende lichtgolf voort, onafhankelijk van de andere golven.

De golfstralen // BC vormen een bundel. De punten van AC hebben echter NIET dezelfde fase.

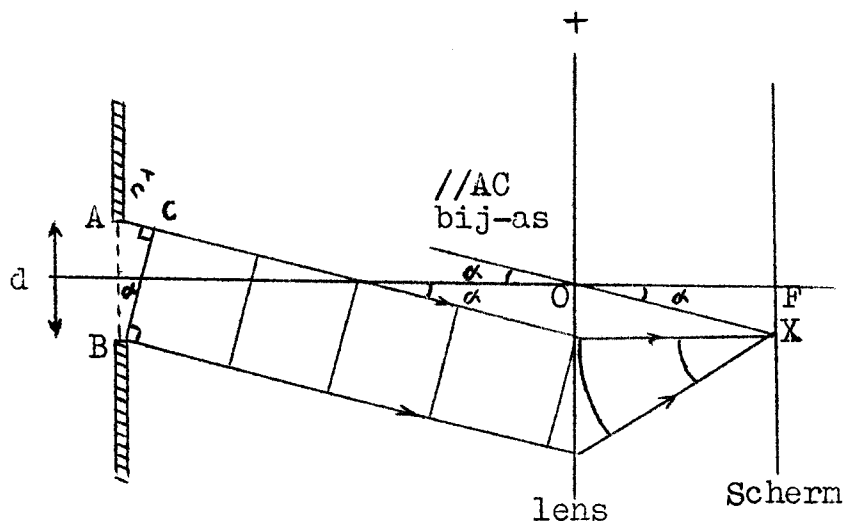
AC IS DUS GEEN GOLFFRONT.

N.B. De fase situatie van AC plant zich in deze bundel voort met de snelheid van het licht.

Met behulp van een convergerende lens brengen we golfstralen van deze bundel in èèn punt samen. Hierdoor worden de trillingstoestanden op AC in èèn punt samengebracht. De mogelijkheid bestaat, dat de trillingen elkaar uitdoven.

De golfstraal BC was geheel willekeurig. Van de spleet AB gaan dus in alle richtingen evenwijdige stralenbundels uit.

2) Bepaling van λ



Converg.lens //
spleet.
Scherm in het tweede
hoofdbrandpunt van
de lens.

We vragen nu wat er op het scherm te zien is.

In alle richtingen gaan van de spleet AB evenwijdige stralenbundels uit. In bovenstaande figuur is de stralenbundel getekend waarvan de stralen na breking door de lens in een willekeurig genomen punt X samenkomen.

Men kan bewijzen, dat de trillingstoestanden van BC op HETZELFDE OGENBLIK in X aankomen.

De fase-situatie van BC blijft dus gehandhaafd.

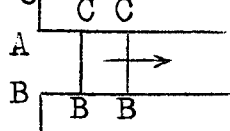
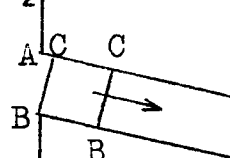
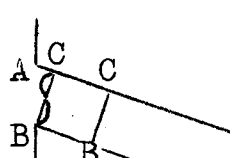
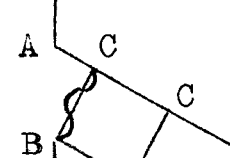
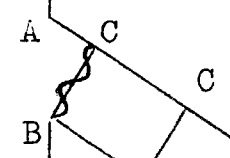
In X komen deze fasetoestanden dus allenaal samen, d.w.z. X trilt onder invloed van alle trillingen van BC.

$$\Delta = AC = d \sin. \alpha$$

We beschouwen nu bijzondere stralenbundels.

zie tekeningen blad 74.

We beschouwen nu bijzondere stralenbundels.

	<u>op BC</u>	<u>op scherm</u>
1) $AC = 0$ $\Delta = 0$ 	alle punten van BC hebben dezelfde fase	De stralen komen in → licht. F samen met dezelfde fase
2) $AC = \frac{1}{2} \lambda$ 	Tussen B en C faseverschil van 180° De punten van BC hebben dus alle fasen tussen 0 en 180° d.w.z. alle punten wijken in dezelfde richting uit.	→ zwakker licht.
3) $AC = 2(\frac{1}{2} \lambda)$ 	De punten van BC hebben alle fasen tussen 0 en 360°	→ duisternis.
4) $AC = 3(\frac{1}{2} \lambda)$ 		→ zwakker licht.
5) $AC = 4(\frac{1}{2} \lambda)$ 		→ duisternis
	enz.	

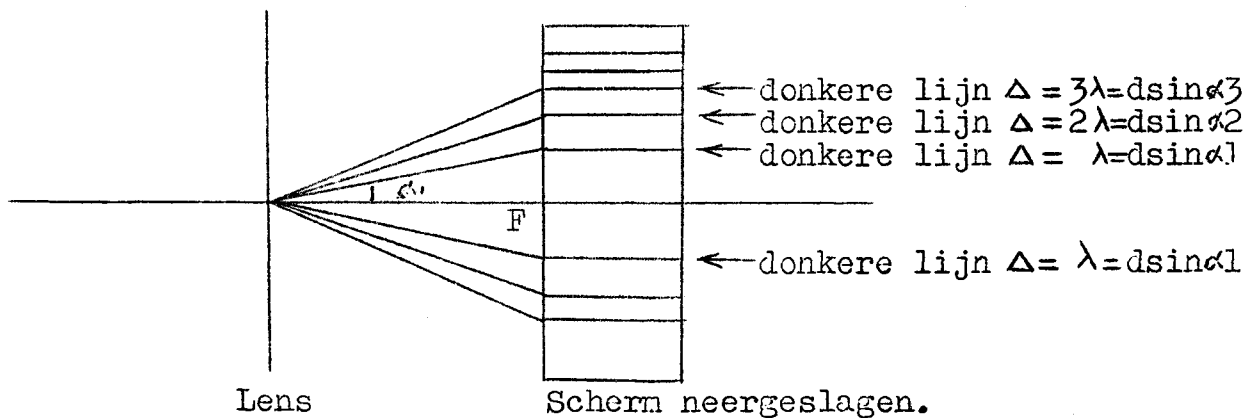
Conclusie:

Is AC een ONeven aantal keren $\frac{1}{2} \lambda$ → licht.

Is AC een even aantal keren $\frac{1}{2} \lambda$ → duisternis.

We zien dus: (zie blad 75)

We zien dus op + het scherm:



Algemeen:

donkere lijnen als:

$$\sin \alpha_n = \frac{n \cdot \lambda}{d}$$

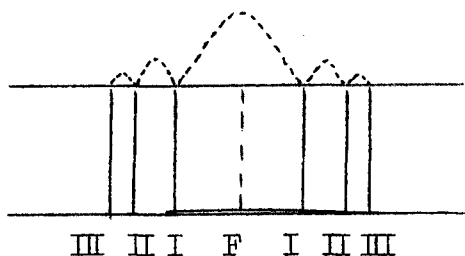
$$n = 1, 2, 3, 4,$$

Berekening: voor een van de donkere lijnen bepalen we α_n
(moet gegeven zijn) d

uit $\sin \alpha_n = \frac{n \cdot \lambda}{d}$ volgt dan λ

Opmerking. 1) d moet klein zijn $\rightarrow \alpha_n$ groot \rightarrow makkelijk meten.

2) Op het scherm zien we dus donkere lijnen op een lichte achtergrond. De lichtintensiteit is in het centrum der figuur het grootst.



3) De onderlinge afstanden tussen de donkere lijnen wordt kleiner naarmate n groter wordt.

N.B. 4) Voor rood licht zijn de onderlinge afstanden tussen de donkere lijnen groter dan bij blauw licht.

5) Bij gebruik van wit licht ziet men op het scherm spectra in de buurt van I, II, III enz.

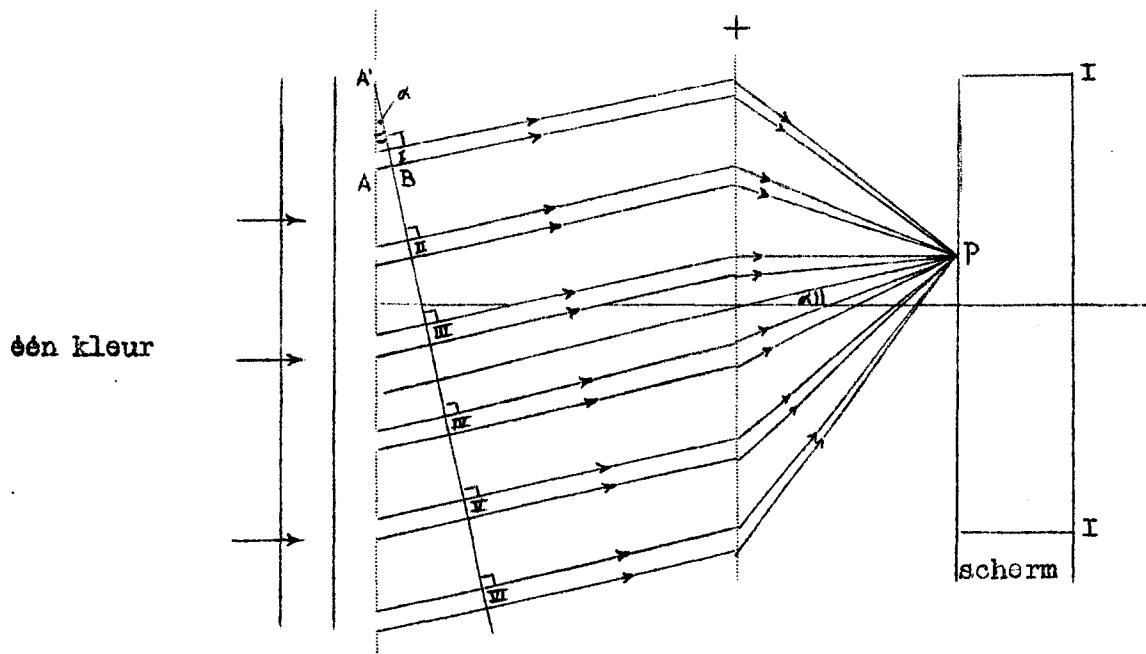
N.B. Vraag: Zal er op het scherm iets gebeuren als men de spleet evenwijdig aan de lens verschuift?

Antw. Nee, zie constr.

Par. 7) Tralie.

Zeer vele spleten naast elkaar \rightarrow iedere spleet geeft een interferentie-figuur als boven \rightarrow
de gebieden I \leftrightarrow I komen op elkaar te liggen \rightarrow interferentie
Resultaat: boek Schw. III par. 128 en 129.

N.B. Evenwijdige lichte lijnen in I \leftrightarrow I op een donkere achtergrond.

Par. 7 TRALIE.

Zeer veel spleten evenwijdig naast elkaar. De spleten zijn even breed en op gelijke afstanden van elkaar. De afstand AA' is voor alle spleten gelijk.

$AA' = b =$ tralie constante (in boek d genoemd)

De breedte van de spleet is klein t.o.v. golflengte

Op het rooster valt een // stralenbundel monochromatisch licht Golfvront // rooster.

Iedere spleet doet hetzelfde als bij de buiging door een enkele spleet. Maar de spleten zijn zo nauw, dat de eerste donkere lijnen buiten het waarnemingsterrein op het scherm vallen; ze spelen dus bij deze proef geen rol. We werken dus in I-I

Iedere spleet zou op zich een heldere lichtstrook I I veroorzaken. Er komen dus zoveel lichtstroken II op elkaar te liggen als er spleten zijn. De mogelijkheid bestaat dat de in punt P samen komende trillingen elkaar uitdoven.

Stel P is een willekeurig punt van II. De trillingen van de bundels I, II, III, IV, V, VI.....komen in P samen.

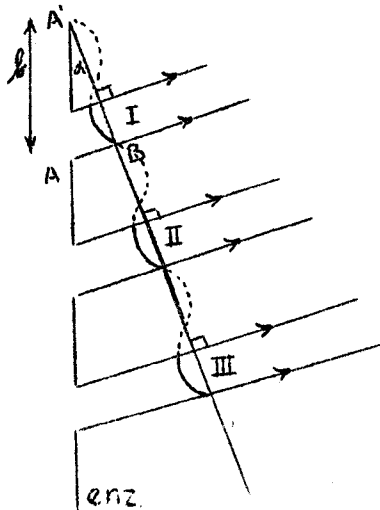
$$AB = b \sin \alpha$$

Geval I: $AB = n \cdot \lambda$ $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Dan is de fase situatie op I \equiv fase situatie op II \equiv fase situatie op III \equiv enz.

De in P samen komende stralen van de bundels I, II, III, enz. zullen elkaar dus versterken.

Grafisch zien we dit aldus:



Is b.v. $AB = \lambda$ dan komen op A'B gedeeltelijk virtueel, gedeeltelijk reëel alle fase situaties voor tussen 0° en 360° .

Het getrokken deel van de sinuslijn geeft de fase situatie aan op I. Het is zonder meer duidelijk, dat deze dezelfde is als op II, III, enz. Was $AB = 2\lambda$ dan zouden op A'B 2 sinuslijnen getekend moeten worden. Ook dan volgt direct, dat de situatie op I \equiv II \equiv III enz.

enz.

Opmerking I: zie blad 77.

Opmerking I:

Hieruit volgt tevens, dat de breedte van de spleten klein moeten zijn tov. b. Stel b.v. dat de breedte van de spleet $= \frac{1}{2}b$. Als dan $AB = 2\lambda$, dan zouden de fase situatie in I ook = II = III enz. MAAR op I zouden dan alle fase situaties voorkomen tussen 0 en 360° , zodat de stralen van I bij samenkomst in P op het scherm elkaar onderling zouden uit doven. Idem voor II, III enz. Dan zou dus op het scherm duisternis zijn in P !!

Dus niet zo: _____

maar zô: _____

Opmerking II:

De lichtintensiteit van het max. voor $n = 0$ is groter dan die voor $n = 1$ omdat de stralen van iedere spleet afzonderlijk elkaar dan minder versterken. (zie samenstelling van trillingen) Hoe groter n , des te zwakker is de lichtintensiteit van het maximum

Conclusie:

Op het scherm ontstaan lichtmaxima als

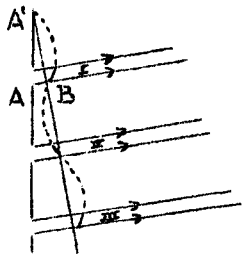
$$AB = b \sin \alpha = n \lambda$$

dus als $\boxed{\sin \alpha = \frac{n\lambda}{b}}$ $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

De lichtintensiteit van deze max. neemt af bij toenevende n .

Geval II AB is niet gelijk aan een geheel aantal golflengten.

b.v. $AB = \frac{1}{2} \lambda$



Op A'B komen dan reeël of virtueel alle fase situaties voor tussen 0 en 180° .

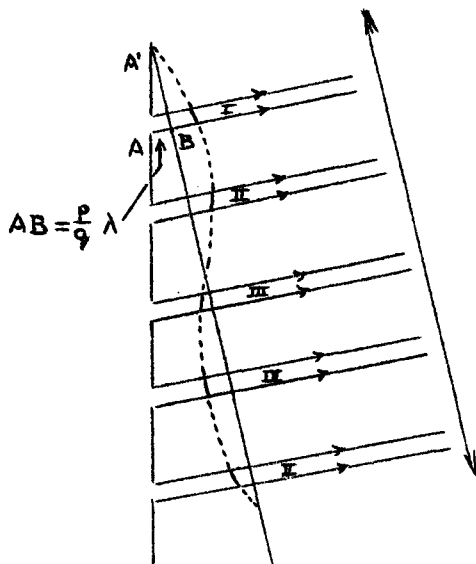
De fase situatie van I is dan tegengesteld met II, die van III tegengesteld met die van IV enz.

→ In P duisternis.

b.v. $AB = \frac{1}{10} \lambda \rightarrow$ fase situatie van I is dan tegengesteld aan VI in P
 Fase situatie van II is dan tegengesteld aan VII in P
 enz. uitdoving

b.v. $AB = \frac{1}{9998} \lambda \rightarrow$ fase sit. van I is dan tegengest. aan 5000 } In P
 fase sit. van II is dan tegengest. aan 5001 } uitd. MITS
 er genoeg spleten zijn.

Algemeen: $AB = \frac{p}{q} \lambda$ waarbij p en q willekeurige getallen zijn, zo dat $\frac{p}{q}$ geen geheel getal is.



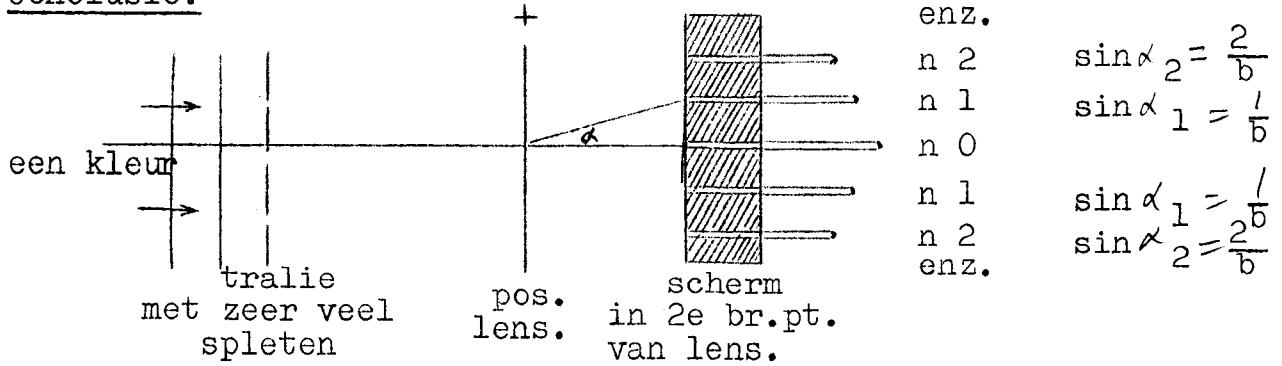
Op een stuk $q \times A'B$ moeten p hele sinus lijnen getekend worden.

Men kan nu bewijzen:

Mits het aantal spleten zeer groot is ("∞") zal voor iedere denkbare waarde van $AB \neq n \cdot \lambda$ de fase situaties van I, II, ...enz. in het vlak door $A'B \perp$ vlak van tekening zô zijn, dat het gemiddelde van de uitwijkingen naar de ene kant gelijk is aan het gemiddelde van de uitwijkingen naar de andere kant.

De in een punt P van het scherm samenkomende stralen van I, II, III, enz zullen elkaar dus STEEDS UITDOVEN als $AB \neq n \cdot \lambda$

Conclusie:



N.B.

Heeft het tralie een zeer groot aantal zeer nauwe spleten dan ontstaan er bij gebruik van monochromatisch licht heldere scherp begrenste lijnen van de gebruikte lichtkleur, op de plaatsen waar

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{b}$$

De ruimten tussen de lichte lijnen zijn zwart.

De intensiteit van de maxima neemt af bij toenemende n.

Opm. 1) $\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{b}$

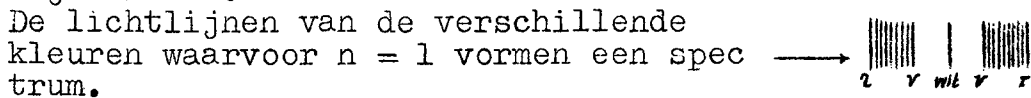
zijn hierin n, α_n en b bekend $\rightarrow \lambda$

- 2) b klein \rightarrow afstand der lichtlijnen groot $\rightarrow \alpha_n$ nauwkeuriger te bepalen.
- 3) voor rood is de afstand der lichtlijnen groter dan voor violet.

4) bij benadering: $\alpha_n = \frac{n \cdot \lambda}{b}$

dus: $\alpha_1 : \alpha_2 = \lambda_{\text{rood}} : \lambda_{\text{violet}}$

- 5) Hoe groter het aantal spleten van het tralie, des te smaller en scherper zijn de lichtlijnen op het scherm.
- 6) Een tralie met zeer veel spleten en zeer kleine b is hêt instrument bij uitstek om de golflengte van een bepaalde lichtkleur te bepalen.
- 7) Laat men een evenwijdige bundel wit licht loodrecht op het tralie vallen dan geeft iedere kleur op het scherm de in het bovenstaande behandelde reeks lichtlijnen van die kleur. In het centrum vallen alle kleuren samen \rightarrow de middelste lichtlijn is wit.



De lichtlijnen van de verschillende kleuren waarvoor n = 1 vormen een spectrum. Eveneens de lichtlijnen waarvoor n = 2, 3, enz. zie Schw.III blz.263 fig. 228.

Alleen het spectrum van de 1^o orde is zuiver.

- 8) Het tralie-spectrum van de 1e orde is wetenschappelijk erg belangrijk en wel om de volgende reden:

Bij benadering geldt: $\alpha_{\text{rood}} : \alpha_{\text{or}} : \dots : \alpha_{\text{bl}} : \alpha_{\text{vi}} = \lambda_{\text{rood}} : \lambda_{\text{or}} : \dots : \lambda_{\text{bl}} : \lambda_{\text{vi}}$

m.a.w. de afstandverdeling van de verschillende kleuren over het spectrum is r.e. met de golflengten van de betrokken lichtkleuren.

Dit is bij een prisma spectrum NIET het geval!

r		rood 8000 Å	Daarom noemt men een traliespectrum ook wel <u>normaal spectrum.</u>
g			
gr		geel 6000 Å	
bl		bl. 4500 Å	
v		viol. 4000 Å	

prisma spectrum, deviatie niet evenredig met λ ; maar \rightarrow tralie spectrum afwijking evenredig met sterker i.r.v. violet.

Opm. 9) Het tralie:



10) Laat men een monochromatische lichtstraal door twee vlak achter elkaar staande, "gekruiste" tralies gaan, dan krijgt men op het scherm een twee dimensionale symmetrische figuur van lichtpunten.

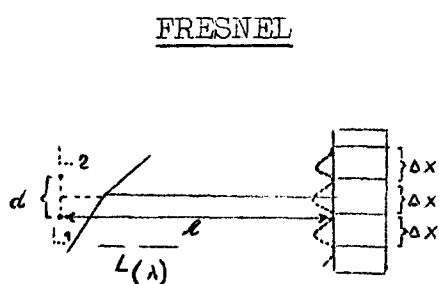
N.B. Aldus wordt de interferentie figuur begrijpelijk, die ontstaat als men een smalle evenwijdige bundel RÖNTGENSTRALLEN loodrecht laat vallen op een planparallel kristalplaatje van NaCl (zie vroeger)

De Na^+ en Cl^- ionen fungeren dan als ruimtelijke tralie-punten.

Het optreden van deze interferentie figuur maakt het zeker, dat röntgenstralen electromagnetische golven zijn.

Par. 8. Overzicht: "De gezusters lambda"

Methoden ter bepaling van de golflengte van een lichtkleur.

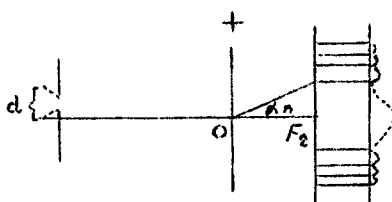


Op scherm: donkere lijnen op lichte achtergrond.

$$\Delta X = \frac{1}{d} \cdot \lambda$$

N.B. bepaling d.

Buiging door
èèn spleet.



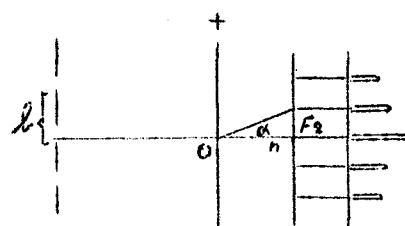
Op scherm: donkere ll. op lichte achtergrond.

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{d}$$

$$n = 1, 2, 3, 4, \dots$$

↑
NB.

Interferentie fig.
bij tralie.



Op scherm: lichte lijnen op donkere achtergrond.

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{b}$$

$$n = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$$

↑
NB.

Hoofdstuk X. Polarisatie van het Licht.

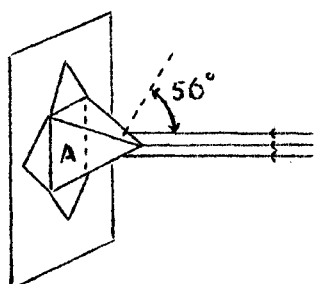
Par. 1. Is het licht een transversale of een longitudinale golfbeweging?

- 1) Op grond van de in het vorige hoofdstuk behandelde proeven staat het onomstotelijk vast, dat we bij het licht te doen hebben met trillingen (interferentie!), die zich in het vacuum voortplanten met de snelheid $3 \cdot 10^8$ m/sec. (Foucault).
Eveneens staat het vast, dat deze lichttrillingen van electro - magnetische aard zijn. (Theorie van Maxwell, proeven van Hertz)
De voortplanting van een electro-magnetische evenwichtsverstro- ring berust volgens de theorie van Maxwell op het feit, dat iedere verandering in een electrisch veld een magnetisch veld oproept en ieder wordend magnetisch veld op haar beurt weer een electrisch veld veroorzaakt enz. Hierbij staan de vectoren \vec{E} en \vec{B} loodrecht op elkaar en loodrecht op de voortplantingsrichting van de electromagnetische evenwichtsverstro- ring.
Op de vraag of we bij een lichtstraal te doen hebben met longi- tudinale of transversale trillingen kunnen we dus met zekerheid antwoorden, dat we bij lichtstralen te doen hebben met TRANSVERSALE trillingen.

N.B.2) We vragen: Bewijs door een proef, dat we bij lichtstralen INDER- DAAD te doen hebben met transversale trillingen.

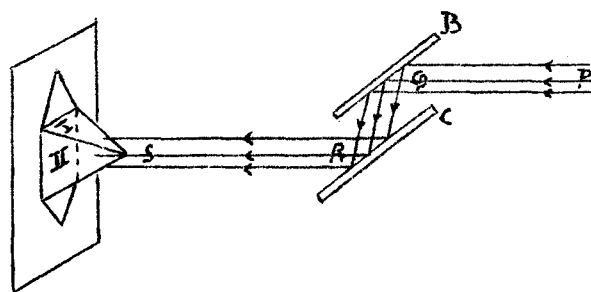
Antw: Proef met pyramide analysator.

deel I van de proef



A is een regelmatige vierzijdige pyramide van ZWART glas. De opstaande zijvlakken maken met het grondvlak hoeken van 56° . Op de top valt \perp grondvlak een // stralenbundel "gewoon wit licht" \rightarrow op scherm 4 ster-punten.

deel II van de proef.



PQ is een evenwijdige bundel gewoon wit licht. B en C zijn twee // spiegels van zwart glas, die zo geplaatst zijn, dat de invalshoeken waaronder de stralenbundel deze spiegels treft 56° is. RS \perp grondvlak van de pyramide. De stralen van deze bundel treffen de vlakken I en II onder hoeken van $56^\circ \rightarrow$ op scherm slechts de twee verticale sterpunten.

Hoewel de lichtstralen van de bundel RS de zijvlakken I en II onder dezelfde invalshoek treffen gebeurt er met de lichtstralen die I treffen iets anders dan met de lichtstralen die II treffen, n.l. de lichtstralen van de bundel RS die I treffen worden door het zwarte glasoppervlak teruggekaatst en de lichtstralen van deze bundel die II treffen worden door het zwarte glasoppervlak geabsorbeerd.

Dus: Ondanks het feit dat de aard der glas opp. I en II hetzelfde en de invalshoeken gelijk zijn, gebeurt er met de stralen van bundel RS die I treffen iets anders dan met de stralen die II treffen.

Welnu:

zie blad 81.

Welnu: Indien de trillingen van de lichtbundel RS longitudinaal waren, zou er met de lichtstralen van bundel RS die I treffen hetzelfde moeten gebeuren als met de lichtstralen die II treffen, omdat zowel meetkundig als natuurkundig de situatie voor I dan precies dezelfde was als voor II (zelfde invalshoek, zelfde trillingsrichting, zelfde soort oppervlak). Waar alle oorzaken dezelfde zijn kan geen verschil zijn in gevolg!

Concl.: De trillingen van de lichtbundel RS kunnen onmogelijk longitudinaal zijn: de trillingen van de bundel RS zijn dus TRANSVERSAAL.

We hebben geen reden om aan te nemen dat de lichttrillingen door de terugkaatsing tegen de spiegels B en C transversaal geworden zijn.

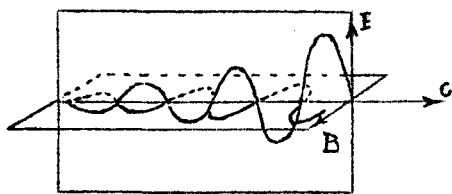
We mogen dus concluderen: Bij lichtstralen hebben we te doen met TRANSVERSALE trillingen.

3) (niet voor eindexamen.)

Bovenstaande proef dwingt tot de conclusie dat we bij lichtgolven te doen hebben met transversale trillingen. Om een juist beeld te krijgen van de natuurkundige verschijnselen die bij deze proef optreden, moeten we enige dingen vermelden die in de hogere natuurkunde door uiterst verfijnde proeven bewezen worden.

I Een lichtstraal bestaat uit een stroom van lichtquanta (fotonen $\epsilon = h.f$)

Zo'n lichtquantum is een electro-magnetische golftrein van enige meters lengte en geleidelijk afnemende amplitudo.



Zo'n golftrein vormt een samenhangend cohaerent geheel: de afstanden tussen de max. en minima is constant, de faseverdeling is precies zoals deze moet zijn bij een transversaal lopende golf.

De frequentie wordt bepaald door $\epsilon = h.f$.

De golflengte door $C = f.\lambda$ Het aantal golven in zo'n golftrein is dus zeer groot. Om een bepaald punt in de ruimte te passeren heeft deze golftrein 10^{-8} sec. nodig.

De trillingen van de golftrein zijn gepolariseerd d.w.z. de elektrische veldsterkte-vector \vec{E} trilt in een en hetzelfde vlak voor de hele trein, de magnetische vector \vec{B} trilt in een vlak $\perp \vec{E}$. De vector \vec{B} heeft in ieder punt van de trein dezelfde fase als \vec{E} . De vectoren \vec{E} , \vec{B} en \vec{C} staan onderling loodrecht op elkaar; draai de kurketrekker van \vec{E} naar \vec{B} over de kleinste hoek, dan geeft de voortgaande richting de richting waarin de golftrein van het lichtquantum zich voortbeweegt. (Een stilstaand foton is dus niet denkbaar, evenmin een teruglopend!)

N.B.II De ELECTRISCHE vector is de LICHTVECTOR.

Proeven met staande lichtgolven tonen n.l. aan, dat de fotografische plaat sterk gezwart wordt op de plaatsen der "electrische buiken" en NIET op de plaatsen der magnetische buiken! Indien men over lichttrillingen spreekt laat men (waar geen onzekerheid bestaat over de voortplantingsrichting) de magnetische vector buiten beschouwing.

III Lichtquanta hebben niet alleen een lengte maar ook een breedte, die afhankelijk van de omstandigheden zeer klein maar ook zeer groot kan zijn! b.v. lichtquanta van sterren afkomstig, kunnen een breedte hebben van 30 meter.

4) De evenwijdige stralenbundel PQ bestaat dus uit een stroom van lichtquanta met dezelfde voortplantingsrichting. Van al deze lichtquanta staan de trillingsassen (der electr. vectoren) loodrecht op deze voortplantingsrichting, maar de trillingsvlakken der verschillende quanta maken met elkaar willekeurig hoeken tussen 0 en 180° . De lichtquanta van PQ zijn onderling incohaerent er is verschil in trillingsvlak, fase en frequentie (wit licht!)

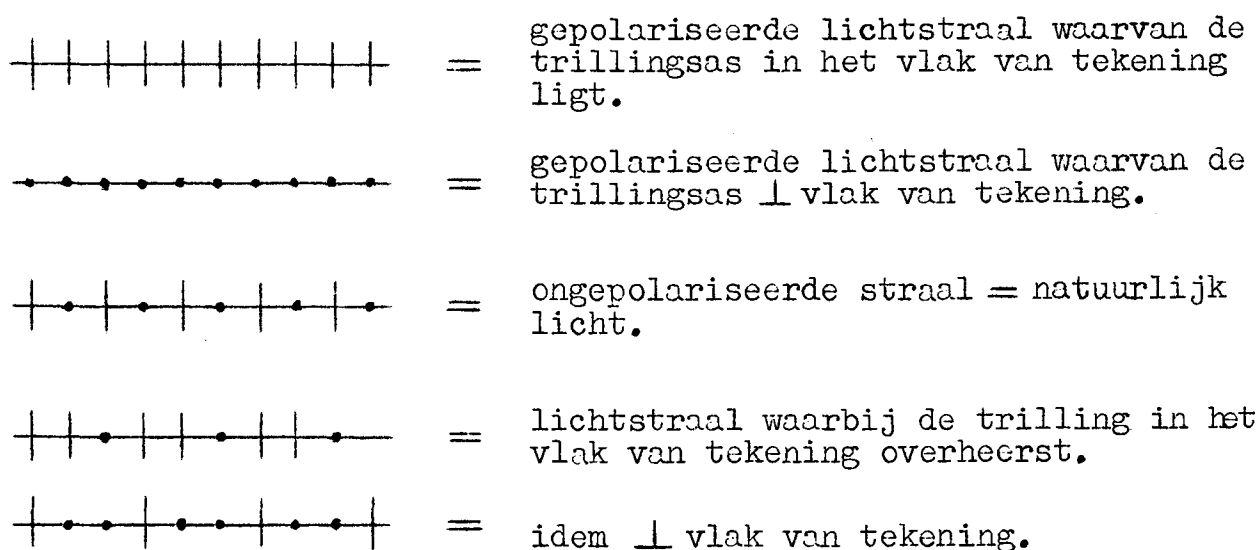
5) Als in een lichtstraal de trillingsvlakken van alle lichtquanta samenvallen zegt men, dat het licht van deze lichtstraal gepolariseerd is.

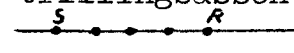
Def.: Een gepolariseerde lichtstraal is een straal waarvan de (electr.) trillingen in één en hetzelfde vlak door deze straal plaats vinden.

Opm. Strikt genomen is dit de definitie van een lineair gepolariseerde lichtstraal. Er zijn n.l. nog andere polarisatie-mogelijkheden, maar deze laten wij buiten beschouwing.

6) Bij een willekeurige lichtstraal kan men de (electr.) trillingen altijd ontbinden in twee onderling loodrechte trillingen. Schw. III blz. 268 fig. 233.

7) Tekenschrift.

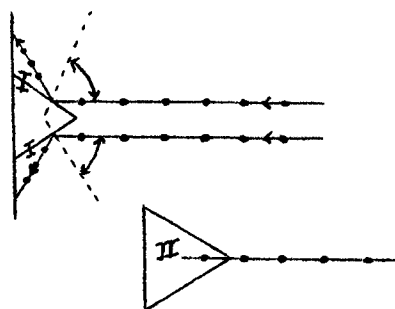


N.B 8) Het feit, dat bij deel II van de proef op het scherm slechts de twee verticale sterpunten verschijnen, wordt verklaard door aan te nemen, dat de lichtstraal PQ bij de terugkaatsing tegen de glasspiegels WORDT GEPOLARISEERD en wel $z\hat{o}$, dat in de stralenbundel RS de trillingsassen loodrecht staan op het vlak van tekening, dus 

Immers: Is dit het geval, dan is de situatie voor de lichtstralen van RS die I treffen anders dan voor de stralen die II treffen.

voor I: De trillingen van de lichtstralen uit RS zijn evenwijdig aan het spiegelend oppervlak, ze worden door de vlakken I van de pyramide teruggekaatst, \rightarrow twee verticale sterpunten.

voor II: De elektrische trillingen dringen het glasoppervlak in, Deze trillingen worden door het zwarte glasoppervlak geabsorbeerd. \rightarrow geen sterpunten.

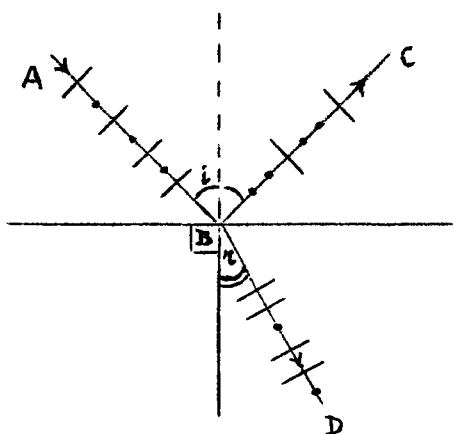


Resultaat voor I en II: Op het scherm verschijnen slechts de twee verticale sterpunten.

- 9) Daarom noemt men de glasspiegels B en C samen de polarisator. De pyramide noemt men de analysator. (We zullen zien, dat de natuurkundige werkingen van de polarisator en de analysator dezelfde zijn.)

Par.2. Polarisatie door terugkaatsing en breking (zie Kronig)

- 1) Valt een bundel natuurlijk licht onder een hoek i van lucht op glas, dan zal, zoals bekend is, een gedeelte van het licht teruggekaatst en de rest gebroken worden.



De electr. trillingen van de invallende straal kunnen we ontbonden denken in trillingen in het invalsvlak en trillingen loodrecht op het invalsvlak.

Voor de trillingen in het invalsvlak is de natuurkundige situatie in het trefpunt B anders dan voor de trillingen loodrecht op het invalsvlak.

Het is dus niet uitgesloten, dat de terugkaatsings- en brekingsverschijnselen voor de beide trillingsrichtingen niet dezelfde zijn!

Inderdaad blijkt er verschil te zijn. Wel is waar blijken de wetten van Huygens en Snellius voor beide trillingen gelijkelijk te gelden, maar de HOEVEELHEDEN licht, welke teruggekaatst resp. gebroken worden zijn voor beide trillingsrichtingen volkomen verschillend.

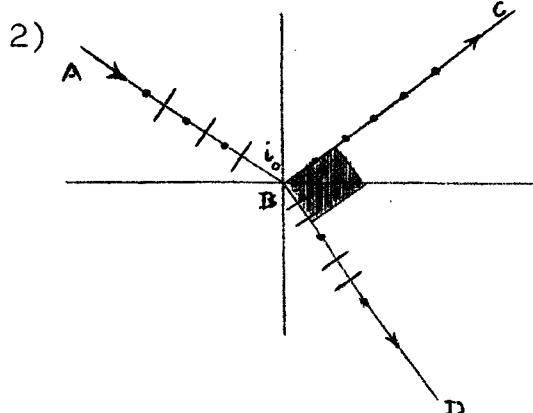
Het blijkt dat het reflexie vermogen voor de trillingen in het invalsvlak veel geringer is, dan dat voor de trillingen loodrecht op het invalsvlak.

Voor de trillingen loodrecht op het invalsvlak neemt het reflexievermogen van loodrechte inval tot scherpe inval gestadig toe van ca 4% tot 100%.

Voor de trillingen in het invalsvlak neemt het reflexievermogen van loodrechte inval tot scherpe inval eerst af, bereikt voor de invalshoek 56° de waarde nul en neemt daarna weer toe tot 100%.

Het gevolg hiervan is dat bij iedere invalshoek in de teruggekaatste straal BC de trilling loodrecht op het invalsvlak overheerst: de teruggekaatste straal is dus gedeeltelijk gepolariseerd.

Is de invalshoek 56° , dan is de teruggekaatste straal BC VOLLEDIG gepolariseerd met trillingsrichting loodrecht op het invalsvlak. (De gebroken straal BD is dan nog gedeeltelijk gepolariseerd)



BREWSTER (1781-1868) heeft de algemeen geldende wet bewezen:

De teruggekaatste straal is dan en slechts dan VOLLEDIG GEPOLARISEERD als de invalshoek zo'n waarde heeft dat de teruggekaatste straal loodrecht staat op de gebroken straal. Deze invalshoek noemt men de polarisatiehoek i_0 .

Berekening:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Als } BC \perp BD \text{ dan is } i_0 + r = 90^\circ \\ \text{volgens Snellius } \rightarrow \frac{\sin i_0}{\sin r} = n \end{array} \right\} \rightarrow \frac{\sin i_0}{\sin(90^\circ - i_0)} = n$$

$$\text{dus: } \boxed{\text{tg } i_0 = n}$$

$$\text{b.v. } n_{\text{lucht} \rightarrow \text{glas}} = \frac{3}{2} \rightarrow \text{tg } i_0 = \frac{3}{2} \rightarrow i_0 = 56^\circ$$

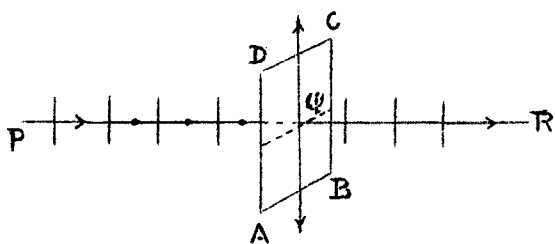
- Opm.:
- A) Daarom moesten de opstaande zijvlakken van de pyramide analyser met het grondvlak hoeken van 56° maken en de glasspiegels van de polarisator zo geplaatst zijn, dat de invalshoeken 56° waren.
- B) Het is lange tijd een strijdvraag geweest of de elektrische vector van de teruggekaatste straal in onderste figuur op blad 83 loodrecht op het invalsvlak trilt of in het invalsvlak. De beslissing viel toen uit brekingsproeven (Hertz) met electromagn. golven van grote golflengten en waarvan de trillingsrichting van de elektrische vector direct te bepalen was, bleek dat de elektrische vector van de teruggekaatste straal trilde in een richting loodrecht op het invalsvlak.
- C) Men kan de juistheid van de wet van Brewster ook wel aanvoelen. Immers: Valt een lichtstraal onder de polarisatiehoek op een glasoppervlak, dan zullen de electronen van de bovenste laag van het glas in trilling worden gebracht. Deze trillingen zullen loodrecht op de gebroken straal plaats vinden. De teruggekaatste lichtbundel nu moet aan deze trillende electronen te danken zijn, immers, zijn deze niet aanwezig, is dus de glazen plaat er niet, dan ontbreekt ook de teruggekaatste lichtbundel. Nu kunnen trillende electronen nooit licht uitzenden I N hun trillingsrichting. In ons geval echter ligt voor de trillingen in het invalsvlak de teruggekaatste straal juist in de trillingsrichting van de electronen. In deze richting kan dus geen trilling in het invalsvlak worden teruggekaast.
- D) Men kan zich de vraag stellen of de lichtquanta van de straal AB bij de terugkaatsing en breking niet gedeeld worden zodat in de teruggekaatste straal lichtquanta met frequentie f maar energie $< hf$ zullen voorkomen. DIT IS NIET HET GEVAL dank zij de absorptie en weder-uitzending van lichtenergie door de electronen. We gaan hier niet verder op in; de hogere natuurkunde stelt de kritische zin van de lezer in dit opzicht volkomen gerust.
- E) De in het voorgaande behandelde polarisatieverschijnselen bij terugkaatsing en breking gelden alleen voor DOORZICHTIGE stoffen, dus niet voor metalen e.d.

Par. 3) Polaroid.

- 1) Sommige stoffen bezitten de eigenschap om ALLEEN die lichttrillingen door te laten, waarvan de trillingsas een bepaalde richting heeft.

Een dergelijke stof heet polaroid

(Jodium adsorberen aan dunne plastic plaat, vervolgens deze plaat in één richting uitrekken.)



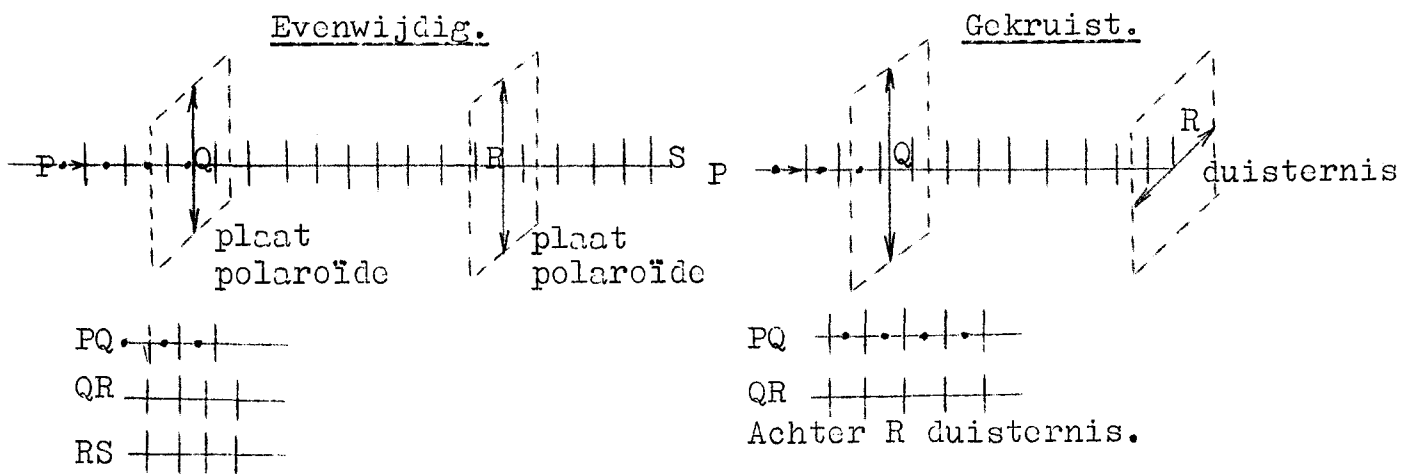
ABCD is een plaat polaroid.
Van links valt een ongepolariseerde lichtstraal op de plaat.
De plaat polaroid laat de trillingen met as // AD door; de trillingen met as // AB worden geabsorbeerd.
De lichtstraal QR is dus gepolariseerd met trillingsas // AD.

N.B. 2) Hoe verkrijgt men gepolariseerd licht?

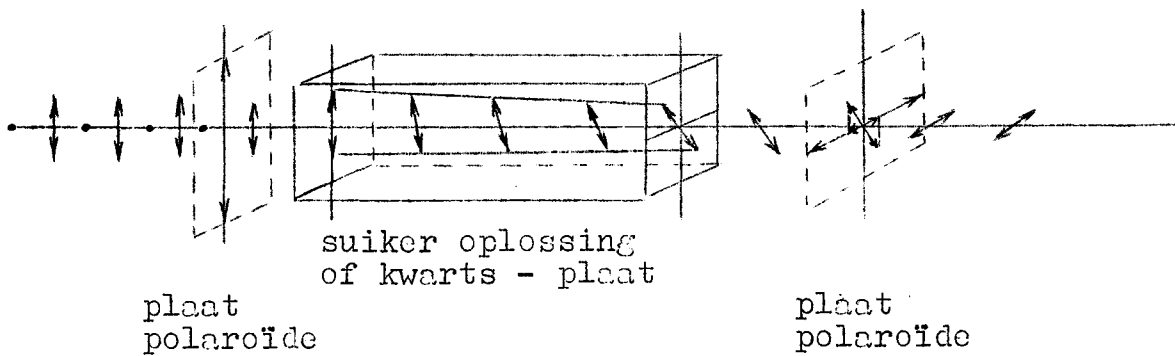
- Antw: 1) Bij terugkaatsing.
2) Breking.
3) Polaroid.

3) zie blad 85.

3) Evenwijdige en gekruiste platen polaroïde.



§ 4) Draaiing van het polarisatie-vlak (Schw. III § 134)



Hoofdstuk XI. Inleiding tot de Golfmechanica.

Deel I: Lichtquanta en fotonen.

§ 1. Het "dualistisch karakter" van het licht.

Het staat onomstotelijk vast, dat een lichtstraal bestaat uit een stroom van lichtquanta, die zich met de snelheid $3 \cdot 10^8$ m/sec. in het vacuum voortplanten.

Het heeft echter de schijn alsof deze lichtquanta een tweeslachtige natuur hebben n.l.:

I Een golfkarakter.

De verschijnselen van de voortplanting in vacuum en in een medium, de uitbreiding, de interferentie, de buiging en de polarisatie worden volledig verklaard en beschreven door aan te nemen, dat de lichtquanta werkelijke golfporties zijn MET GROTE AFMETING.

De op de genoemde verschijnselen gebaseerde golftheorie dwingt tot de volgende conclusies:

- 1) Een lichtstraal bestaat uit een stroom van electro - magn. golfporties. (E1B, transversale trilling, E is de lichtvector)die zich met snelheid $C = 3 \cdot 10^8$ m/sec. in het vacuum voortplanten.
- 2) Elke golfportie is streng gepolariseerd.
- 3) De lichtkleur wordt bepaald door de frequentie der electr. trilling. $c = f \cdot \lambda$.
- 4) Elke golfportie heeft een lengte van enige meters en een mogelijke breedte van 30 meter.

II Een corpusculair karakter.

- a) Het foto electrisch effect verlangt, dat de lichtquanta een KLEINE AFMETING hebben, van de grootte orde van een electron.

De frequentie van een foton wordt bepaald door de electro-magnetische ENERGIE - inhoud van het foton volgens de vergelijking $\epsilon = hf$.

- N.B. Volgens de relativiteitstheorie heeft electro-magnetische energie ook een binding met de ether, dus een massa, overeenkomstig de vergelijking:

$$E = mc^2 \text{ Joule.}$$

Een foton heeft dus een massa: de grootte van deze massa is:

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{hf}{c^2} \text{ kg}^*$$

Vraag: Hoe groot is de massa van het foton van de röntgen - straal met $\lambda = 1 \text{ \AA}$?

Antw: $m = \frac{hf}{c^2} = \frac{hf}{c \cdot f \cdot \lambda} = \frac{h}{c \lambda}$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ J/sec.} \quad m = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8 \cdot 10^{-10}} =$$

$$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/sec.} \quad 2,2 \cdot 10^{-32} \text{ kg.}$$

$$\lambda = 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ meter.}$$

Vraag: Hoe groot moet de golflengte zijn opdat de massa van het foton gelijk zal zijn aan de massa van een electron?

Antw: $m_{\text{electr.}} = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}^*$

dus moet $9,1 \cdot 10^{-31} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8 \cdot \lambda} \rightarrow \lambda = 0,0243 \text{ \AA}$

Dit is het foton van een zeer harde röntgenstraling.

- b) Als een foton werkelijk massa heeft, dan moet het ook stootkracht m.a.w. IMPULS hebben.

$$\text{De grootte van de impuls van een foton} = mc = \frac{hf}{c} = \frac{hf}{f\lambda} = \frac{h}{\lambda}$$

dus:
$$mc = \frac{h}{\lambda} \frac{\text{kg}^{\text{st}} \text{m}}{\text{sec}}$$

- N.B. c) Is het mogelijk door een proef aan te tonen, dat een foton inderdaad impuls heeft?

Antw: Compton (Arthur Holley Compton, geboren 1892, Nobelprijs 1927) is er in 1922 in geslaagd door een proef aan te tonen dat een foton inderdaad impuls heeft.

De theorie van de proef van Compton.

Bij de behandeling van het foto-electrisch effect hebben we gesteld, dat er twee dingen kunnen gebeuren als een electron door een foton getroffen wordt.

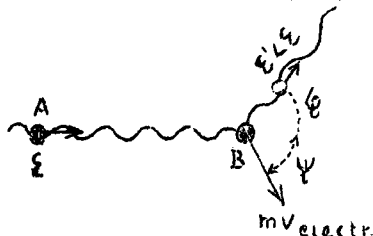
Het electron zal dan n.l. óf het foton in zijn geheel absorberen óf het foton geheel intact laten.

Maar, zo redeneerde Compton, indien een foton werkelijk massa heeft, moet de mogelijkheid bestaan, dat het foton zich bij een botsing gedraagt als een echt "massadeeltje" m.a.w. als een foton botst tegen een electron, moet het mogelijk zijn, dat er een MECHANISCHE ENERGIE OVERDRACHT plaats heeft tussen deze botsende massadeeltjes.

Deze mechanische energie overdracht is van de kant van het foton het grootst als:

- 1) de massa van het botsende foton gelijk is aan de massa van het electron.
- 2) het electron vrij is
- 3) het electron in rust is.

Wat gebeurt er volgens de wetten der Mechanica bij zo'n botsing?



A is een aanstormend foton,
B een stilstaand vrij electron.
Veronderstellen we, dat de botsing volkomen veerkrachtig is, dan moet bij deze botsing:
10) de totale AvB constant blijven.
20) de totale impuls const. blijven.

Het getroffen electron wordt in een richting ψ weggekaatst; het foton gaat verder in de richting ϕ , die door de impuls wet wordt bepaald.

N.B. Welk gevolg heeft deze botsing voor het foton?

Daar het foton energie heeft afgestaan aan het electron, moet het NA DE BOTSING MINDER ENERGIE HEBBEN DAN VOOR DE BOTSING.
m.a.w.

$$\begin{aligned} \epsilon' &< \epsilon \\ hf' &< hf \\ f' &< f \quad \text{dus: } \lambda' > \lambda \end{aligned}$$

m.a.w. HET "VERSTROOIDE" FOTON MOET EEN GROTERE GOLFLENGTE HEBBEN DAN HET INVALLENDE FOTON.

Wiskundig blijkt, dat deze vergroting van de golflengte groter is naarmate ϕ groter is.

Conclusie: Indien de fotonen werkelijk massa en dus impuls hebben, zal men bij bestraling van vrije zich in rust bevindende electronen door een evenwijdige bundel fotonen met even grote massa als de electronen, moeten waarnemen dat:

- 10) de fotonen verstrooid worden.
 - 20) de golflengte van de verstrooide fotonen GROTER is dan de golflengte van de invallende fotonen.
 - 30) $\Delta\lambda$ groter is naarmate de verstrooiingshoek groter is
- $$\Delta\lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \phi) \quad m = \text{massa electron.}$$

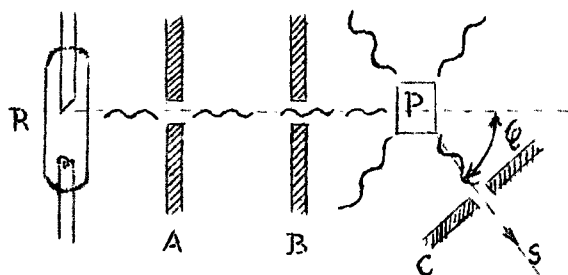
Deze golflengte-vergroting is het specifieke v.h. Compton-effect.

De techniek van de proef van Compton. zie Schw. IV blz. 175.

Compton liet een smalle bundel röntgenstralen, waarvan de golflengte zo klein was, dat de massa van ieder foton gelijk was aan de massa van een electron, op een hoeveelheid stof, die geen zware atomen bevatte (b.v. paraffine of lucht) vallen.

Nu zijn de electronen in de stof niet vrij en niet in rust. Maar bij elementen van laag atoomnummer is de bindingsenergie der electronen zo klein vergeleken bij de energie hf van de gebruikte zeer harde röntgenquanta, dat de bindingsenergie der electronen kan verwaarloosd worden en het geval van vrije electronen bij benadering is gerealiseerd.

Doordat de electronen niet in rust zijn zal het Compton-effect slechts merkbaar zijn bij een deel der verstrooide fotonen n.l. de beide fotonen die in botsing gekomen zijn met electronen waar van de eigen snelheid te verwaarlozen is.



R is een röntgenbuis,
A en B schermen met smalle spleten,
P een hoeveelheid paraffine,
C een scherm met smalle spleet.

Van de röntgenstraal die spleet C passeert wordt met een apparaat S een spectrum ontworpen.

Resultaat van de proef van Compton.

Dit spectrum onderzoek voor verschillende waarden van ϕ toonde aan:

- 1^o) dat een deel van de invallende röntgenstraling door P werd verstrooid.
- 2^o) dat een gedeelte van de verstrooide straling een grotere golflengte had dan de van R uitgaande röntgenstraal.
- 3^o) dat de golflengte-vergroting groter was naarmate de verstrooiingshoek ϕ groter was, geheel in overeenstemming met de door Compton afgeleide formule:

$$\Delta \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos \phi)$$

N.B. Conclusie uit de proef van Compton.

EEN FOTON HEEFT EEN IMPULS, DIE GELIJK IS AAN $\frac{h}{\lambda}$ $\frac{\text{kg}^* \text{m}}{\text{sec}}$.

d) Opmerkingen.

- 1) De grote betekenis van de proef van Compton bestaat hierin, dat ze een bevestiging is van de fotonen-theorie van Einstein.
- 2) Daar de fotonen impuls hebben, moet een lichtstraal ook een DRUK uitoefenen op een voorwerp, dat door dit licht wordt bestraald.
Deze druk noemt men de STRALINGSDRUK of LICHTDRUK.
Reeds Kepler (1571 - 1630) heeft op grond van het feit, dat de staart van een komeet, die een baan om de zon beschrijft, voortdurend VAN DE ZON AF is gericht, de hypothese uitgesproken, dat het zonlicht op deze lichte materie, waaruit de komeetstaart is opgebouwd, een druk uitoefent.
In 1900 is de stralingsdruk voor het eerst experimenteel aangetoond. (Kronig)
- 3) Door het bezit van energie, massa en impuls is een foton min of meer met een bewegend massadeeltje te vergelijken.
DEZE VERGELIJKING GAAT EVENWEL SLECHTS TOT ZEKERE HOOGTE OP: zo verdwijnt b.v. een foton volledig, wanneer het zijn energie afgeeft, terwijl een massadeeltje ook na verlies van zijn kinetische energie blijft bestaan.
Met in acht nemen van dergelijke verschillen kan gezegd worden, dat licht zich in zekere zin als "corpusculaire" straling gedraagt. (Prins)

Eindconclusie uit § 1:

Het staat vast, dat een lichtstraal bestaat uit een stroom van licht-quanta, die zich met snelheid $3 \cdot 10^8$ m/sec. in het vacuüm voortplanten. Deze lichtquanta schijnen een dualistisch karakter te hebben n.l.

- I een golfkarakter
- II een corpusculair karakter.

§ 2. Het dualistisch karakter van het licht brengt de natuurkunde in de war.

Met het oordeel "het licht heeft een dualistisch karakter" wordt bedoeld, dat een gegeven lichtquantum zich bij bepaalde natuurkundige verschijnselen gedraagt als een coherente golfportie met een lengte van enige meters en een mogelijke breedte van 30 meter, terwijl ditzelfde lichtquantum zich bij andere natuurkundige verschijnselen gedraagt als een klein electro-magnetisch energie-deeltje van de grootte orde van een electron, met massa en impuls, dus als foton.

Voor het gezond verstand is dit echter een onmogelijkheid! Immers: het is onmogelijk, dat iets gelijktijdig en in hetzelfde opzicht van zichzelf zou verschillen, m.a.w. het is onmogelijk, dat een lichtquantum tegelijkertijd groot en klein is, en het is eveneens absurd te veronderstellen, dat een lichtquantum zijn afmetingen eerst gaat regelen alvorens aan een natuurkundig proces te beginnen.

Logisch is het dus onmogelijk, dat een lichtquantum een dualistisch karakter zou hebben.

Toch eist de golf-theoretische verklaring van de interferentie verschijnselen onverbiddeijk, dat de golfquanta een grote afmeting hebben, (de interfererende golffronten kunnen alleen maar fronten zijn van éénzelfde lichtquantum, omdat deze alleen coherrent zijn)

De golf-theorie beschrijft deze verschijnselen té nauwkeurig om aan haar juistheid te twifelen. De golftheorie is echter niet in staat om het foto-electrisch effect, het Compton-effect en de temperatuurstraling te verklaren.

Van de andere kant is de fotonen-theorie even onverbiddeijk in haar eis, dat de lichtquanta een kleine afmeting moeten hebben en de juistheid der fotonen -theorie kan evenmin in twijfel getrokken worden. De fotonen theorie biedt echter geen mogelijkheid voor interferentie!

De natuurkunde verkeert hier in een toestand van verwarring: handelend over bepaalde verschijnselen, moet ze de golftheorie aanhangen; handelend over andere verschijnselen moet ze uitgaan van de corpusculaire theorie, terwijl deze wetenschappelijk gefundeerde inzichten logisch met elkaar in strijd zijn.

In de grote natuurkunde boeken van ± 1925 wordt ronduit gezegd, dat de natuurkunde hier voor een probleem staat, "dat haar zwaar op de maag ligt", maar waarvoor ze geen oplossing ziet.

§ 3. Moderne visie op het dualistisch karakter van het licht.

- 1) Toch zijn er proeven bekend, die er op wijzen, dat het mogelijk MOET zijn, om de interferentie verschijnselen te verklaren met de corpusculaire theorie. Vervangt men n.l. bij een der interferentie proeven (Fresnel, buiging door een spleet, tralie) het scherm door een foto-kathode, zodat dus de interferentie-figuur met haar maxima en minima op de foto-kathode ontworpen wordt, dan blijkt, dat de snelheid van de uit de foto-kathode vliegende electronen gelijk is aan de snelheid van de foto-electronen, als men het licht van de lichtbron onmiddellijk op deze foto-kathode laat vallen, m.a.w.

OOK BIJ HET ONTSTAAN VAN DE INTERFERENTIE FIGUREN HEEFT MEN TE DOEN MET ONGESCHONDE POTONEN.

- 2) Wat gebeurt er volgens de golftheorie en wat volgens de corpusculaire theorie met één enkel lichtquantum resp. foton, dat b.v. bij de proef van Fresnel de spleet, die voor de lichtbron staat, passeert?

Antw.

Golftheorie.

Volgens de golftheorie is een lichtquantum één cohaerent geheel dat "pas-klaar" is voor de golftheoretische verklaring van de proef van Fresnel.

Volgens de golftheorie zal dus een lichtquantum gedurende 10^{-8} sec. (de tijd, die een lichtquantum nodig heeft om een vlak te passeren) de hele interferentiefiguur op het scherm doen ontstaan. (zeer zwak natuurlijk)

Corpusculaire theorie.

Volgens de corpusculaire theorie zal het foton tegen één der spiegels worden teruggekaatst en dan ergens het scherm treffen. Op het trefmoment zal dan alleen in het trefpunt een lichtflits verschijnen. De plaats van dit trefpunt op het scherm is echter NIET PRECIES TE BE REKENEN, omdat de "TOEVALLIGE INVLOEDEN" van de spleet en de electronensituatie in het trefpunt op de spiegel nniet bekend zijn.

Zo zijn er bij alle interferentieverschijnselen TOEVALLIGE INVLOEDEN, waardoor het onmogelijk wordt precies te berekenen waar en op welk ogenblik het corpusculaire foton het scherm zal treffen.

- N.B. 3) De moderne natuurkunde neemt nu als HYPOTHESE aan, dat de golftheoretische interferentiefiguur, die door een lichtquantum gevormd wordt ons een BEELD geeft van de WAARSCHIJNLIJKHEID waar en in welk tijdsinterval het met dit lichtquantum overeenkomende corpusculaire foton het scherm zal treffen: in de golftheoretische minima (de donkere lijnen) is de trefkans minimaal, in de golf theoretische maxima is ook de trefkans maximaal.
- De INTENSITEIT van de golftheoretische interferentie figuur in een bepaald punt van het scherm bepaalt dus DE WAARSCHIJNLIJKHEID, dat daar het foton terecht zal komen.
- 4) Deze hypothese (die het eerst uitgesproken is door Max Born, geb. 1882) veronderstelt dus, dat alle "toevallige invloeden" automatisch verwerkt zijn in de bewerkingen van de golftheorie; ze kent aan de golftheorie dus een WISKUNDIGE betekenis toe n.l. de functie van NATUURKUNDIGE WAARSCHIJNLIJKHEIDS-REKENING.
- 5) Het is nu gemakkelijk in te zien, hoe, volgens de hypothese van Born, de "interferentie-figuren" op het scherm ontstaan en dat deze moeten overeenstemmen met de golftheoretische interferentie figuren.
- b.v. Bij de proef van Fresnel passeren op ieder ogenblik zeer veel fotonen de spleet.
- De "waarschijnlijkheids-figuur" (d.i. de golftheoretische interferentie-figuur van een lichtquantum) is voor alle fotonen dezelfde. Zou men dus een filmopname maken van hetgeen er op het scherm gebeurt en er voor zorgen, dat de belichtingstijd van iedere foto 10^{-8} sec. was, dan zou men op iedere foto het scherm bezaaid zien met lichtpuntjes waarvan de meeste zich bevinden in de golftheoretische maxima. Bij een belichtingstijd per foto van b.v. $1/100$ sec., zijn alle "kanshebbende" punten van het scherm getroffen. Iedere foto vertoont dan de gemiddelde verlichting van het scherm d.w.z. de golftheoretische interferentie-figuur met duisternis in de golftheoretische minima en grootste helderheid in de golftheoretische maxima.
- 6) Conclusie: De hypothese van Born legt een logisch verband tussen de golftheorie en de corpusculaire theorie. Maar beide theorieën moeten "een veer laten": De golftheorie wordt gedgegradeerd tot waarschijnlijkheidsrekening en de corpusculaire theorie wordt gedwongen toe te geven, dat ze, vanwege de toevallige invloeden, de plaats en de baan van een foton niet precies kan berekenen.

- 7) De hypothese van Born heeft de eenheid in de natuurkunde hersteld. Er is geen verschijnsel bekend, waarmee deze hypothese in strijd is. Derhalve stelt de moderne natuurkunde zich op het standpunt der corpusculaire fotonen theorie: Een licht - straal is een stroom van electromagn. energie-deeltjes.

Heeft het dan nog wel zin om te zeggen, dat een bepaalde licht kleur in het vacuum een bepaalde golflengte heeft? En wat wordt eigenlijk bedoeld met de frequentie van een bep. lichtkleur?

Antw. Het heeft zeker nog zin om over de golflengte en de frequentie van een bepaalde lichtkleur te spreken! Hiermee wordt dan het volgende bedoeld: Indien men een probleem over de gang, terugkaatsing, breking en buiging voor deze lichtkleur moet oplossen, dan moet men dit probleem OPVATTEN ALS EEN GOLFPROBLEEM, d.w.z. men moet:

- 1) de fotonen van dit licht vervangen door de golftheoretische electro-magnetische golfquanta.
- 2) de golflengte van deze cohaerente golfportie in het vacuum gelijk stellen aan de golflengte, die aan deze lichtkleur in het vacuum wordt toegekend.
- 3) de frequentie van de trilling in deze golfportie gelijk stellen aan $f = \frac{c}{\lambda}$
- 4) vervolgens de regels van de golftheorie toepassen.

N.B. m.a.w.: Bij problemen waarbij het gaat om een baan-bepaling moet men doen ALSOF HET LICHT EEN GOLFNATUUR HAD.

- Opm. 1) Over de gesteldheid in het inwendige van het foton maakt men dus geen enkele veronderstelling. Men zegt alleen, dat het foton een energie-deeltje is: deze energie is van electromagnetische aard, en in grootte gelijk aan h.f. Joule.
- 2) Bij baan-problemen moet men dus volgens Born het foton vervangen door een golfquantum. Men kan dus zeggen, dat de golftheorie "de mechanica is van de corpusculaire theorie" Aldus komt men tot de term: Golfmechanica.

Zonder dit te weten, hebben we ons dus vanaf de toepassing van het beginsel van Huygens op de verklaring van de terugkaatsing, breking en buiging van het licht, bezig gehouden met de Golfmechanica voor fotonen.

Deel II Materie-golven.§ 1. Inleiding.

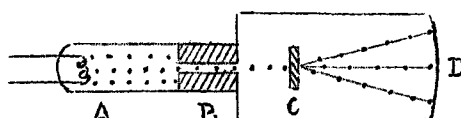
In 1924, toen de natuurkunde nog geen oplossing zag voor het probleem van de dualistische natuur van het licht, sprak De Broglie (Prins Louis De Broglie, geb. 1892, Dieppe) in zijn proefschrift de gedurfde hypothese uit, dat electronen en atomen OOK EEN DUALISTISCHE NATUUR zouden hebben.

Volgens De Broglie moet het dus mogelijk zijn met electronen en atomen interferentie-verschijnselen aan te tonen.

Het werkelijke bestaan van deze interferentie-verschijnselen werd:

- a) voor electronen min of meer toevallig ontdekt in 1927 zie Schw. IV blz. 178 e.v. bij fig. 177 a en b.

Apparatuur voor de proef fig. 177 b.



A is een ontladingsbuis met koude of gloeikathode
 ΔV ong. 20000 \rightarrow 60000 Volt.

B is een nauw kanaal \rightarrow smalle electronenstraal op C

C dun plaatje ($< 0,1 \mu$)

D is een fluorescentie wand of fotografische plaat.

- b) voor atomen in 1928

§ 2. De hypothese van De Broglie, beschouwd van het standpunt der moderne natuurkunde.

- 1) Bij de beweging van een uiterst klein deeltje heeft men in de praktijk altijd te doen met "toevallige invloeden" waardoor het onmogelijk wordt om de baan van dit deeltje PRECIES te berekenen: er is geen ZEKERHEID, alleen WAARSCHIJNLIJKHEID. Evenals bij de hypothese van Born herleidt men nu de plaats en baan bepaling van dit zeer kleine deeltje tot een GOLFPROBLEEM en wel op de volgende manier:

- 1 Men vervangt het massadeeltje door een DENKBEELDIG GOLF-QUANTUM. Dit golfquantum, dat een cohaerent geheel vormt, heeft dus alleen een wiskundig bestaan! Het zal ons de ruimte aanwijzen waarbinnen het massa-deeltje zich op een bepaald ogenblik moet bevinden. Zo'n wiskundig golfquantum noemt men een MATERIE-GOLF of ook wel een DE BROGLIE-GOLF.
- 2 DE INTENSITEIT DER GOLF op een bepaalde plaats binnen het quantum, bepaalt de WAARSCHIJNLIJKHEID, DAAR HET DEELTJE AAN TE TREFFEN.
- 3 De voortplantingssnelheid van dit quantum IN ZIJN GEHEEL is gelijk aan de snelheid v van het deeltje.
- 4 De golflengte wordt, analoog aan de golflengte van een licht quantum, bepaald door de IMPULS van het deeltje, volgens de vergelijking: $\lambda = \frac{h}{mv}$

Hierin is h de constante van Planck ($6,6 \cdot 10^{-34}$ Joule/sec)

m de massa van het deeltje in kg^*

v de snelheid van het deeltje in m/sec .

- 5 De frequentie van de trilling van de materie-golf wordt, eveneens analoog aan de frequentie van een lichtquantum, berekend met de energie-formule van Einstein:

$$\left. \begin{array}{l} E = mc^2 \\ hf = mc^2 \end{array} \right\} \text{ dus } \boxed{f = \frac{mc^2}{h}} \text{ Hertz.}$$

Hierin is c de lichtsnelheid!

N.B. 6 Verder voert men alle bewerkingen uit, die volgens de golftheorie in de gegeven situatie van toepassing zijn m.a.w. MEN DOET ALSOF HET MATERIEDEELTJE EEN GOLFNATUUR HAD.

ALLES WAT VOLGENS DE GOLFWISKUNDE MOGELIJK IS, IS OOK WERKELIJK MOGELIJK.

ALLES WAT VOLGENS DE GOLFWISKUNDE ONMOGELIJK IS, IS OOK IN WERKELIJKHEID ONMOGELIJK.

2) Analooq aan hetgeen in Deel I § 3 punt 5 werd uiteengezet, kan men ook nu gemakkelijk inzien hoe de interferentie-figuren met electronen (b.v. fig. 177 b) en atomen ontstaan.

3) Opmerkingen.

a) Bij het lichtquantum geldt de betrekking $c = f \cdot \lambda$

$$\text{Immers: } f \cdot \lambda = \frac{mc^2}{h} \cdot \frac{h}{mc} = c$$

Berekent men voor een De Broglie-golf het product $f \cdot \lambda$, dan

$$\text{volgt: } f \cdot \lambda = \frac{mc^2}{h} \cdot \frac{h}{mv} = \frac{c^2}{v} \gg c !!$$

d.w.z. De wiskundige voortplantingssnelheid van de trilling BINNEN het materie-quantum is NIET gelijk aan de voortplantingssnelheid van dit quantum IN ZIJN GEHEEL: terwijl het quantum in zijn geheel vooruit gaat met de snelheid v m/sec, treedt er binnen dit quantum een van achteren naar voren gerichte lopende golf op met snelheid $\frac{c^2}{v} \gg c$.

d.w.z. terwijl het quantum in zijn geheel vooruit gaat heeft het massadeeltje niet steeds op dezelfde plaats in dit quantum te blijven: het kan zeer grillig van plaats veranderen.

b) De golflengte van de De Broglie-golf is $\lambda = \frac{h}{mv}$

$$h = 6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Joulesec.}$$

Is de impuls van het deeltje klein t.o.v. $h \rightarrow \lambda$ groot \rightarrow interferentie-figuren groot.

Is de impuls van het deeltje groot t.o.v. $h \rightarrow \lambda$ klein \rightarrow interferentie-figuren klein.

Hieruit volgt, dat de De Broglie-hypothese in de mechanica van grote massa's geen rol speelt.

c) Iets dergelijks als bij de De Broglie-golf, doet men ook in het dagelijks leven.

Stel, dat een persoon A met de trein van 5 uur uit Amsterdam via Utrecht naar Maastricht vertrekt. Iemand in Maastricht (B) kan onmogelijk precies zeggen waar A zich in de rijdende trein bevindt: hoogstwaarschijnlijk op een zitplaats; het is ook mogelijk, dat A moet staan; het is onwaarschijnlijk, dat A op de buffers tussen twee treinstellen heeft plaats genomen. B kan ook niet zeggen welke baan A precies beschrijft, omdat A vanwege alle mogelijke toevallige invloeden van plaats kan veranderen, enz.

Wat doet B? Hij vervangt A door de trein in zijn geheel (Materie-golf), neemt een spoorboekje (past de regels van de golfwiskunde toe) en bepaalt zo de waarschijnlijke plaats van A op een bepaald ogenblik en in grove trekken de baan van A tijdens de reis.

4) Opgave I Tussen de anode en de kathode van een ontladingsbuis bestaat een potentiaalverschil van ΔV Volt.

Gevr: De golflengte van de materiegolf der kathode-stralen?

$$\text{Opl! } \lambda = \frac{h}{mv}$$

$$\frac{1}{2}mv^2 = e\Delta V$$

hieruit v elimineren, dan volgt:

$$\lambda = \sqrt{\frac{h^2}{2me\Delta V}} \text{ meter.}$$

Is de snelheid van de electronen kleiner dan $\frac{c}{10}$, dan vindt men na invulling van de waarden voor h , m en e :

$$\lambda = \sqrt{\frac{150}{\Delta V}} \text{ \AA} \quad (\text{werkformule!})$$

Opgave II Gevraagd, de golflengte van de materiegolf, als het potentiaalverschil tussen anode en kathode 15000 Volt is.

Antw: $\lambda = 0,1 \text{ \AA}$

De golflengte van deze wiskundige electronengolf is dus van de grootte orde van harde röntgenstralen.

Deel III. Toepassing van de golfmechanica op de sateliet electronen van een atoom.

§ 1. 1) SEMI - wetenschappelijke toepassing van de golfmechanica op het H - atoom.

N.B.
N.B.

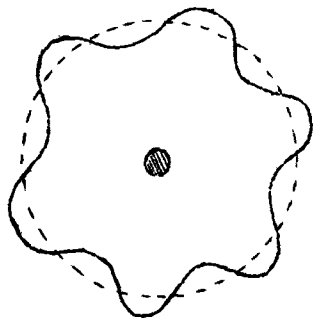
Volgens de golfmechanica moet men het sateliet-electron in het waterstof atoom vervangen door een ALLEEN WISKUNDIG BESTAAND golfquantum. Dit golfquantum, dat een cohaerent geheel vormt, beweegt zich om de waterstof kern.

Nemen we met Bohr aan, dat het electron om de waterstofkern een EXACTE cirkelbaan beschrijft, dan wil dit, vertaald in de taal der golfmechanica, zeggen, dat het waarschijnlijkheids-golfquantum ALLEEN MAAR EEN LENGTE heeft en geen breedte d.w.z. één dimensionaal is.

Houden we ons nu aan het dogma van de golfmechanica, dat alleen datgene wat in de golfmechanica mogelijk is, ook in de werkelijkheid alleen maar mogelijk is, dan kunnen we zonder hogere wiskunde de quantum-banen van Bohr berekenen.

2) Berekening van de quantum-banen.

Het waterstofatoom bestaat dus volgens het bovenstaande uit een proton, dat door een ééndimensionale cirkelvormige De Broglie-golf wordt omringd.



I De golflengte van deze De Broglie-golf is $\lambda = \frac{h}{mv}$ meter.

II Deze De Broglie-golf moet een gesloten cirkel vormen, omdat het electron zich overal op deze cirkel kan bevinden.

III Deze De Broglie-golf mag echter nergens een DISCONTINUITEIT vertonen, want dit zou betekenen, dat de waarschijnlijkheid daar onbepaald was.

Conclusie: Het electron kan zich slechts op die cirkels bevinden, waarvoor DE OMTREK EEN GEHEEL AANTAL DE BROGLIE-GOLF LENGTEN IS.

dus: $2\pi r = n \frac{h}{mv}$

dus: $mvr = n \frac{h}{2\pi}$ $n = 1, 2, 3, \dots$

Aldus vinden we de quantum-banen van Bohr (zie hoofdst.IX, § 4, punt 4, blz. 57)

Bevindt het electron zich op zò'n quantumbaan, dan is er volgens de golfwiskunde geen reden aan te geven waarom de De Broglie-golf niet eeuwig op deze cirkelbaan zou blijven, d.w.z.: DEZE QUANTUM-BANEN ZIJN STATIONAIR.

Bedenkt men verder, dat in de golfmechanica voor een bewegend electron de mogelijkheid van energie-uitzending is verdisconteerd, dan volgt hieruit, dat het electron op een quantumbaan GEEN ENERGIE UITZENDT, omdat deze banen stationair zijn.

Conclusie: Neemt men aan, dat het electron van het waterstof - atoom een exacte cirkelbaan doorloopt, dan kan de eerste hypothese van Bohr met behulp van de hypothese van De Broglie worden afgeleid en kunnen de stralen van de quantumbanen berekend worden.

Opmerking:

Deze afleiding laat wel zien, DAT het electron, VOLGENS DE LOGICA VAN DE GOLFMECHANICA, op een quantum baan geen energie uitzendt, maar ze VERKLAART NIET WAAROM het electron juist op deze banen geen energie uitzendt.

We hebben hier te doen met een irriterende karaktertrek van de golfmechanica: ze zegt alleen WAT er gebeurt, maar verklaart nooit WAAROM dit gebeurt.

De natuurkunde is dus gedwongen alles "blind" aan te nemen op gezag van de golfwiskunde, iets waar de denkende mens zich maar moeilijk in kan schikken!

§ 2. Hoog-wetenschappelijke toepassing van de golfmechanica op de sateliet electronen in een atoom.

- 1) Bij de toepassing van de golfmechanica op de beweging van electronen, moet men in de golf-wiskunde de invloed verwerken, die bewegende electronen ondervinden van elektrische en magnetische velden, alsmede de mogelijke electro-magnetische energie-uitzending.

Deze speciale golf-wiskunde (als men in de hogere Natuurkunde over golfmech. spreekt, bedoelt men eigenlijk alleen deze speciale golfwiskunde) ligt ver boven de stof van Gymn. of H.B.S. We vermelden alleen, dat Schrödinger (Erwin Schrödinger, geb. 1887 te Wenen, Nobelprijs 1933) er in 1926 in is geslaagd de differentiaal vergelijking op te stellen voor de materie-golf van een bewegend electron in een radiaal elektrisch veld.

Deze vergelijking heeft voor de wetenschap de wereld van het atoom geopend!

De oplossing van deze vergelijking voor een willekeurig atoom bevestigt:

- 1) Het bestaan van stationaire toestanden en bepaalt de energie waarden van deze toestanden (energie niveaus)
- 2) de verdeling van de sateliet electronen over de hoofdschillen, KLMNOPQ, waarbij in de n^o hoofdschil plaats is voor maximaal $2n^2$ electronen.
- 3) de verdeling van iedere hoofdschil in onderschillen.
- 4) dat de electronen om hun eigen as kunnen draaien (spin - electron)
- 5) dat de optische en chemische gedragingen van een atoom in hoofdzaak bepaald worden door de electronen uit de buitenste schil.

Omtrent de door de sateliet electronen beschreven banen doet de oplossing van de vergelijking van Schrödinger slechts een WAARSCHIJNLIJKHEIDS-uitspraak: voor ieder electron van het atoom geeft de oplossing een drie dimensionale materie-golf, die de ruimte aanwijst waarbinnen dat electron zich moet bevinden. Zo'n waarschijnlijkheidsgolf doet denken aan een wolk, die de exacte baan van een vliegtuig verborgen houdt. Daarom noemt men zo'n waarschijnlijkheidsgolf ook wel een "electronen wolk", hoewel deze term verwarrend kan werken.

- 2) Vergelijken bij de golfmechanica is de theorie van Bohr slechts een schamel pogen! Toch komt men met het atoommodel van Rutherford - Bohr zeer ver: de conclusies van Bohr over het bestaan en de energiewaarden van de energieniveaus stemmen volledig overeen met de desbetreffende conclusies van de golfmechanica. Er zijn echter meerdere verschijnselen bekend, waarvan de golfmechanica een ongedwongen verklaring geeft, terwijl de theorie van Bohr te kort schiet of, - en dit is erger - een antwoord geeft dat in strijd is met de experimentele ervaring.

Een belangrijk voorbeeld van het falen van de theorie van Bohr levert het waterstof atoom in de grondtoestand.

H - atoom in de grond-toestand.

volgens Bohr.

volgens de golf-mechanica.



Het electron omcirkelt de kern.
Het atoom als geheel heeft dus de vorm van een "schijf"
Het electron op de eerste quantum baan heeft een baan impuls moment = $mvr = 1 \frac{h}{2\pi} = \frac{h}{2\pi}$

De waarschijnlijkheidswolk omhult in de grondtoestand de kern bol-symmetrisch.
De golfmechanica bewijst exact, dat het baan impuls moment van het sateliet electron nu gelijk is aan 0 !

Proeven met magnetische velden bewijzen, dat het baan impuls moment van het electron van het H-atom in de grondtoestand inderdaad nul is!

Het falen van de theorie van Bohr wordt in bovenstaand geval veroorzaakt door de (toch eigenlijk voor de hand liggende) veronderstelling, dat het electron een exacte cirkelbaan om de kern beschrijft.

- 3) Ondanks de vele gebreken kan de atoom theorie van Rutherford-Bohr beschouwd worden als een wetenschappelijke BENADERING van de werkelijkheid.
Hoe dan ook, bij het natuurkunde onderwijs op Gymn. of H.B.S. moet men het doen met het atoommodel van Rutherford-Bohr. Men behandelt dit model dan alleen voor zoverre de conclusies overeenstemmen met de waarnemingen en met de golfmechanica. Om het bovengenoemde falen van de theorie van Bohr te camoufleren geeft men er de voorkeur aan om bij de vergelijking : $mvr = n \frac{h}{2\pi}$ de term "baan impuls moment" niet te gebruiken.

Opmerking:

In dit hoofdstuk speelt de waarschijnlijkheids hypothese van Born een cardinale rol, omdat ze een logisch verband legt tussen de tegenstellingen: lichtgolven \leftrightarrow fotonen, materiegolven \leftrightarrow materie deeltjes.

Met deze hypothese zijn echter niet alle dualiteits-problemen opgelost: er blijft nog het probleem van het electromagnetisch spectrum. Immers:

Bij γ -stralen, röntgenstralen, ultra-violet en zichtbaar licht heeft men zeker te doen met corpusculaire fotonen, d.w.z. electro-magnetische energiedeeltjes; bij de energieuitzending van de vibrator bij de proeven van Hertz heeft men onmiskenbaar te doen met echte electromagnetische golven, die zich vanaf de vibrator in alle richtingen uitbreiden.

De vraag is nu: Is er in het electromagnetisch spectrum een grens aan te wijzen zo, dat men aan de ene kant van deze grens te doen heeft met fotonen en aan de andere kant met echte golven, of zijn er fotonen waarvan de golflengte der waarschijnlijkheidsgolf gelijk is aan de golflengte van een echte electro-magnetische golf?

De natuurkunde geeft op deze vraag een onzeker antwoord!

Daarom houden sommige moderne auteurs vast aan de dualistische natuur van het licht. De logische tegenspraak, die deze dualiteit met zich brengt, schrijven zij dan niet toe aan deze dualiteit maar aan het menselijk verstand, dat niet in staat zou zijn de waarheid te kennen.

Volgens de Thomistische wijsbegeerte echter heeft het menselijk verstand de AANLEG om alle waarheden van de natuurlijke orde als waarheid te kennen.

Maar deze aanleg kan slechts door ervaring en denkarbeid in werkelijk kennen overgaan.

Volgens het Thomisme, dat dus alle scepticisme van de hand wijst, is het menselijk verstand momenteel nog niet voldoende ontwikkeld om het wezen van het licht volledig te doorgronden: de wetenschap mag echter hopen op de toekomst!

Slotwoord.

In de vierjarige cursus Natuurkunde, die met een inleiding tot de moderne natuurkunde werd afgesloten, hebben we gestreefd naar inzicht, samenhang en volledigheid.

Moge dit streven nuttig zijn geweest ter voorbereiding van de hogere studies in de β -vakken.

Maar boven de nuttigheid uitgaande, hopen wij met deze stofbehandeling ook bijgedragen te hebben tot de eigenwaarde van de candidaat.

Immers: Alles IS, in zoverre het bestaat in de Goddelijke Idee.

Welnu: Het is waardig en eergevend een notie verworven te hebben van de Goddelijke Idee met betrekking tot de levenloze stof.
