

GRENZEN DER ENERGIEVERSTERKING MET ELECTRONENBUIZEN

door

M. J. O. STRUTT

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap
op 6 November 1942.*

I. *Kentallen van het te versterken vermogen.*

We willen onderzoeken, welk kleinste vermogen met behulp van electronenbuizen nog kan worden versterkt. Hierbij passen we middelen ter vermindering en ter compensatie van storende fluctuaties toe. Het vermogen is afkomstig gedacht van electromagnetische straling. Behalve door het aantal Watts is deze straling door bepaalde frequenties gekenmerkt. Ze kan b.v. gelijkmatig over een frequentieinterval van f_1 tot f_2 verdeeld zijn. Er zijn dan drie kentallen, het aantal Watts of erg/sec en twee frequenties. Wanneer de verdeeling der stralingsenergie over de frequentieschaal volgens een bepaalde kromme (spectrale verdeeling) plaats vindt, zijn er meer kentallen aanwezig. Bij een klein frequentieinterval $\Delta f = f_2 - f_1$ kan vaak worden volstaan met het vermogen voor een frequentie binnen dit interval en met de intervalbreedte Δf .

II. *Ontvangst en versterking van radiogolven.*

Behalve een bepaald vermogen in bovengenoemde zin, met een gemiddelde frequentie f en een frequentieinterval Δf ontvangt een antenne ook een bepaald *storend* vermogen. Dit kunnen we in de vorm van spontane fluctuaties aannemen en heeft in genoemd interval de grootte $4kT_a\Delta f$, waar k de Boltzmannsche konstante ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Joule/Graad Kelvin) en T_a een temperatuur (graad Kelvin) voorstellen. De storingstemperatuur

T_a kan zoowel hoger als lager zijn dan de omgevingstemperatuur. Vaak is ze hoger, daar de antenne in vele gevallen storende straling uit de wereldruimte (melkweg) opvangt, die een temperatuur van enkele malen de kamertemperatuur heeft. ^{4) 5) 6) 7) 10) 18)} Het signaalvermogen en het storingsvermogen worden beide gedeeltelijk aan de ingangsketen van de eerste electronenbuis toegevoerd. Deze ingangsketen bevat meestal een op de signaalfrequentie f afgestemde trillingskring. Tusschen de aansluitklemmen van de trillingskring ontstaat zodoende een signaalspanning en een stoorspanning. Deze laat men de electronen in de buis sturen. We nemen als eenvoudig geval een buis met stuurrooster aan (b.v. pentode).

De sturing der electronen vereischt een bepaald stuurvermogen. Dit vermogen wordt aan de electronen medegedeeld en komt in één der positieve electroden van de buis te land. We zullen twee gevallen beschouwen: a) het aan de electronen medegedeelde stuurvermogen is zeer gering t.o.v. het signaalvermogen, dat in de ingangskring terecht komt, b) een belangrijk deel van het signaalvermogen wordt voor de sturing der electronen verbruikt. We zullen aantonen, dat deze gevallen zich resp. bij lange (b.v. 300 m) en bij korte (b.v. 3 m) golven voordoen.

In de ingangsketen van de electronenbuis is behalve een kring met de resonantieweerstand R_{kr} nog een weerstand $t^2 R_a$ aanwezig, die met de getransformeerde weerstand van de antenne (signaalbron) overeenkomt. Voorts correspondeert met het stuurvermogen der electronen ook een weerstand. Het blijkt, dat deze bij benadering door de formule ¹³⁾:

$$\frac{I}{R_{el}} = S (f\tau)^2 \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

kan worden voorgesteld. S is de steilheid en τ de tijd, welke de electronen in de stuurruimte doorbrengen. We kunnen deze formule ruw zoo begrijpen, dat S met het aantal gestuurde electronen en de mate der sturing samenhangt, terwijl $f\tau$ aangeeft, welke fractie de looptijd τ van een stuurcyclus is. De totale weerstand R van de ingangsketen tusschen stuurrooster en cathode ontstaat door de drie genoemde weerstanden parallel te schakelen. Het aan de electronen medegedeelde stuurvermogen is:

$$N_{el} = NRS (f\tau)^2, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

terwijl N het signaalvermogen voorstelt, dat uit de antenne afkomstig is en in de weerstand R wordt verbruikt. De twee bovengenoemde gevallen kunnen nu als volgt geformuleerd worden: a) $RS(f\tau)^2 \ll 1$, b) $RS(f\tau)^2 \approx 1$. Daar geldt:

$$\frac{I}{R} = \frac{I}{t^2 R_a} + \frac{I}{R_{kr}} + \frac{I}{R_{el}} = \frac{I}{t^2 R_a} + \frac{I}{R_{kr}} + S(f\tau)^2, \quad . \quad . \quad (3)$$

is duidelijk, dat voor $RS(f\tau)^2 \ll 1$ de laatste term geen rol speelt en R dus weinig door de electronen wordt beïnvloed. Dit geval treedt b.v. voor $f = 10^6$ (300 m) op, daar τ gewoonlijk van de orde 10^{-9} sec. is. Tevens is in dit geval $N_{el} \ll N$ (lange golven). Indien evenwel $RS(f\tau)^2 \approx 1$ is, overweegt de laatste term in verg. (3) en wordt R dus bijna geheel door de electronen bepaald. Tevens is dan in (2):

$$N_{el} = NRS(f\tau)^2 \approx N$$

Hier hebben we dus het geval b) voor ons, dat b.v. voor $f = 10^8$ en $S = 2 \text{ m A/V}$ optreedt (korte golven).

III. Versterking van lange radiogolven.

We willen eerst veronderstellen, dat het signaalvermogen slechts met één frequentie trilt, die met het selectiviteitsmaximum van de ingangskring samenvalt. Daar alle spontane fluctuatievermogens met een frequentieinterval Δf evenredig zijn, dat met de selectiviteit van de ingangsketen samenhangt, kan de verhouding: signaalvermogen tot storingsvermogen aan de ingang en aan de uitgang van de electronenbuis worden vergroot, door de ingangsketen selectiever en dus Δf kleiner te maken ¹⁶⁾ ¹⁹⁾. Dit middel kan toegepast worden totdat R_{kr} van de orde van of groter dan R_{el} wordt. Dan komen we in het geval b) terecht, dat we aanstonds zullen beschouwen.

Indien we veronderstellen, dat het signaalvermogen met een frequentie trilt, die niet met het selectiviteitsmaximum samenvalt, maar f_o daarmee in frequentie verschilt, moeten we de storingsbronnen aan de ingang van de electronenbuis nader beschouwen.

In de eerste plaats hebben we het storingsvermogen n_a uit de antenne, dan het spontane fluctuatievermogen n_{kr} van de trillingskring en tenslotte het naar de buisingang getransformeerde fluctuatievermogen n_b , dat de spontane stroomfluc-

tuaties in de electronenbuis vervangt. Het komt bij onze beschouwing aan op de verhouding van het signaalvermogen tot de som van de drie genoemde storingsvermogens. Deze verhouding ¹¹⁾ ¹⁴⁾ bepaalt de storing van het versterkte signaalvermogen na de electronenbuis door de spontane fluctuaties:

$$v = \frac{\frac{N_{sign}}{t^2 R_a}}{\frac{n_b}{R} + \frac{n_a}{t^2 R_a} + \frac{n_{kr}}{R_{kr}}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

In ons geval is volgens (3): $I/R = I/t^2 R_a + I/R_{kr}$. We kunnen in plaats van n_b schrijven: $n_b = \overline{u_b^2}/R$, waar u_b de fluctueerende spanning voorstelt, die in serie met de roosterklem gedacht moet worden ter vervanging der stroomfluctuaties in de buis. In de formule:

$$v = \frac{\frac{N_{sign}}{t^2 R_a}}{\overline{u_b^2} \left(\frac{I}{t^2 R_a} + \frac{I}{R_{kr}} \right)^2 + \frac{n_a}{t^2 R_a} + \frac{n_{kr}}{R_{kr}}} \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4a)$$

hangen N_{sign} , u_b , n_a en n_{kr} niet van t of van R_{kr} af. We kunnen de vraag stellen, hoe t moet worden gekozen, opdat v zoo groot mogelijk wordt. Het antwoord volgt uit de regel van l'Hôpital en luidt:

$$t^2 = \frac{R_{kr}}{R_a} \left(I + \frac{n_{kr}}{\overline{u_b^2}} R_{kr} \right)^{-1/2} \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (5)$$

Deze koppeling is iets *vaster*, dan voor maximaal signaal over R moet worden toegepast. Wanneer we t volgens (5) kiezen en R_{kr} steeds grooter maken, wordt ten slotte:

$$v \rightarrow \frac{N_{sign}}{n_a}, \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (6)$$

d.w.z. de fluctuatiebronnen van de versterker vallen voor de resonantiefrequentie geheel weg.

Voor een frequentie, die f_o van de resonantiefrequentie verschilt, moet in de eerste term van de noemer in formule (4a) R_{kr} bij benadering door $R_{kr} (I + 4^2 \pi^2 f_o^2 C^2 R_{kr}^2)^{-1/2}$ worden vervangen.

De grootheid C stelt de geheele capaciteit van de kring in resonantie voor. Indien nu $4\pi f_o R_{kr} C \gg 1$ is, nadert door vergrooten van R_{kr} en keuze van t volgens (5) de eerste term in de noemer van (4a) niet tot nul en we vinden:

$$v \rightarrow \frac{N_{sign}}{4 \overline{u_b^2} (2\pi f_o C)^2 \sqrt{R_b R_{kr} + n_a}} \dots \dots (7)$$

waarbij verondersteld is:

$$\overline{u_b^2} = 4k T R_b \Delta f ;$$

$$\frac{n_{kr}}{4 R_{kr} \cdot \overline{u_b^2} 4\pi^2 f_o^2 C^2} \ll 1 ; R_b \ll R_{kr} .$$

Blijkbaar spelen hier de fluctuaties in de electronenbuis steeds een rol. die zelfs, indien de eerste term in de noemer met de tweede vergelijkbaar is, belangrijk kan zijn. Daar we voor $\overline{u_b^2}$ bij een triode kunnen schrijven ¹⁴⁾:

$$\overline{u_b^2} = \frac{4k T \cdot 4,0}{S} \Delta f , \dots \dots (8)$$

waar S de steilheid in A/V voorstelt, ontstaat in dit geval i. p. v. (7) de formule:

$$v \rightarrow \frac{N_{sign}}{4 \cdot 4k T \cdot 4,0^2 \cdot \Delta f (2\pi f_o C/S)^2 \sqrt{R_{kr}/R_b + 4k T_a \Delta f}} (7a)$$

De temperatuur T_a van de stralingsfluctuaties zal vaak groter zijn dan de kamertemperatuur T . Het hangt dus voornamelijk van de factor $(2\pi f_o C/S)$ af, welke fluctuaties overwegen. Buizen met een zoo klein mogelijke verhouding van ingangscapaciteit tot steilheid S zijn blijkbaar het gunstigst voor versterking in ons geval (a). Als getallenvoorbeeld zij genoemd: $C = 50 \text{ pF}$, $S = 2 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}$, $f_o = 5 \cdot 10^3$. Dan wordt $(2\pi f_o C/S) \approx 0,8 \cdot 10^{-3}$. In dit geval overwegen dus vaak de stralingsfluctuaties.

Men kan zich afvragen, of door het vergrooten van R_{kr} de frequentiekromme van de versterker niet nadeelig wordt beïnvloed. Dit is inderdaad het geval, zoodra de resonantiebreedte geringer wordt dan het te versterken interval der signaalfrequenties. Men kent evenwel twee middelen, om hieraan tegemoet te komen: In de eerste plaats kan de selectiviteitskromme na de eerste electronenbuis zoo worden gekozen, dat de frequen-

tiëkromme van de geheele versterker weer de gewenschte gedaante heeft. In de tweede plaats kan door een terugkoppeling de selectiviteit van de keten vóór deze buis weer tot de oorspronkelijke waarde worden teruggebracht. Beide middelen geven evenwel geen verandering van de te voren bereikte verhouding v , waarvan de grenswaarden door (6) resp. (7a) worden gegeven ¹¹⁾ ¹⁴⁾.

IV. *Versterking van korte radiogolven.*

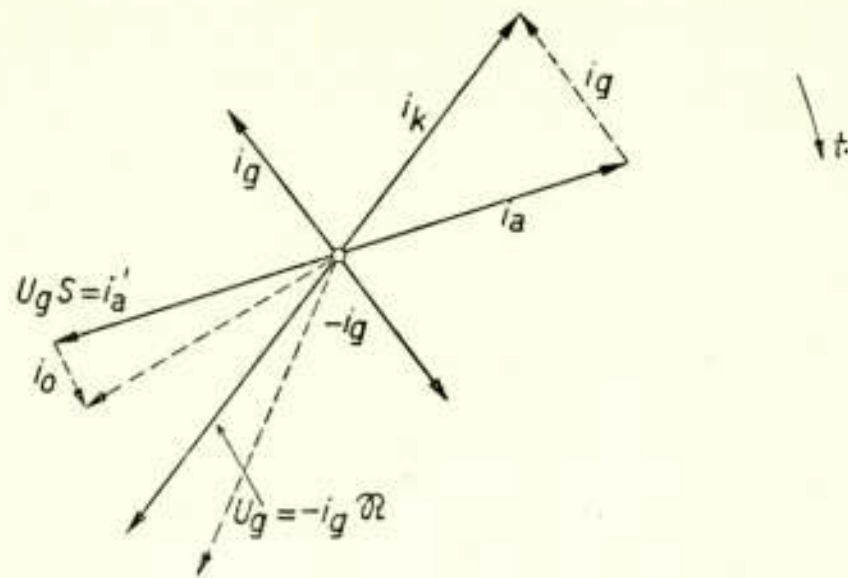
Het boven toegepaste middel ter verbetering van de verhouding van signaal tot fluctuaties kan bij korte golven niet baten. De weerstand R wordt hier door (3) gegeven en de derde term is vaak grooter dan de twee eerste. Het is dus niet mogelijk, R door een bepaalde keuze van R_{kr} en van t grooter dan R_{el} te maken. Derhalve gaat het bovenstaande betoog niet op.

Bij deze korte golven veroorzaken de cathodestroomfluctuaties van de electronenbuis door influentie een merkbare fluctuatiestroom naar het stuurrooster ¹⁾ ²⁾ ⁹⁾. Deze fluctuatiestroom doet over de ingangsketen een fluctuatiespanning ontstaan. Dit is dus een nieuwe fluctuatiebron aan de ingang van de buis, waarmede we boven nog geen rekening gehouden hebben. Men zou geneigd kunnen zijn, te concludeeren, dat de verhouding van signaalvermogen tot fluctuatievermogen na versterking in het onderhavige golfgebied veel ongunstiger is, dan voor lange golven. Deze conclusie is inderdaad door enkelen geformuleerd ⁸⁾ ¹⁵⁾.

Het is evenwel gebleken, dat de genoemde bijkomstige fluctuaties in het gebied der korte golven bij een juiste keuze der schakeling geen ongunstige, doch integendeel een *zeer gunstige* werking op de totale fluctuaties aan de ingang van de buis kunnen uitoefenen ¹¹⁾ ¹⁷⁾. Teneinde dit aan te toonen, moeten we iets nader op de aard der verschillende door de electronenstroom veroorzaakte fluctuaties ingaan. Voor het gemak der redeneering beschouwen we een triode. Soortgelijke redeneeringen kunnen ook op buizen met meerdere roosters (tetrode, pentode) worden toegepast.

We beperken ons bij de fluctuaties tot een zeer klein frequentie-interval Δf . Hoe kleiner het interval wordt gekozen, des te meer lijken de fluctuatiestroom en -spanningen op sinusvormige wisselstroom en -spanningen. De amplitude hiervan is een functie van de tijd en verandert bij benadering periodiek met een frequentie gelijk aan Δf . Deze verandering kan dus door verkleinen van Δf eveneens gedurende een bepaalde tijd zeer klein worden

gemaakt. We gebruiken dus onder deze voorwaarden het beeld van wisselspanningen en -stroom in plaats der fluctuaties en passen hierop de gebruikelijke voorstelling door vectoren in het complexe vlak toe.



Figuur 1.

In fig. 1 is i_k de fluctuatiestroom op de cathode van de buis, i_a de fluctuatiestroom, die op de anode komt en die door de looptijd der electronen bij i_k najilt. Voorts is i_g de fluctuatiestroom naar het stuurrooster, die t.o.v. i_k minder dan 90° voorijlt. Dit laatste is gemakkelijk in te zien door de vectoriële betrekking: $i_k = i_g + i_a$, die uit de wet van G. Kirchhoff volgt. We leiden de stroom i_g door een complexe weerstand \mathfrak{R} (de ingangsketen van de buis). Hierdoor ontstaat tusschen cathode en stuurrooster een spanning $u_g = -i_g \mathfrak{R}$, zooals in fig. 1 voor een bepaalde waarde van \mathfrak{R} geteekend is. De spanning u_g stuurt de electronen en veroorzaakt een anodestroom $u_g S$, waarbij S eveneens complex is met een phasenajling. Door de juiste keuze van \mathfrak{R} kan $i_a' = u_g S$ precies in bedrag gelijk aan i_a en in phase π t.o.v. i_a najlend worden gemaakt. In dit geval blijft er in de anodeleiding in het geheel geen fluctuatiestroom over. De electronenbuis werkt onder deze condities als een versterkende vierpool zonder eigen fluctuaties. Dit interessante resultaat berust op de overweging, dat i_g , i_k en i_a in een ideale triode geheel met elkaar gecorreleerd zijn. Indien in praktische gevallen deze correlatie niet volmaakt is, zal dus nog een kleine fluctuatie in de anodeketen over kunnen blijven.

De complexe weerstand \mathfrak{R} stellen we als parallelschakeling van een weerstand R en een capaciteit C voor:

$$\frac{I}{\mathfrak{R}} = \frac{I}{R} + j \omega C \text{ of } \mathfrak{R} = R \frac{I - j \omega C R}{I + \omega^2 C^2 R^2} \quad \dots \quad (9)$$

Deze complexe weerstand veroorzaakt een nājling van u_g t.o.v. $-i_g$. De reële weerstand R wordt door (3) gegeven. Indien we $R_{kr} \gg R_{el}$ maken, wordt R steeds *kleiner* dan R_{el} . Opdat de compensatie volgens fig. 1 tot stand kan komen, is een noodzakelijke voorwaarde $|i'_a| = |i_a|$ en dus ook:

$$|i_g| \frac{R_{el}}{(I + \omega^2 C^2 R_{el}^2)^{1/2}} |S| > |i_a|, \text{ of } R_{el} |S| > |i_a/i_g|. \quad (10)$$

Naar mate het linker lid van deze ongelijkheid groter is dan het rechter, kan $t^2 R_a$ kleiner gekozen, dus door de koppeling van de antenne een groter signaalvermogen aan de ingang van de buis (dus ook aan de uitgang) worden verkregen. Voorts moeten de verschillende fazehoeken in fig. 1 nog aan een bepaalde voorwaarde voldoen.

De verhouding van signaalvermogen tot storingsvermogen wordt voor een bepaalde signaalfrequentie $\omega/2\pi$ (zie form. 9 en 10) na de buis gelijk aan deze verhouding in de ontvangen golven volgens (6). We vragen nog, hoe deze verhouding voor een frequentie wordt, die f_o van de genoemde signaalfrequentie afwijkt. Indien $f_o \ll \omega/2\pi$ is, ontstaat in eerste benadering een andere phasehoek van \Re in (9), terwijl de grootte van \Re nagenoeg ongewijzigd blijft. De vector $u_g = -i_g \Re'$ wordt door deze nieuwe complexe weerstand \Re' :

$$\Re' \approx \frac{R}{I + \omega^2 C^2 R^2} (I - j(\omega + 2\pi f_o) C R)$$

eenigszins gedraaid (in fig. 1 gestippeld aangegeven). Hierdoor wordt ook i'_a gedraaid en er ontstaat tenslotte een resulterende fluctuatiestroom i_o (zie fig. 1) in de anodeketen:

$$|i_o| \approx |i_a| 2\pi f_o C R. \quad (11)$$

Daar verondersteld is: $2\pi f_o C R \ll I$, vormt deze resteerende fluctuatie slechts een kleine fractie van de fluctuatiestroom i_a . Naar de ingangszijde omgerekend ontstaat hieruit een fluctuatievermogen evenredig met $(f_o C/S)^2$, analoog aan de uitdrukking in de eerste term van de noemer in (7). De capaciteit C bevat de ingangscapaciteit C_e van de buis, zoodat ook hier buizen met een zoo klein mogelijke verhouding C_e/S , indien aan de voorwaarde (10) is voldaan, het gunstigst zijn.

Samenvattend kunnen we concludeeren, dat voor de versterking van een bepaald signaalvermogen in een gegeven frequentieinterval in het gebied der meter- en decimetergolven analoog gunstige condities geschapen kunnen worden als in het gebied der lange golven. Ook de grenzen der nog te versterken vermogens zijn analoog.

De mate van versterking d.w.z. de verhouding van het signaalvermogen aan de uitgang van de versterkertrap tot dat aan de ingang, kan door geschikte schakelingen, bijv. terugkoppeling, sterk worden opgevoerd. Indien de fluctuaties éénmaal door geschikte maatregelen voldoende zijn onderdrukt, blijft ook na een geschikt gekozen terugkoppeling de verhouding van fluctuatievermogen tot signaalvermogen aan de uitgang ongewijzigd op het voordien bereikte gunstige peil. Opdat door terugkoppeling een verhooging der genoemde versterking mogelijk is, moeten de karakteristieke buisgrootheden aan enkele voorwaarden voldoen, die men kort zóó kan samenvatten, dat de buis in een geschikte schakeling trillingen moet kunnen onderhouden met de frequenties, die in het te versterken signaal voorkomen.

V. *Grenzen der energieversterking met electronenbuizen.*

De bovenstaande overwegingen stellen ons in staat, voor de huidige stand der techniek, d.w.z. onder toepassing der middelen tot storingsvermindering, resp. -compensatie, de genoemde grenzen nader te beschouwen. De twee essentiële bronnen van storingen: storende straling en fluctuaties, afkomstig van de electronenbuis (de fluctuaties van kringen en andere schakel-elementen behoeven bij gunstige keuze volgens het voorgaande geen rol te spelen) begrenzen het nog te versterken vermogen op verschillende wijze: Voor kleine frequentie-intervallen van de ontvangen straling kan uitsluitend de storende straling als hinderlijk worden beschouwd. Voor groote frequentieintervallen kunnen daarentegen de buisfluctuaties als storing hinderlijk zijn ¹²⁾. Als grens tusschen deze twee storingsbronnen kan de uitdrukking:

$$Q^2 = \frac{4T}{T_a} 4\pi^2 f_o^2 C^2 / S^2 \quad (12)$$

dienen. Al naarmate deze veel grooter of veel kleiner dan 1 wordt, beginnen de buisfluctuaties of de stralingsfluctuaties te

overwegen. Indien we zoodanig te werk willen gaan, dat de stralingsfluctuaties overwegen, vinden we voor het toelaatbare frequentieinterval $2f_0$ de waarde:

$$2f_0 \leq \frac{Q}{2\pi} \left(\frac{T_a}{T} \right)^{1/2} \frac{S}{C} \quad \dots \dots \dots 12a)$$

en in deze formule kunnen we b.v. $Q/2\pi = 0,1$ stellen. Als getallenvoorbeeld noemen we $T_a/T = 4$ en $S/C = 5 \cdot 10^8$ (*Ohm. Farad*)⁻¹. Hieruit zou volgen: $2f_0 \leq 10^8$ per/sec. Onze conclusie luidt derhalve: Indien T_a/T niet belangrijk kleiner is dan 1, kunnen voor alle practisch thans toegepaste frequentieintervallen de *stralings*-storingen als onderste grens voor de nog te versterken vermogens worden beschouwd. Voorwaarde is het gebruik van een electronenbuis, waarvan de steilheid S voldoende hoog (in ons voorbeeld 10 m A/V) en de ingangscapaciteit C_e voldoende klein (in ons voorbeeld 10 pF) is. Vergroting van S is nog belangrijker dan verkleining van C_e , daar de totale capaciteit C van de ingangsketen behalve C_e ook nog andere capaciteit (in ons voorbeeld op 10 pF gesteld) bevat. De beste huidige buizen kunnen voor alle practische toepassingen als voldoende worden beschouwd, wat betreft S en C_e . In onze beschouwingen is evenwel geen rekening gehouden met diëlectrische en andere verliezen aan de buisingang.*) Een eisch is, dat deze overeenkomen met een weerstand R_d parallel aan de ingang, die veel grooter is dan R_{ei} bij dezelfde frequentie. Door opzettelijke verkleining van R_{ei} beneden de waarde van R_d kan onder bepaalde omstandigheden een gunstiger verhouding van signaal tot storingen worden bereikt. Verkleining van R_{ei} beteekent evenwel tevens vergroting van C_e/S , dus verkleining van het onder gunstige voorwaarden te versterken frequentieinterval. Men moet daarom een compromis zoeken.

Tenslotte zij opgemerkt, dat ook het quotient T_a/T in bovenstaande formules door verschillende middelen verkleind kan worden, zoodat het hinderlijke niveau der storende straling verlaagd wordt. Als eerste middel noemen we de toepassing van meerdere ontvangantennes³⁾. Indien verondersteld wordt, dat de storende straling, welke door antennes, die zich op eenige afstand (b.v. enkele golflengten) van elkaar bevinden, ontvan-

*) De volgende 9 regels zijn in de voordracht niet medegedeeld, doch later aan het manuscript toegevoegd.

gen wordt, niet of niet volkomen coherent is, wordt het totale ontvangen storend vermogen, achter afzonderlijke ontvangers, behorende bij de antennes, gemeten, gelijk aan de som der storende vermogens voor elke antenne. Bij een gunstige afstemming der ontvangers wordt het ontvangen signaalvermogen, daar de signaalstraling wel coherent is, gelijk aan het kwadraat van het aantal antennes maal het signaalvermogen voor één antenne. De verhouding van beide vermogens wordt dus gunstiger, wat hetzelfde gevolg heeft als een kleinere temperatuur T_a .

Een ander middel bestaat in het toepassen van gerichte ontvangst. Daar de storende straling hoofdzakelijk uit de melkweg komt, is voor een ontvangrichting, die niet naar de melkweg wijst, de temperatuur T_a lager.

Eindhoven, 5 November 1942.

DISCUSSIE

Ir. W. Werner: Heeft het wel zin om dergelijke maatregelen tot ruischvermindering te nemen, gezien het feit, dat het kosmische ruischen overwegend is (zie metingen van Jansky)?

Dr. Ir. M. J. O. Strutt: Door diverse maatregelen, zooals toepassing van meerdere antennes (zie literatuurlijst Nr. 3) vooral met richteffect (*niet* naar de melkweg gericht) kan het ontvangen storingsniveau gedrukt worden. Hierdoor komen de storingen van de ontvanger meer in aanmerking en hebben maatregelen ter vermindering ervan wel zin. In ontvangtoestellen, die met een mengtrap beginnen, is veelal het storingsniveau van de mengbuis overwegend en is een vermindering van deze ruisch zeer gewenscht.

Ir. Y. B. F. J. Groeneveld: Is reeds proefondervindelijk bewezen, dat de maatregelen tot ruischvermindering nuttig effect hebben?

Dr. Ir. S.: Proeven hebben de theorie geheel bevestigd. Ik verwijs b.v. naar de publicaties Nr. 8 en 11 van de literatuurlijst.

LITERATUURLIJST

- 1) C. J. Bakker, Fluctuations and electron inertia. *Physica*, Bd. 8 (1941) p. 23—43.
- 2) C. J. Bakker, Oorzaken van spannings- en stroomfluctuaties. *Philips' techn. T.* Bd. 6 (1941) p. 129—138.
- 3) H. T. Friis en C. B. Feldmann, A multiple unit steerable antenna for short wave reception. *Bell Syst. tech. J.*, Bd. 16 (1937) p. 337—419.
- 4) K. G. Jansky, Directional studies of atmospherics at high frequencies. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 20 (1932) p. 1920—1932.
- 5) K. G. Jansky, A note on the source of interstellar interference. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 23 (1935) p. 1158—1163.
- 6) K. G. Jansky, Minimum noise levels obtained on short wave radio receiving systems. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 25 (1937) p. 1517—1530.
- 7) K. G. Jansky, Characteristics of certain types of noise. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 27 (1939) p. 763—768.
- 8) W. Kleen, Verstärkung und Empfindlichkeit von UKW- und Dezimeter-Empfangsverstärkerröhren. *Telefunkenröhre*, H. 23 (1941) p. 273—296.
- 9) D. O. North en W. R. Ferris, Fluctuations induced in vacuum-tube grids at high frequencies. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 29 (1941) p. 49—50.
- 10) G. Reber, Cosmic static. *Proc. Inst. Radio Eng.*, Bd. 28 (1940) p. 68—70.
- 11) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Methoden zur Kompensierung der Wirkungen verschiedener Arten von Schroteffekt in Elektronenröhren und angeschlossenen Stromkreisen. *Physica*, Bd. 8 (1941) p. 1—22.
- 12) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Welche Größen kennzeichnen die Verwendbarkeit einer Elektronenröhre zur Verstärkung kleinster Signale? *Physica*, Bd. 8 (1941) p. 424—425.

- 13) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Die Folgen einiger Elektronenträgheitseffekte in Elektronenröhren. I. *Physica*, Bd. 8 (1941) p. 81—108; II idem Bd. 9 (1942) p. 65—83.
- 14) M. J. O. Strutt, Spontane spannings- en stroomfluctuaties in electronenbuizen en aangesloten ketens. *Tijdschr. Ned. Radiogenootschap*, Bd. 9 (1941) p. 1—36.
- 15) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Het ruischen van ontvangapparaten bij zeer hooge frequenties. *Philips techn. T.* Bd. 6 (1941) p. 178—185.
- 16) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Suppression of spontaneous fluctuations in amplifiers and receivers for electrical communication and for measuring devices. *Physica*, Bd. 9 (1942) p. 513—527.
- 17) M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Verringerung der Wirkung spontaner Schwankungen in Verstärkern für Meter- und Dezimeterwellen. *Physica*, Bd. 9 (1942) p. 1003—1012.
- 18) F. L. Whipple en J. L. Greenstein, On the origin of interstellar radio disturbances. *Proc. Nat. Acad. Sci. Wash.*, Bd. 23 (1937) p. 177—181.
- 19) A. van der Ziel en M. J. O. Strutt, Suppression of spontaneous fluctuations in $2n$ -terminal amplifiers and networks. *Physica*, Bd. 9 (1942) p. 528—538.

STROOMVERDEELING IN ELECTRONENBUIZEN

door

J. L. H. JONKER

*Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips'
Gloeilampenfabrieken Eindhoven — Holland.*

*Voordracht gehouden voor het Nederlandsch Radiogenootschap
op 6 November 1942.*

§ 1. Inleiding.

Het gebruik van electronenbuizen voor versterkingsdoeleinden heeft in de laatste decennia een onverwacht hooge vlucht genomen. Het ligt in de rede, dat men daardoor ook de behoefte gevoeld heeft de kennis van de verschijnselen, waarop de werking van deze buizen berust, nauwkeurig te onderzoeken, waarbij, naast de emissieverschijnselen van de thermische kathode zelf, ook de overgang van de electronen van kathode naar anode bestudeerd werden. In dit verband mogen worden gememoreerd de namen van Richardson, Schottky, Epstein en Langmuir ¹⁾, die de invloed onderzochten van de ruimtelading en de snelheidsverdeling der electronen op de anodestroom in een vlakke diode. De electronen, die met beginsnelheden uit de kathode treden, kunnen volgens deze onderzoekingen in de ruimte tusschen kathode en anode een potentiaalminimum veroorzaken, waardoor slechts een gedeelte der geëmitteerde electronen de anode bereikt. In dat geval geldt voor het belangrijkste gedeelte van de karakteristiek de bekende formule van Langmuir $I_a = C V_a^{3/2}$, waarin I_a en V_a resp. de anodestroom en de anodespanning zijn

¹⁾ O. W. Richardson, Phil. Trans. A. 201, 516, 1903.

W. Schottky, Phys. Zeitschr. 15, 526, 1914.

P. S. Epstein, Ber. d. deutsch. phys. Ges. 21, 85, 1919.

I. Langmuir, Phys. Rev. 21, 419, 1923.

en C een constante is. Barkhausen ¹⁾ paste deze formule ook toe op de anodestroom van een triode met negatief rooster, waarbij hij in plaats van de anodespanning V_a , in de formule van Langmuir een potentiaalwaarde ($D \cdot V_a + V_g$), invoerde, die onder bepaalde condities de effectieve potentiaal in het rooster voorstelt. V_g is hierin de roosterspanning. De effectieve potentiaal is de potentiaal, die een massieve anode zou moeten bezitten, indien dezelfde anodestroom zou lopen en deze anode zich op de plaats van het rooster zou bevinden. De invloed van de potentiaal van de anode in het roostervlak van de triode is hier in rekening gebracht door middel van een zekere factor D , de „Durchgriff” of „doordringing”, die afhangt van de geometrie der elektroden.

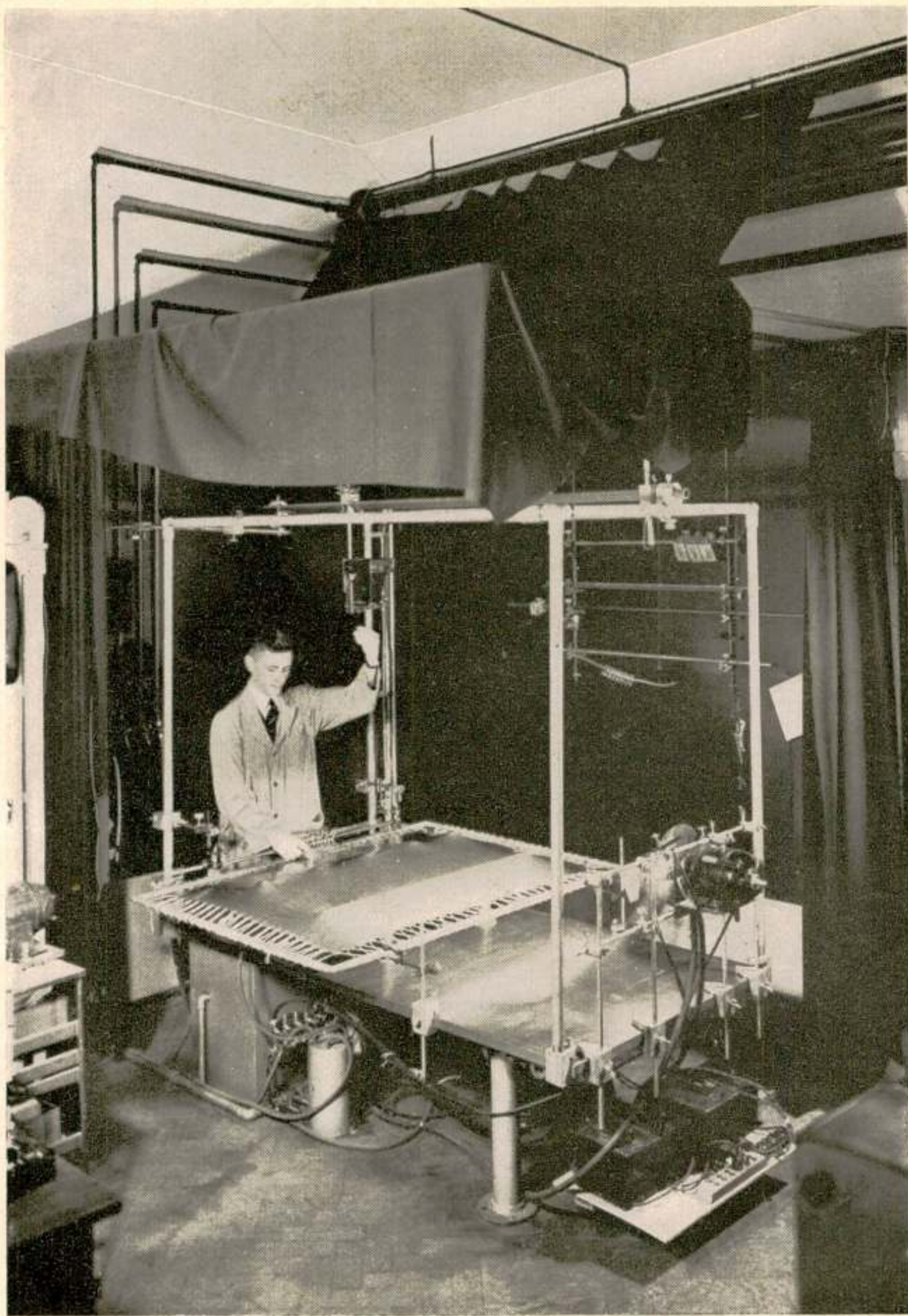
Schottky ²⁾ heeft later het begrip effectieve potentiaal wat juister geformuleerd en toegepast op roostervormige elektroden in buizen met eenige roosters.

Bij de beschouwingen van bovenstaande onderzoekers wordt de elektronenstroom van kathode naar anode steeds in zijn geheel beschouwd en komen de afzonderlijke elektronenbanen niet in het geding. Dit is wel het geval, indien men wil nagaan hoe de elektronenstroom uit de kathode zich verdeelt over eenige positieve elektroden. Deze stroomverdeling is vanzelfsprekend voor de functie van de buis van zeer veel belang, en wel speciaal voor buizen met eenige roosters. Om deze stroomverdeling te kunnen bestudeeren, dient men de banen der elektronen te kennen. Slechts bij uitzondering blijkt het mogelijk om in de electrostatische velden, zooals die bij roostervormige elektroden ontstaan, de elektronenbanen langs exact mathematischen weg te vinden, zoodat men zijn toevlucht moet nemen tot benaderende, grafische of experimenteele methoden. Een dezer methoden, die de laatste jaren voor dit gebied met veel succes werd toegepast en waar hier dan ook in hoofdzaak van gebruik is gemaakt, is de methode met het rubbermembraan ³⁾. Daarom zal deze in het kort hier worden aangegeven. In nevenstaande foto (fig. 1) ziet men de hierbij gebruikte installatie afgebeeld. Bij deze methode wordt een dun rubbervlies uitgespannen in een metalen frame. Een vergroot model der elektroden-configuratie van het te onderzoeken twee-dimensionale potentiaalveld

¹⁾ H. Barkhausen, Jahrb. f. dr. T. u. T. 14, 1, 27, 1918 en 16, 2, 82, 1920.

²⁾ W. Schottky, Arch. f. Electrotechnik, 8, 12 en 301, 1920.

³⁾ P. H. J. A. Kleynen, Philips techn. T. 11, 338, 1937.



Figuur 1.

Installatie voor het fotografeeren van kogelbanen op het rubbermembraan. Het membraan krijgt uitwijkingen, overeenkomstig de potentialen van de electroden van de buis, waarvan het vergroote model is afgebeeld. De kogels beschrijven dan op het membraan banen, die gelijkvormig zijn met de banen van de electronen in het potentiaalveld.



wordt op het rubbermembraan overgebracht in die zin, dat een uitwijking in verticale richting van een electrode uit het vlak van het membraan overeenkomt met de potentiaal van deze electrode in het overeenkomstige elektrische veld. Zijn de uitwijkingen h klein, dan blijken deze in elk punt van het membraan te voldoen aan de differentiaalvergelijking van Laplace $\left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = 0\right)$, evenals de potentiaal in het overeenkomstige punt in het afgebeelde elektrische veld. Een voordeel van deze methode is, dat men ingewikkelde potentiaalvelden overzichtelijk in hoogteverschillen voor zich ziet en deze methode zich er toe leent om de banen der electronen, die het afgebeelde potentiaalveld doorkruisen, te vinden. Daartoe laat men stalen kogels over het membraanoppervlak rollen en indien de helling van het membraan klein is en de positieve potentiaal als een uitwijking van het membraan naar omlaag is aangebracht, blijken de bewegingsvergelijkingen van de kogel (k)

$$m \frac{d^2 x_k}{dt_k^2} = -mg \frac{\partial h}{\partial x_k}; \quad m \frac{d^2 y_k}{dt_k^2} = -mg \frac{\partial h}{\partial y_k}$$

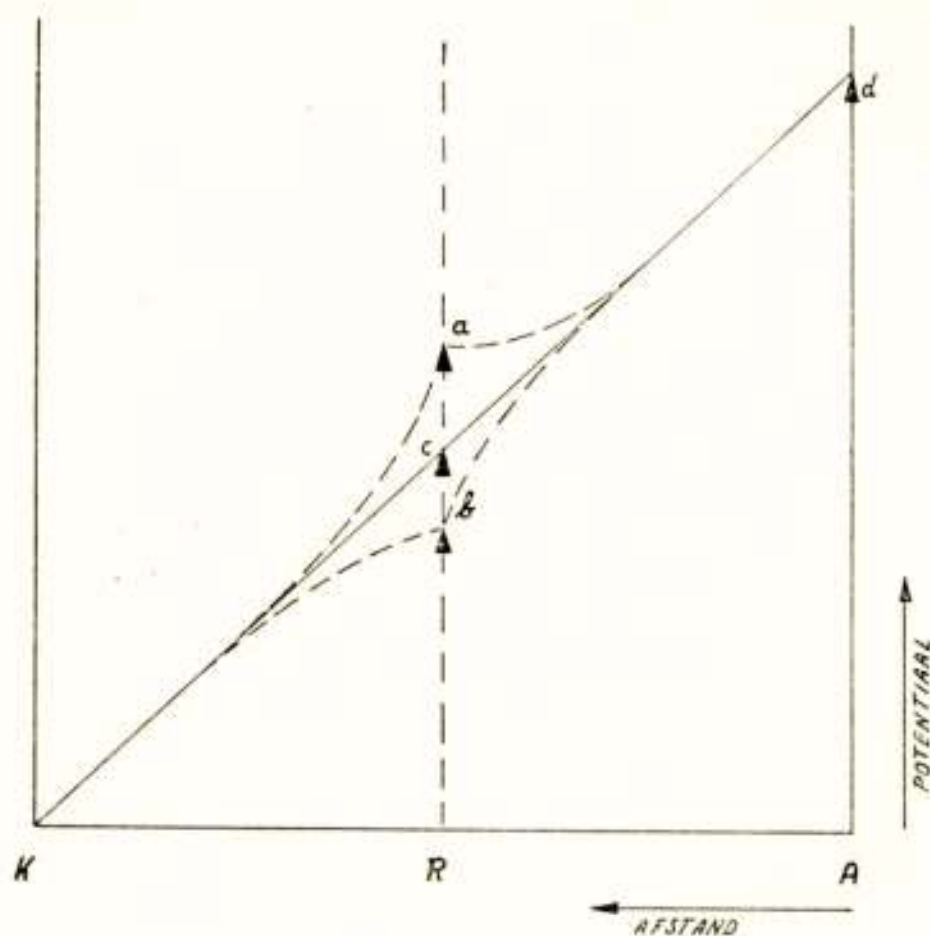
waarin m de massa van de kogel en g de versnelling door de zwaartekracht voorstelt, overeen te komen met de bewegingsvergelijkingen van een electron (e) in het electrostatische veld:

$$m \frac{d^2 x_e}{dt_e^2} = e \frac{\partial V}{\partial x_e} \quad \text{en} \quad m \frac{d^2 y_e}{dt_e^2} = e \frac{\partial V}{\partial y_e}.$$

Dientengevolge komen de banen, die de kogels onder invloed van de zwaartekracht afleggen, overeen met de banen, die de electronen in het potentiaalveld zouden beschrijven. Daar de snelheid van de kogel in elk punt van zijn baan in constante relatie staat tot de snelheid van het electron, weet men ook de electronensnelheid, indien men de snelheid van de kogel in elk punt van zijn baan kent. Deze wordt op eenvoudige wijze bepaald door middel van intermitterende belichting bij het fotografisch vastleggen van de kogelbaan. De kogelbaan verschijnt dan als een stippellijn en de snelheid kan uit de afstand der stippen worden afgeleid. Op deze wijze zijn nu de electronenbanen bestudeerd, die de stroomverdeling bepalen tusschen positieve electroden in de electronenbuizen.

§ 2. *Stroomverdeling in een triode met positief rooster.*

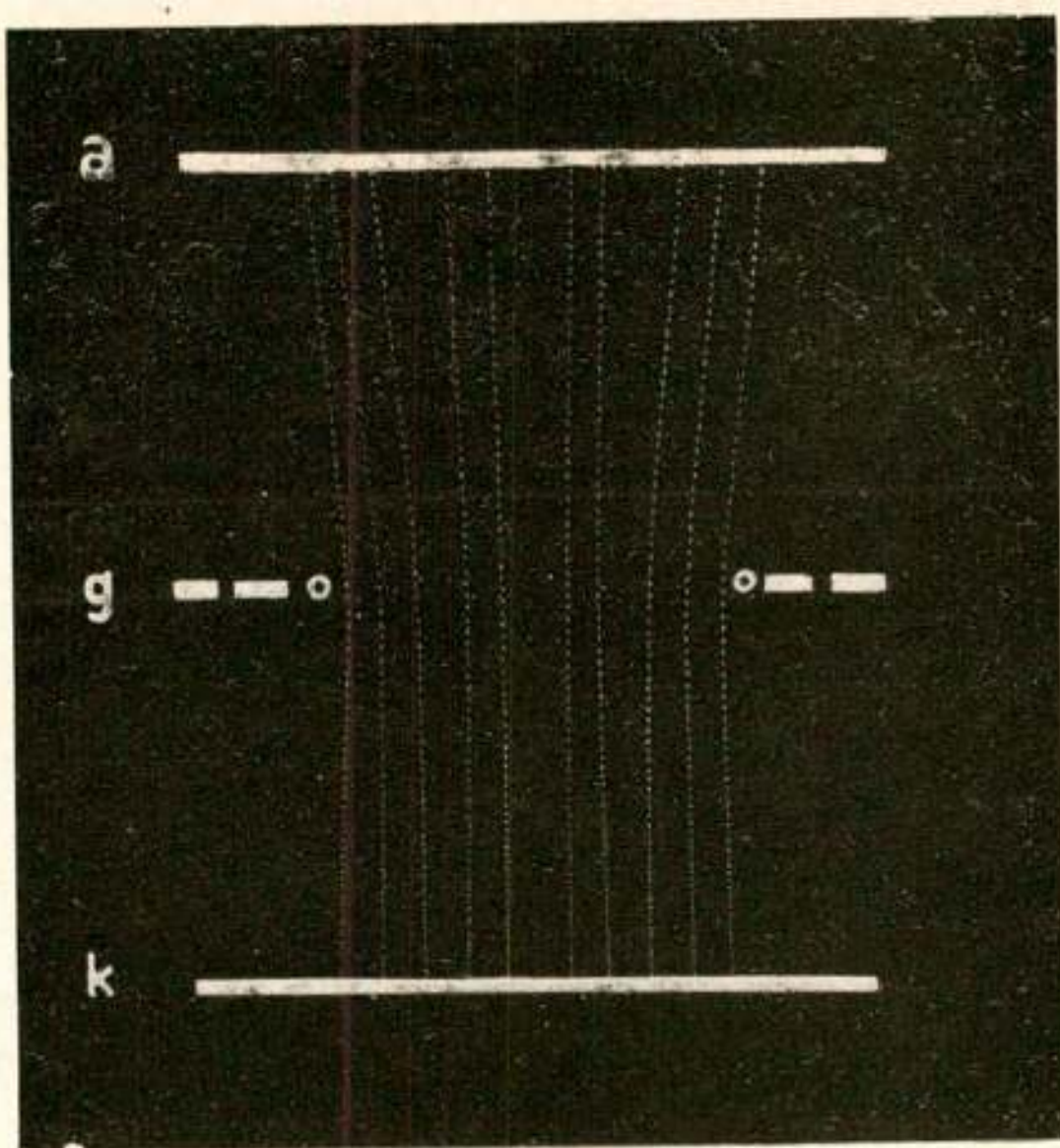
Wanneer twee positieve electroden aanwezig zijn, bijv. in een triode, een positief rooster en een positieve anode, dan zal de kathodestroom zich verdeelen over de beide positieve electroden. Uit de banen der electronen, die soms zeer ingewikkeld kunnen worden, kan men concludeeren, welk gedeelte van de kathodestroom naar het positieve rooster zal gaan. We zullen de banen nagaan, die ontstaan alleen onder invloed van het electrostatische veld van het rooster en daarbij in het algemeen de invloeden van ruimtelading, secundaire emissie e.d. verwaar-



Figuur 2.

Potentiaalverloop in een vlakke triode met positief rooster. De lading van het rooster is positief (*a*) of negatief (*b*), naar gelang de potentiaal van het rooster hoger of lager is dan de potentiaal (*c*), die zou heerschen tengevolge van de anodepotentiaal (*d*), indien geen rooster aanwezig was.

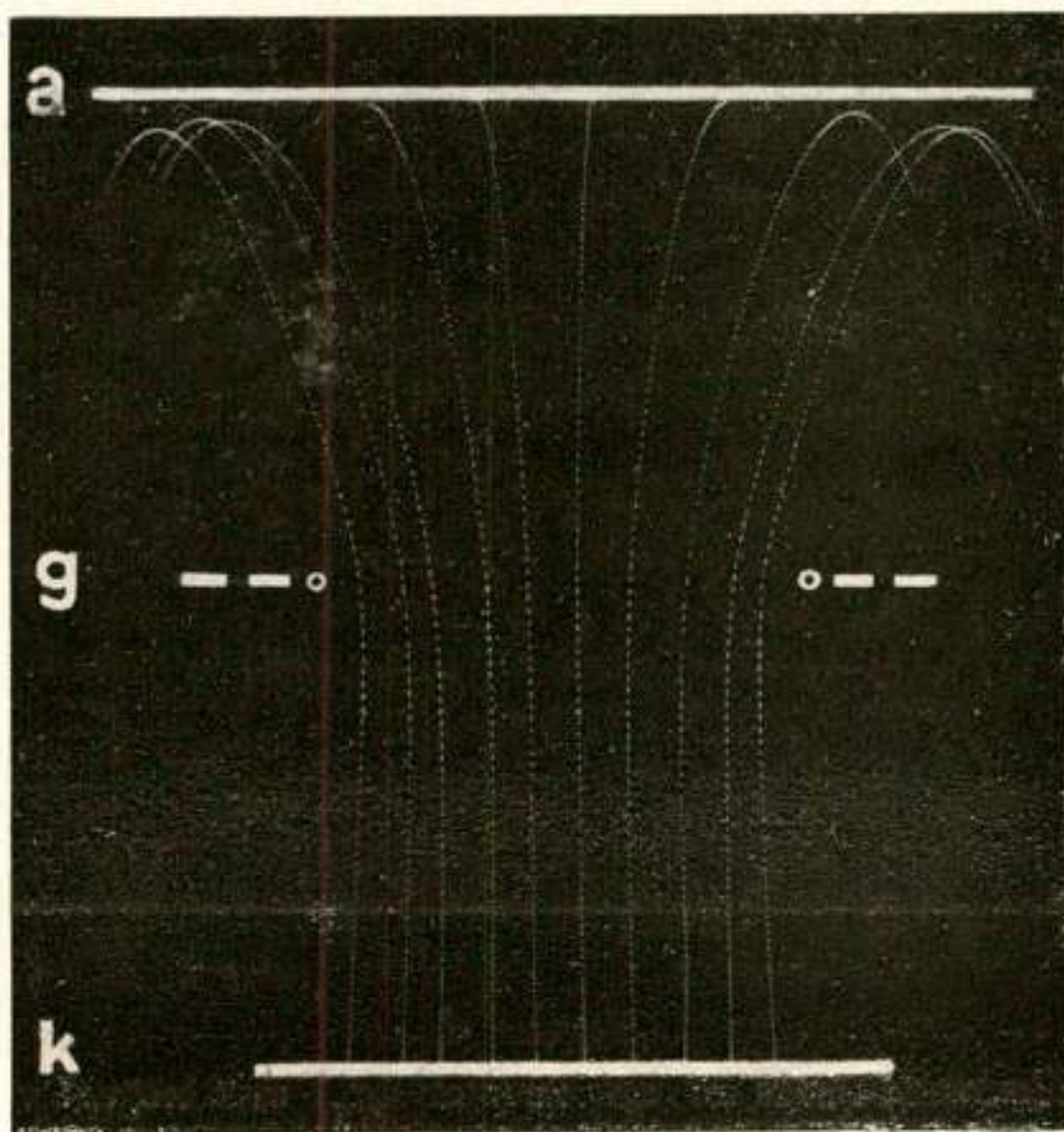
loozen. Dit is in vele practische gevallen geoorloofd, terwijl in andere gevallen bijv. de invloed van de ruimtelading op eenvoudige wijze in rekening is te brengen. Staat nu een vlak positief rooster tusschen een vlakke kathode en anode, dan kan de lading van dit rooster positief of negatief zijn (zie fig. 2). Dit hangt er van af, of de roosterpotentiaal hoger (*a*) of lager (*b*) is dan de potentiaal (*c*), die ter plaatse zou heerschen tengevolge van de anodepotentiaal (*d*), indien het rooster afwezig was. De electronen nu, die zich naar een rooster toe bewegen, worden dus, afhankelijk van het teeken der lading, aangetrokken of afgestooten en daardoor zullen de banen der electronen eenigs-



35352

Figuur 3.

Electronenbanen in een vlakke triode, waarbij het rooster en de anode op gelijke positieve potentiaal staan.

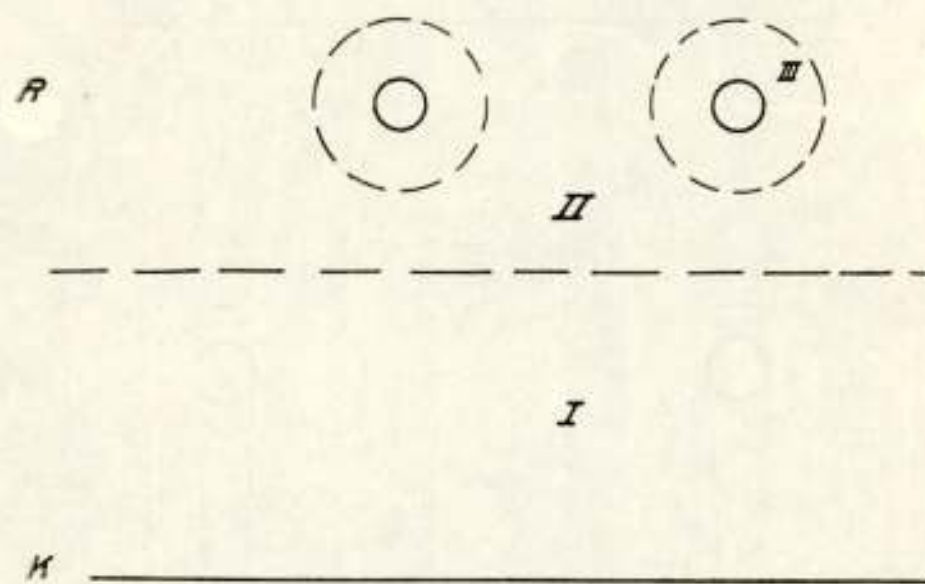


35353

Figuur 7.

Electronenbanen in een triode, waarbij het rooster op een positieve potentiaal staat, terwijl de anode zich op lage positieve potentiaal bevindt. Niet alle electronen (kogels) kunnen de anode bereiken. De electronen, waarvan de banen weinig zijn afgebogen, die dus midden tusschen de roosterdraden door loopen, bereiken de anode; de andere electronen keeren op eenige afstand van de anode terug.

gevonden oplossing met de contrôlemetingen op het rubbermembraan goede overeenstemming gaven¹⁾. Bij de berekening worden daarbij in het potentiaalveld van de triode drie gebieden onderscheiden (zie fig. 6). De grootste kracht op het electron wordt in de directe omgeving van de roosterdraad uitgeoefend (derde gebied). In eerste benadering oefent in dit gebied de roosterdraad een centrale kracht uit op het electron, zoodat het geoorloofd is gebruik te maken van de wet der perken. In tweede benadering worden ook in rekening gebracht de krachten in het tweede gebied, dat ligt op een afstand van de roosterdraad in de grootte-orde van de spoed, zoodat dan de krachten worden verwaarloosd in het eerste gebied, dat gelegen is op een afstand van het rooster in de grootte-orde van de kathode-afstand. Uit het moment van de snelheid van het electron bij het betreden van het derde gebied berekende Tellegen²⁾ de rooster-



Figuur 6.

stroom. In tweede benadering moet dus de verandering in rekening worden gebracht, die het moment in het tweede gebied ondergaat. Volgens deze gedachtengang rekenende vindt men de roosterstroom I_g in tweede benadering uit

$$\frac{a}{a+b} = \frac{I_g}{I_k} = \frac{2c}{d} \sqrt{\frac{V_g}{V_{eg}}} \left(1 - \frac{V_{eg} - V_g}{2 V_{eg} \ln \frac{d}{2\pi c}} \right) \quad (1)$$

waarin I_k de kathodestroom is, c de straal van de roosterdraad, d de afstand der roosterdraden, en V_{eg} de effectieve roosterpotentiaal. Hiermede is nu de direct door een positief rooster opgenomen stroom gevonden.

¹⁾ J. L. H. Jonker, Diss. Delft 1942.

²⁾ B. D. H. Tellegen, Physica 6, 113, 1926.

Indirect kan het positieve rooster ook electronen opvangen. Dit komt in een triode bijv. voor in het geval, dat de anode-potentiaal laag is t.o.v. de roosterpotentiaal. De electronen, die het positief geladen rooster passeeren, worden door de roosterdraden aangetrokken, zoodat ze bij het passeeren over een zekere hoek uit hun oorspronkelijke richting worden afgebogen. Daardoor verliezen ze afhankelijk van de grootte dier afbuiging snelheid in de richting van de anode. In het remmende veld, dat bij lage anodespanning tusschen rooster en anode heerscht, kunnen ze dan de anode niet altijd bereiken. Dit geval is in fig. 7 weergegeven, waar de meest afgebogen electronen vóór de anode omkeeren en met een bocht weer naar het rooster teruggaan. Als men de plaats kent op de kathode, waar het electron geëmitteerd wordt, dat de anode nog juist bereikt, dan kent men ook het gedeelte van de kathodestroom, dat door het rooster wordt opgenomen. Daar de snelheid v van een electron bepaald is door $\frac{1}{2} m v^2 = e V$, waarin e delading en m de massa van het electron voorstelt, zal voor een electron, dat het spanningsverschil tusschen anode en rooster bij een spanning V_a nog juist kan overwinnen en een hoek α afgebogen wordt, in het rooster de snelheidscomponent in de anoderichting $v_{eg} \cos \alpha$ zijn, zoodat

$$\frac{I}{2} m (v_{eg} \cos \alpha)^2 = e V_{eg} \cos^2 \alpha = e (V_{eg} - V_a) \text{ of } V_a = V_{eg} \sin^2 \alpha \quad (2)$$

Indien men nu voor elk electron uit de bundel de hoek α kende, dan zou men ook kennen het gedeelte met een kleinere afbuigingshoek dan α , dat de anode bereikt bij verschillende anodepotentialen. Het blijkt nu, dat de hoek α lineair over het aantal electronen is verdeeld, zoodat we vinden, indien we voor kleinere hoeken $\sin \alpha = \alpha$ stellen:

$$\frac{I_a}{I_k} = \frac{\alpha}{\alpha_{max}} = \frac{I}{\alpha_{max}} \sqrt{\frac{V_a}{V_{eg}}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

Op de waarde van de maximale afbuigingshoek α_{max} in het rooster komen we later terug. Het deel der electronen, dat voor de anode omkeert, begeeft zich weer naar het rooster, dat op hogere positieve potentiaal staat. Een gedeelte zal direct door de roosterdraad worden opgenomen, doch het grootste deel zal door het ijle rooster heenschieten, voor de kathode omkeeren en zoo een aantal keeren door het rooster heen en

weer gaan alvorens geheel te worden opgenomen. Bijzonder ingewikkelde banen kunnen zoo ontstaan, waarvan de figuren 8 en 9 een denkbeeld geven. Het electron ontvangt bij elke door- gang door het rooster een zijdelingsche impuls, waardoor het in zijdelingsche richting zooveel snelheid wint, dat het rondom een roosterdraad lusvormige banen kan gaan beschrijven (fig. 8) of dwars uit het electrodensysteem weg kan vliegen (fig. 9). In vele buizen worden hiertegen maatregelen genomen door scher- men aan te brengen, zoodat alle electronen, die voor de anode omkeeren, zij het na eenige omzwervingen, op het positieve rooster terecht komen.

§ 3. *De hoekafbuiging in roosters.*

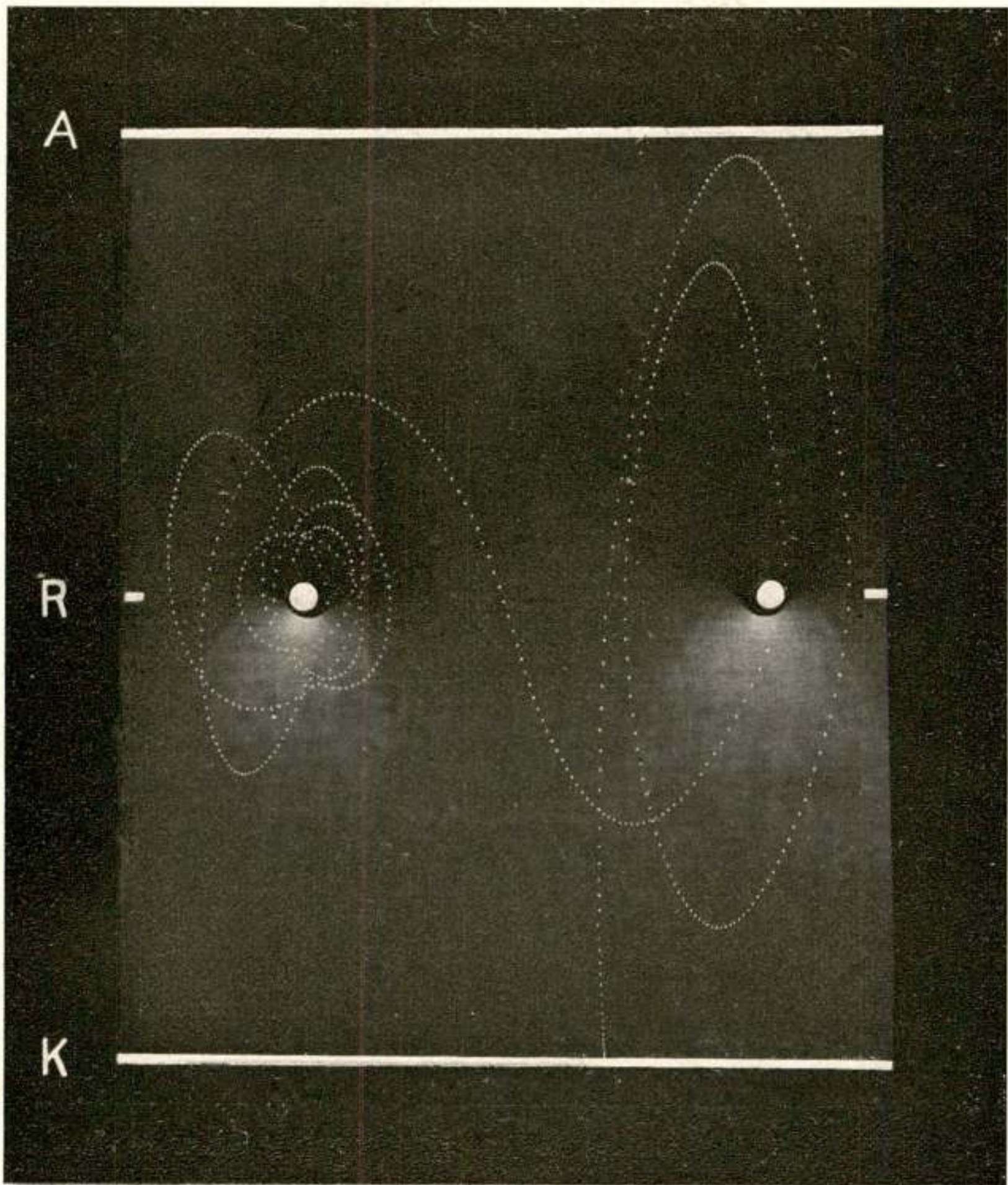
Zijn tusschen kathode en anode eenige roosters aanwezig, dan wordt het electron, alvorens vóór de anode te komen, door alle roosters achtereenvolgens afgebogen, zoodat de baan zeer ingewikkeld kan worden. De afbuigingen in de verschillende roosters werken dan samen en er ontstaat in de electronen- bundel een verstrooiing, die grooter is en anders verloopt dan na het passeeren van slechts één rooster. Zijn daarbij de afbui- gingshoeken klein, dan is het geoorloofd ze eenvoudig op te tellen. Nu zijn er zoowel roosters met positieve als roosters met negatieve potentiaal en men wil in deze roosters de hoek- afbuiging berekenen. Heeft men roosters met positieve poten- tiaal, dan kan men in eerste benadering de snelheid v_g van het electron in het rooster constant denken. Uit de aantrekkende kracht van de roosterdraad op het electron kan men een zijde- lingsche snelheid v_z berekenen, die het electron verkrijgt bij het passeeren van het rooster. De afbuigingshoek vindt men dan uit

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_z}{v_g} = \frac{V_{eg} - V_g}{V_{eg}} \cdot \frac{\pi}{d \ln \frac{d}{2\pi c}} \cdot x, \quad \dots \quad (4)$$

als x de afstand is van de electronenbaan tot het midden tus- schen twee roosterdraden ¹⁾. We zien, dat inderdaad de hoek- afbuiging lineair tusschen de roosterdraden verloopt. Dit kan men ook uit foto's, zooals fig. 3, opmeten en in fig. 10 zijn deze metingen weergegeven. De getrokken lijn is berekend met be- hulp van bovenstaande formule (4).

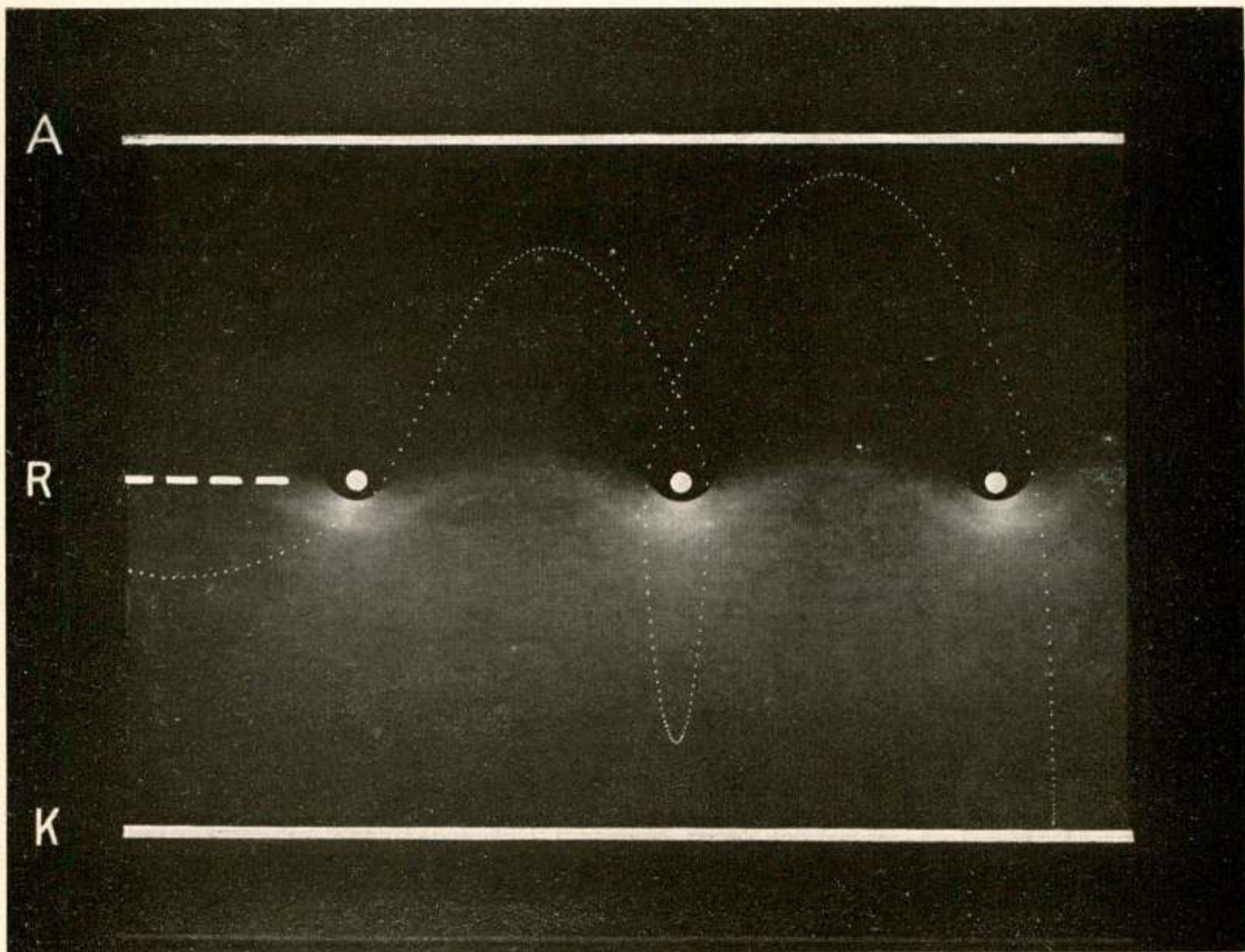
Voor een rooster op negatieve potentiaal is deze formule

¹⁾ J. L. H. Jonker, Diss. Delft 1942.



Figuur 8.

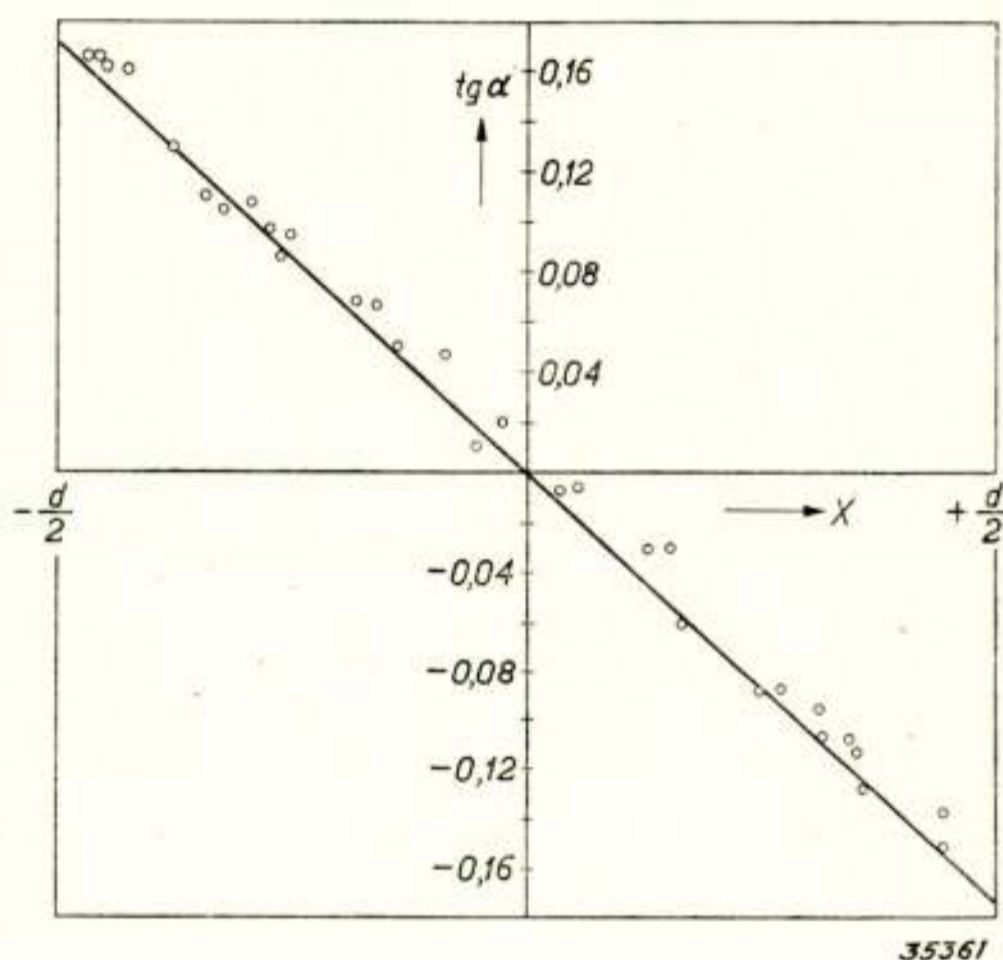
Een electronenbaan in een triode met een rooster op positieve potentiaal en een anode op kathode-potentiaal. Het electron kan de anode niet bereiken en wordt bij iedere doorgang door het vlak van het rooster in de ééne of de andere richting afgebogen, waarbij het lusvormige banen om een roosterdraad gaat beschrijven.



Figuur 9.

Een electronenbaan als in fig. 8. Het electron wordt bij de opeenvolgende doorgangen door het vlak van het rooster zoo afgebogen, dat het een groote snelheid krijgt in een richting loodrecht op de oorspronkelijke richting, waarmee het uit de kathode vertrok.

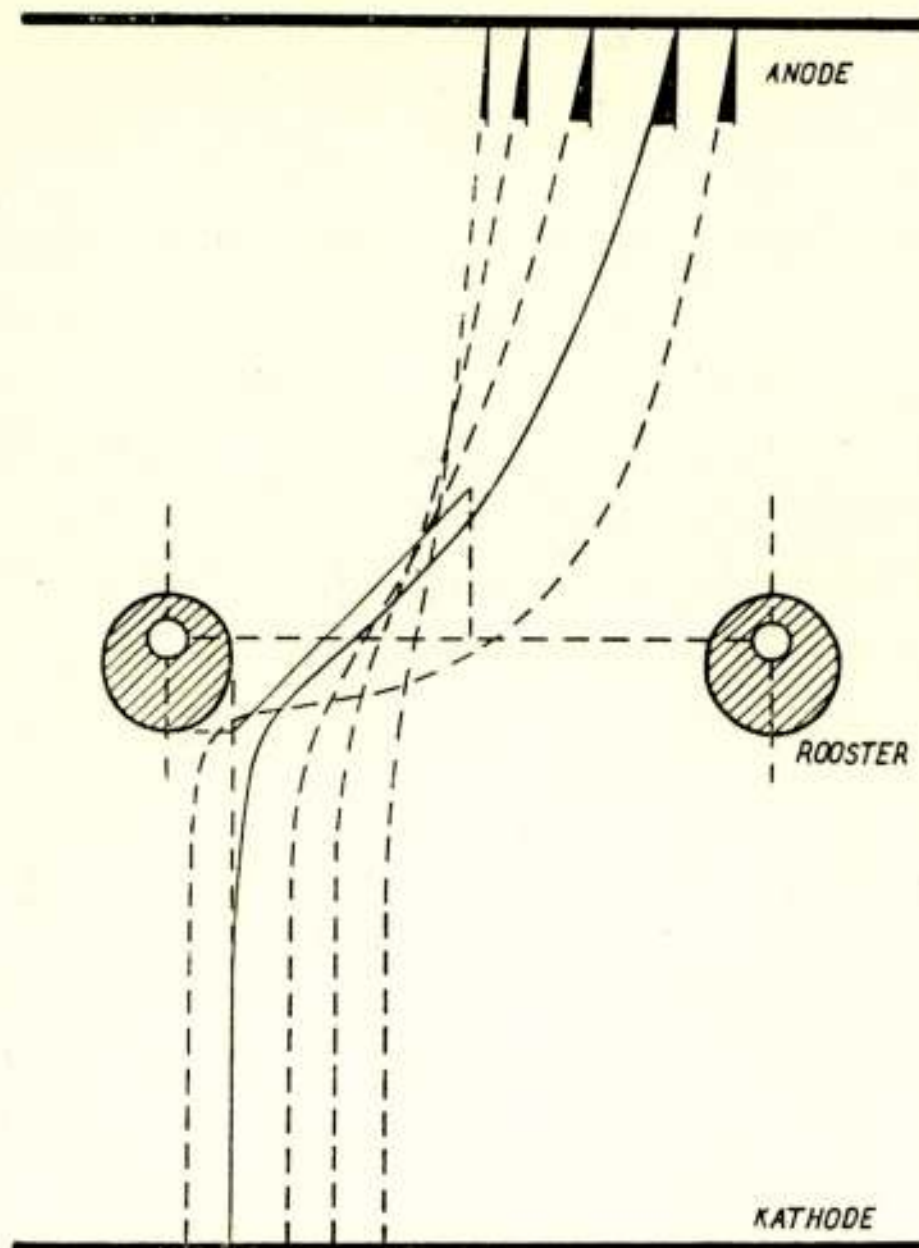
niet te gebruiken, daar de snelheid bij het passeeren van het rooster sterk verandert en de hoekafbuigingen groote waarden kunnen aannemen. Is het rooster negatief, dan is een gedeelte van het veld rondom de roosterdraad negatief en ondoordringbaar voor electronen. Dit gedeelte van het veld is in fig. 11, waar dit geval is voorgesteld, wit weergegeven. Komen de electronen in de buurt van deze deelen, dan vermindert hun snelheid en worden ze soms teruggekaatst of komen onder invloed van de naast liggende roosterdraad. Door dit onregelmatige



Figuur 10.

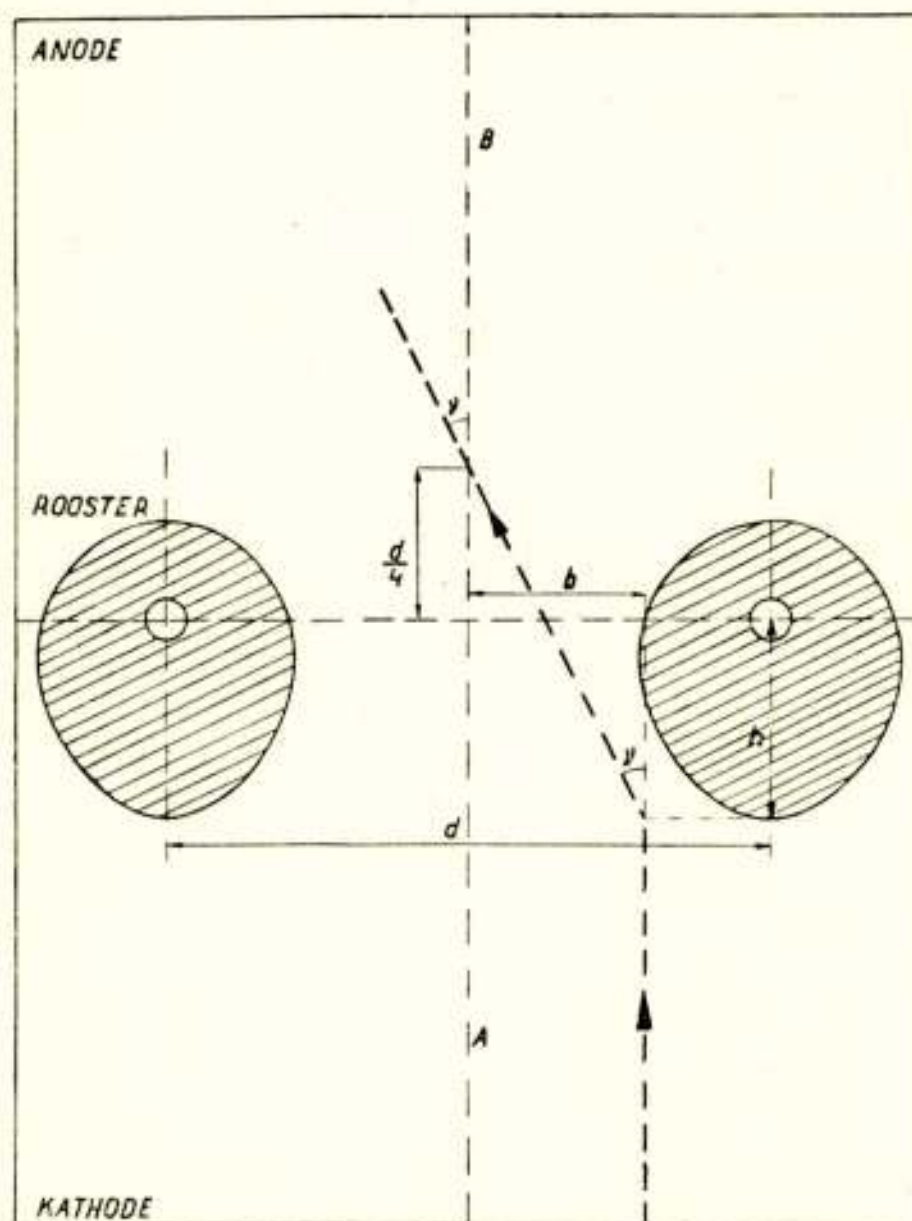
De tangens van de hoek, waarmee de kogels de anode van een opstelling op het membraan volgens fig. 3 treffen, uitgezet als functie van de afstand van de kogelbaan tot de roosterdraad in het roostervlak. Aangezien voorbij het roostervlak geen afbuiging van de baan meer plaats vindt, daar de roosterspanning gelijk is aan de anodespanning, zijn dit ook de afbuigingshoeken in het rooster.

gedrag is een berekening onmogelijk. Men kan zich dan behelpen door, op grond van vele waarnemingen op het rubbermembraan, van een geïdealiseerde electronenbaan de maximale hoekafbuiging te berekenen. In fig. 12 is aangegeven, op welke wijze dit geschiedt. De baan van het electron dat praktisch geen terugbuiging ondervindt en daardoor bij de anode de maximale hoekafbuiging bezit, is getrokken weergegeven. Tusschen de roosterdraden is door middel van een getrokken rechte lijn de geïdealiseerde electronenbaan aangegeven. In fig. 13 is deze



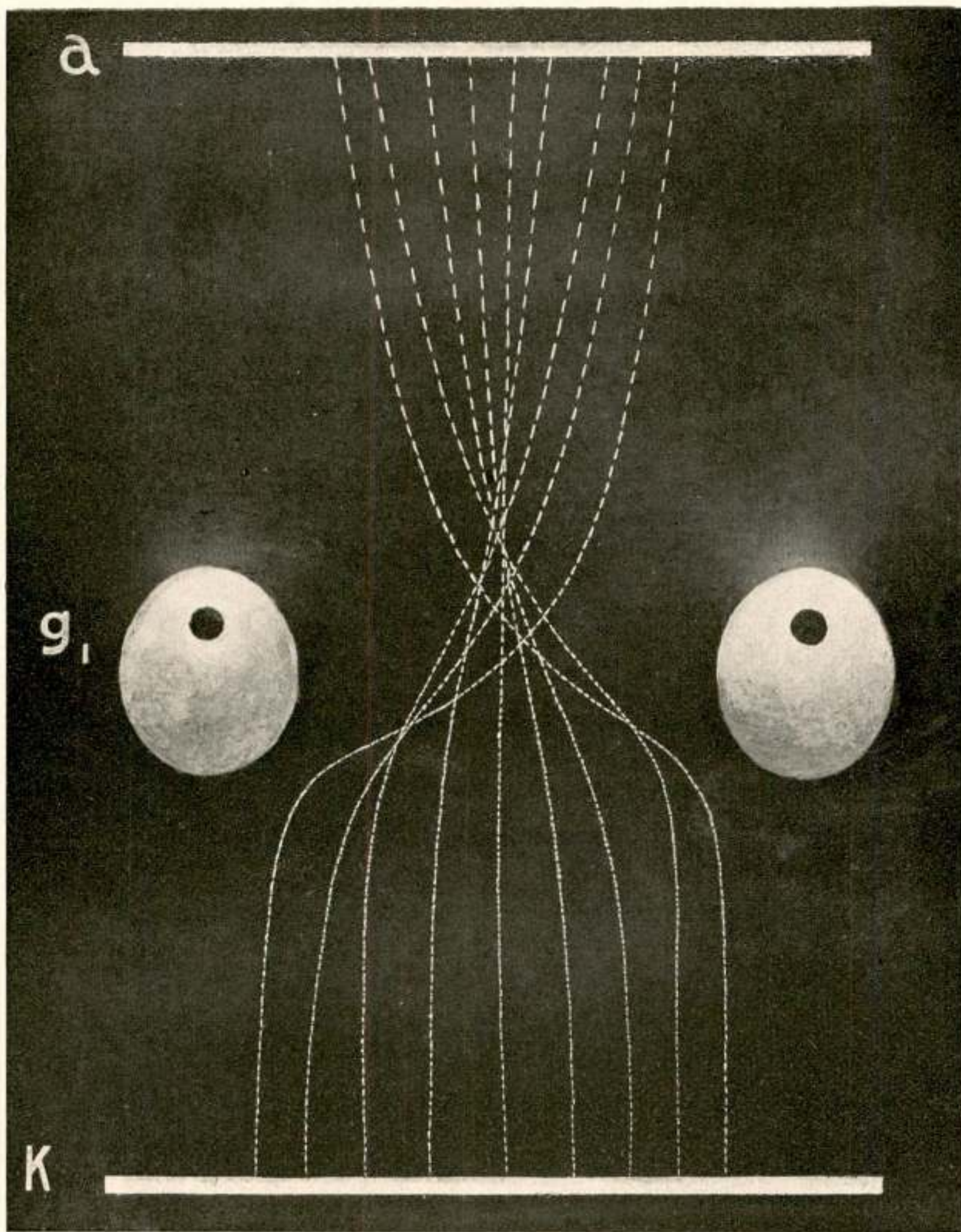
Figuur 12.

Verloop van de banen in een triode met negatief rooster. De baan met de grootste hoekafbuiging bij de anode is getrokken getekend en passeert het roostervlak evenwijdig aan de in de figuur getrokken rechte lijn.



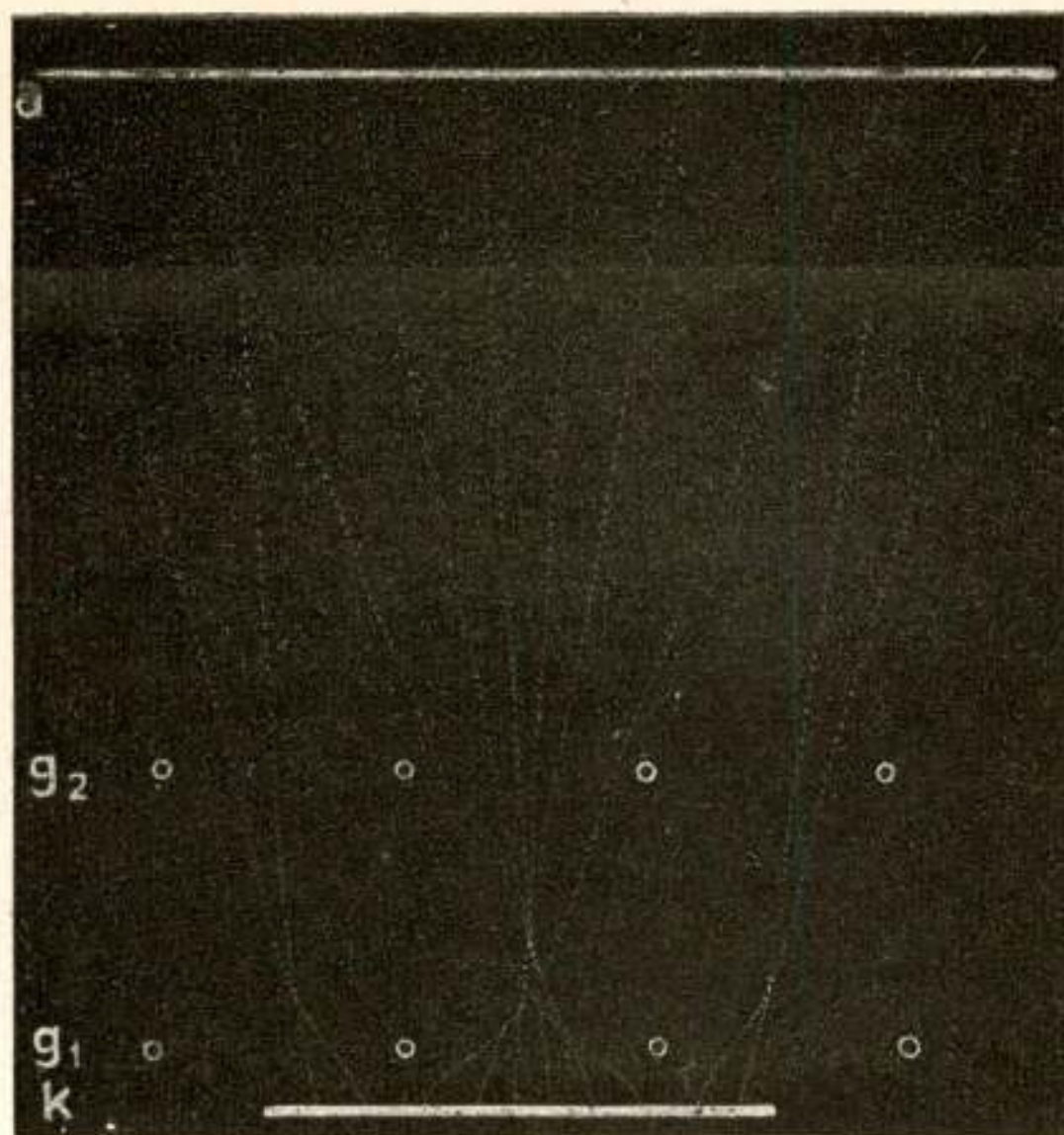
Figuur 13.

Verloop van een geïdealiseerde electronenbaan in een negatief rooster, die nagenoeg geen terugbuiging ondervindt van de naburige roosterdraad.



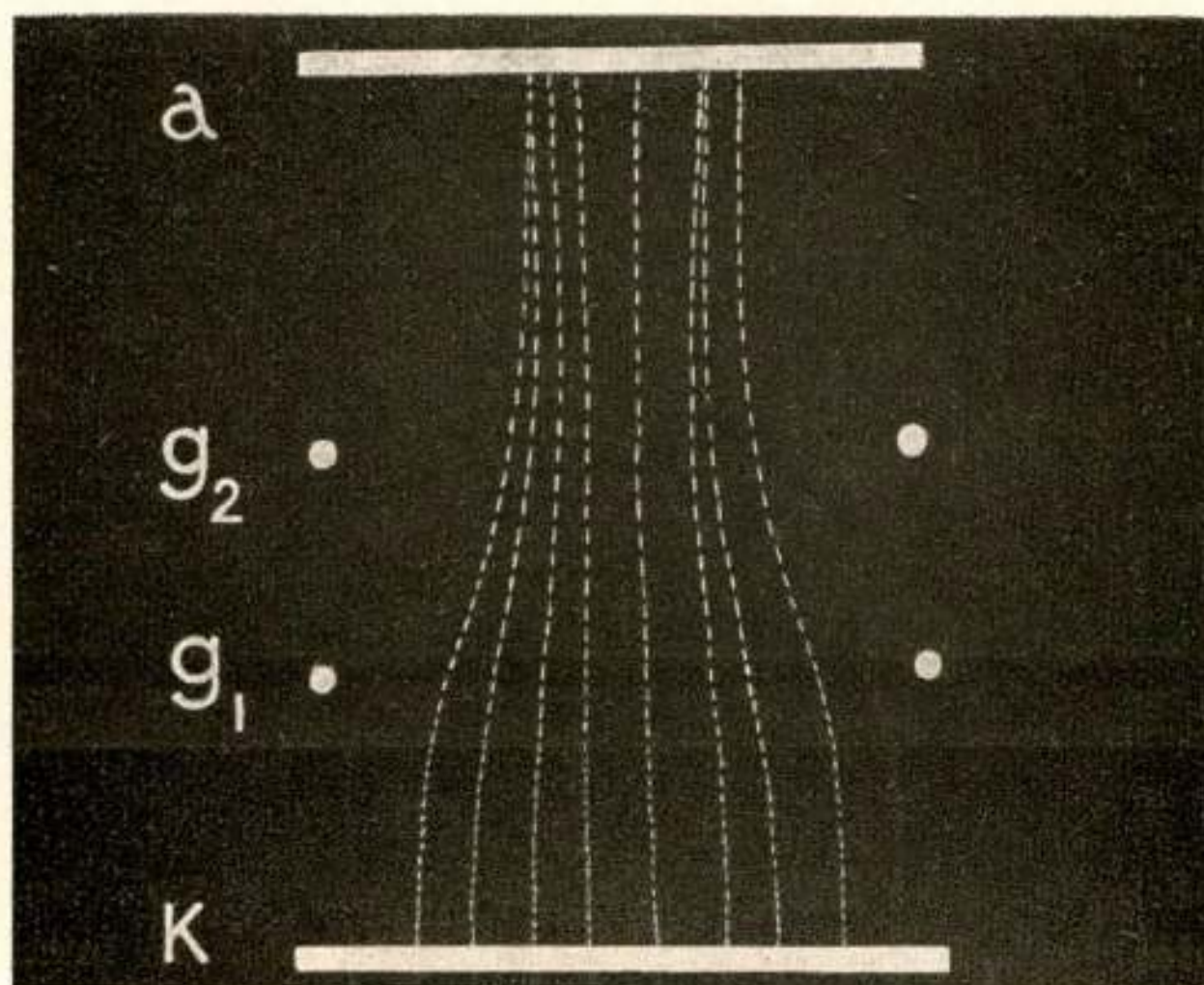
Figuur 11.

Electronenbaan in een vlakke triode met negatief rooster. Rondom de roosterdraden (wit aangegeven) blijkt het veld negatief en tusschen deze negatieve deelen door beweegt de kathodestroom zich naar de anode.



Figuur 17.

Voorbeeld voor de samenwerking van de afbuigingen in twee opvolgende roosters met gelijke spoed. Het brandpunt ligt tusschen beide roosters; de afbuigingen worden gesommeerd.

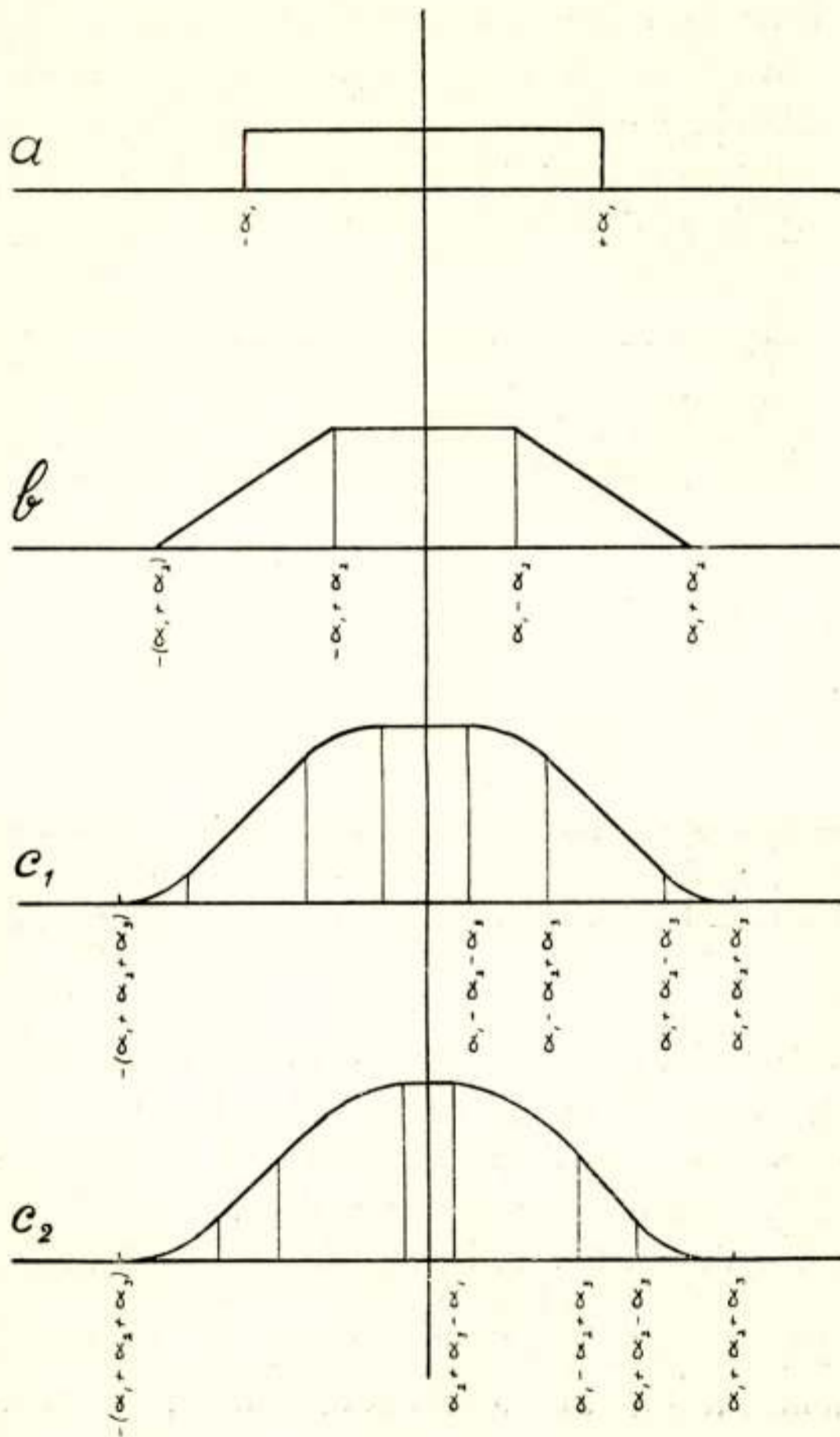


Figuur 18.

Het brandpunt ligt zoodanig achter het vlak van het volgende rooster, dat de afbuigingen geheel worden gecompenseerd.

electronenbaan afzonderlijk weergegeven en blijkt uit de figuur de hoekafbuiging ν_{max} in het rooster te zijn:

$$\operatorname{tg} \nu_{max} = \frac{b}{h + \frac{d}{4}} \dots \dots \dots (5)$$



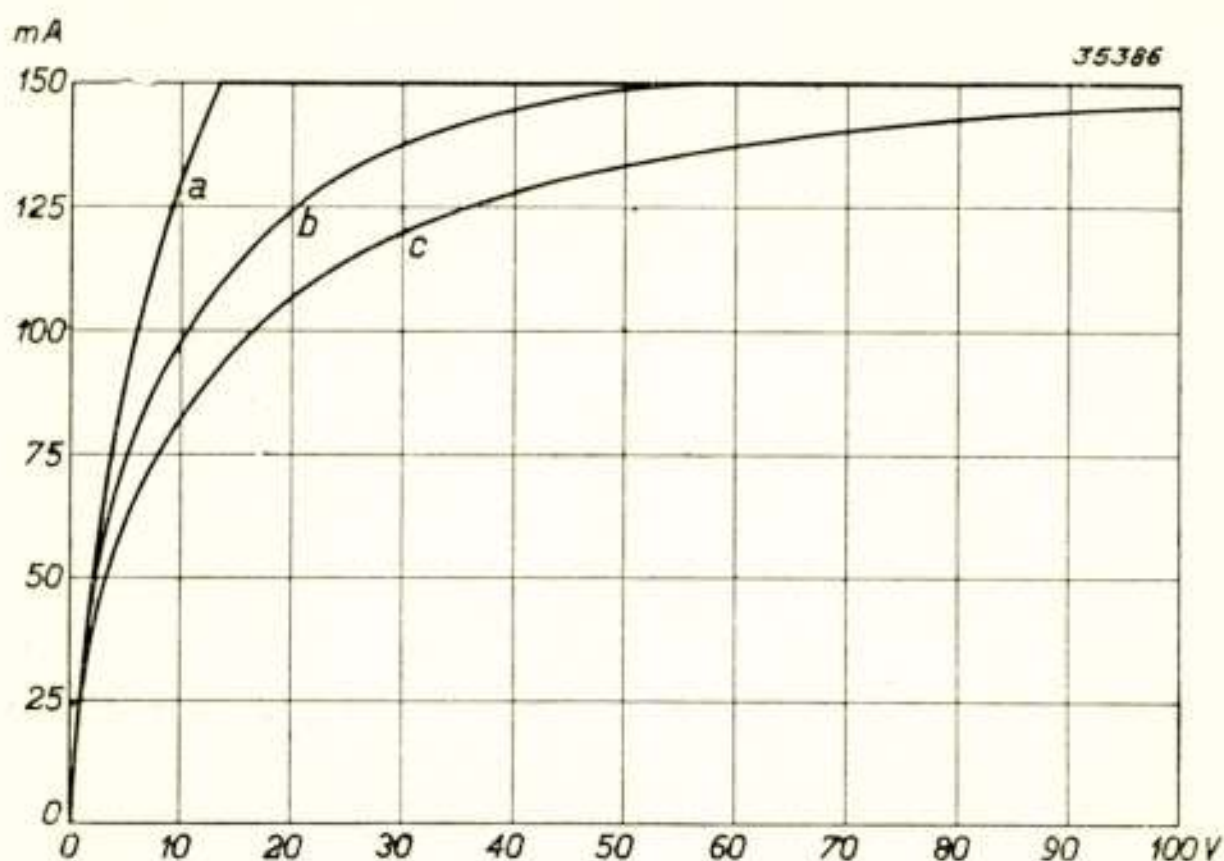
Figuur 14.

Verdeeling van de hoekafbuigingen in een electronenbundel, die achter-eenvolgens één, twee of drie roosters doorloopt.

b en h volgen uit de figuur en zijn uit de veldverdeling te berekenen. Verder blijkt uit waarnemingen op het membraan, dat ook hier de verdeeling van de hoekafbuiging over de electronenbundel in eerste benadering lineair mag worden verondersteld.

§ 4. *De samenwerking van de hoekafbuigingen in verschillende roosters.*

We kennen dus nu de hoekafbuiging in roosters met positieve en negatieve potentiaal. Om te weten, wat de invloed van deze afbuigingen is op de karakteristiek der stroomverdeling tusschen een positief rooster en een anode van een buis, waarin de electronenstroom deze roosters achtereenvolgens doorloopt, dienen we te weten, op welke wijze de hoekafbuigingen in de verschillende roosters samenwerken. Nemen we nu willekeurig t.o.v. elkaar opgestelde roosters en kleine hoekafbuigingen, zoodat deze eenvoudig opgeteld kunnen worden, dan zien

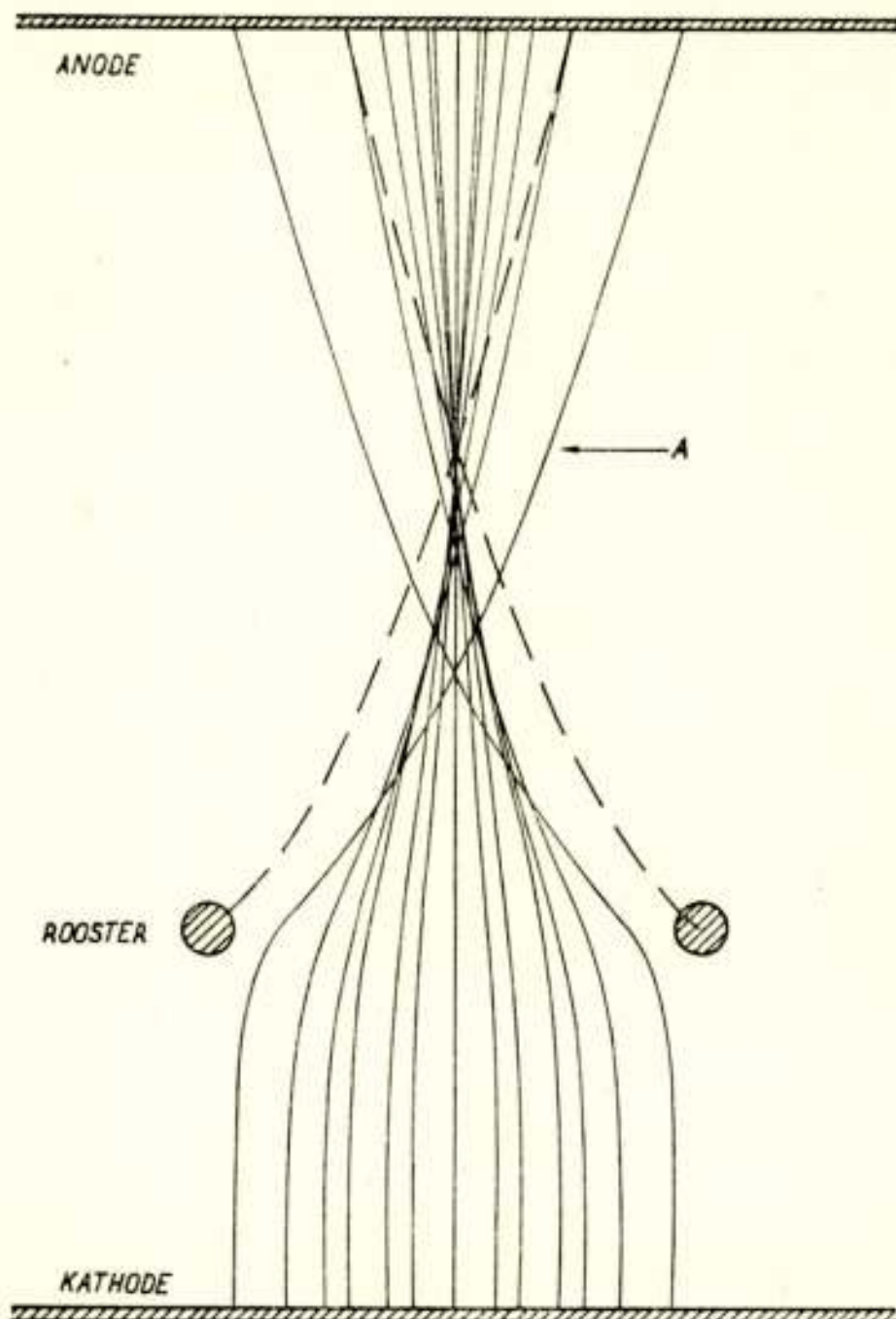


Figuur 15.

Berekende anodestroom-spanningskromme van een penthode. Kromme a geeft het verloop, indien alleen de afbuigingen in het schermrooster en kromme b, indien bovendien de afbuigingen in het stuurrooster in rekening worden gebracht. Kromme c geeft het verloop, indien de afbuigingen in alle drie de roosters in aanmerking worden genomen.

we in fig. 14, hoe de hoekafbuigingen in de diverse roosters worden samengesteld. Door de rechthoek in *a* is aangegeven, dat de verdeling van de hoekafbuigingen in de electronenbundel gelijkmatig over de electronen is verdeeld, indien deze bundel door één rooster wordt verstrooid. Passeert nu een dergelijke verstrooide bundel een tweede rooster, dan zal de verdeling van de hoekafbuigingen door een trapeziumvormige figuur *b* kunnen worden voorgesteld. Indien een bundel drie roosters heeft doorlopen, kan men de verdeling van de hoekafbuiging voorstellen door een figuur van de vorm c_1 of c_2 naar gelang

$a_3 \cong a_1 - a_2$. Men kent dan tevens het verband tusschen de hoekafbuiging a en het gedeelte van de kathodestroom, dat een kleinere hoekafbuiging bezit dan a . Is a' de afbuigingshoek van het electron, dat de anode nog juist kan bereiken, dan zullen alle electronen met kleinere hoekafbuiging zich naar de anode begeven, zoodat dan het verband $\frac{I^a}{I_k} = f(a')$ bekend is en men kan dan met behulp van formule (2) de anodestroom-anode-



Figuur 16.

Electronenbanen in een triode met een roosterpotentiaal van nul volt. Het snijpunt van de gestreepte lijnen geeft het berekende brandpunt aan.

spanningskarakteristiek bepalen. Dit is in fig. 15 uitgevoerd voor een bundel, die resp. één, twee en drie roosters passeert. Deze karakteristiek is zeer belangrijk voor de werking van tetrode- en penthode-versterkerbuizen en uit de figuur blijkt, dat de typische geknikte vorm van deze kromme blijkbaar is te wijten aan de hoekafbuigingen in de verschillende roosters. Met de mogelijkheid deze afbuigingen te berekenen, bleek het ook mogelijk ze kleiner te maken, waardoor de laatste jaren

het rendement van dergelijke buizen belangrijk kon worden verbeterd. ¹⁾

Er worden ook buizen gemaakt met roosters, waarvan de spoed gelijk is en de draden gezien vanuit de kathode achter elkaar liggen. Deze gevallen zijn interessant, doch moeten anders worden behandeld.

Uit fig. 16 is te zien, dat bij roosters met negatieve lading door de afstootende werking der roosterdraden de electronenbundel convergeert. Men kan een dergelijk rooster opvatten als een convergeerende cylinderlens met sferische aberratie. In het algemeen zal het electron na het passeeren van het rooster in een versnellend veld komen, zoodat de baan na het doorloopen van de lens niet recht, doch een kogelbaan wordt. Neemt men deze omstandigheden in aanmerking, dan kan men de brandpuntsafstand A van een dergelijke lens berekenen en vindt hiervoor:

$$A = \frac{d}{2 \operatorname{tg} \nu_{\max}} + \frac{d^2 (V_{eg2} - V_{eg1})}{16 l_2 \sin^2 \nu_{\max} \cdot V_{eg1}},$$

waarin l_2 de afstand is van het rooster (1) tot de volgende electrode (2). Op analoge wijze kan men een positief rooster opvatten als een divergeerende lens. Plaatst men nu twee of meer roosters met gelijke spoed zoodanig, dat de roosterdraden, vanuit de kathode gezien in één lijn staan, dan krijgt men als het ware door de samenwerking van convergeerende en divergeerende lenzen een combinatie-lens, evenals in de optiek. Op deze wijze is het mogelijk de bundel verschillende vormen te geven. Fig. 17 geeft hiervan een voorbeeld. Dit beeld is ontleend aan een practische buis, waarin de opstelling zoodanig is, dat de afbuigingen in het tweede rooster die in het eerste rooster versterken, waardoor een sterk divergeerende bundel wordt verkregen met groote afbuigingshoeken. Hierdoor zal bij een dergelijke buis de bocht in de anodestroom-anodespanningskarakteristiek naar rechts verschuiven. Dit kan ongewenscht zijn. Door de geometrie van de opstelling en de spanningen anders te kiezen, kan men ook het geval verkrijgen, dat de afbuigingen in twee of meer opeenvolgende roosters elkaar tegenwerken en zelfs opheffen (zie fig. 18). Bij een dergelijke combinatie van een rooster met negatieve en één met positieve lading zal men het brandpunt van het eerste rooster achter het vlak van het

¹⁾ J. L. H. Jonker, Philips techn. Tijdschr. 5, 135, 1940.

tweede kiezen. Bij een combinatie van bijv. twee negatief geladen roosters, waartusschen zich een positief rooster bevindt, kan het brandpunt van het eerste rooster in het vlak van het tweede rooster vallen. De bundel gaat daar dan onafgebogen door, aangezien in het midden tusschen twee draden geen afbuiging plaats vindt. In het volgende negatief geladen rooster kan de afbuiging dan zoodanig zijn, dat de afbuigingen van het eerste rooster worden gecompenseerd. Heeft men door middel van een dergelijke combinatielens de afbuigingen grootendeels opgeheven, dan zal de anodestroom-anodespanningskarakteristiek van een dergelijke buis bij lage anodepotentialen zeer steil kunnen verlopen.

Het is duidelijk, dat het bij het dimensioneeren van versterkerbuizen noodig is aan de afbuigingen der electronenbanen in de roosters bijzondere aandacht te schenken, daar deze de belangrijkste werkkarakteristieken der buizen ingrijpend kunnen beïnvloeden.

Eindhoven, 27 November 1942.

DISCUSSIE

Ir. Numans merkt op: Hoe staat het met de lineariteit van de besturingskarakteristiek in het $I_a - V_a$ gebied, dat gewonnen is door de genomen maatregelen m.a.w. de besturingskarakteristiek is langer geworden, maar is deze ook lineair gebleven?

Dr. Ir. Jonker antwoordt: Indien door verschillende maatregelen de stroomverdeling in het eerste deel der $I_a - V_a$ karakteristiek steiler verloopt, zal meestal de knie in deze karakteristiek scherper zijn, zoodat daardoor het verloop in het horizontale deel van de karakteristiek ook veelal iets vlakker zal worden. Men mag dus hierdoor eenige verbetering in de lineariteit van de besturingskarakteristiek in het $I_a - V_a$ gebied verwachten.

Ir. Heeroma merkt op: De door U gegeven modellen stellen gelijkstroomgevallen voor. Het gewone wisselstroomgeval is moeilijk na te maken, omdat de snelheid van de knikkertjes dan véél groter moet zijn dan de beweging van het rubbervlies, bovendien lijkt dit geval niet interessant. Daarentegen worden bij het nagaan van looptijdverschijnselen deze snelheden van dezelfde orde van grootte; zijn van deze verschijnselen al modellen gemaakt?

Dr. Ir. J. antwoordt: Inderdaad is het mogelijk om met het rubbermodel looptijdverschijnselen te bestudeeren. Dit geschiedt door de sta-

ven, die onder het rubbermembraan zijn aangebracht en de draden van het rooster voorstellen, periodisch op en neer te bewegen. Vertrekken de kogels bijv. vanaf de kathode zonder snelheid, dan kan men zien, hoe de versnelling resp. vertraging plaats vindt afhankelijk van de positie van de roosterelectrode. De baan en de momenteele snelheid zijn dan weer door middel van een foto met intermitterend licht genomen, vast te leggen en daaruit op te meten.

Ir. Picket merkt op: 1. Heeft men met het membraan-model voor de electronenbeweging nooit pogingen gedaan om de invloed van de ruimtelading na te bootsen door een niveauverandering van het membraan, die evenredig is met het aantal knikkertjes. Wanneer men die zou laten veroorzaken door het gewicht van de knikkers zou men het effect in verkeerde richting krijgen, maar misschien bestaan andere methoden. 2. Naar aanleiding van de verbetering der electronenbanen in een electrodenopstelling met achtereenvolgens negatief en positief geladen roosters: of men de verbetering in hoofdzaak verkrijgt door goede keuze van electrodenpotentiala of de opstelling ervan.

Dr. Ir. J. antwoordt: 1. Mij zijn geen praktisch bruikbare methoden bekend om ruimtelading op het membraan te imiteeren. Ware dit wel mogelijk, dan zou dit de waarde van deze methode van onderzoek nog belangrijk verhoogen. 2. De verbetering in de electronenbanen bij het plaatsen der roosterdraden vanaf de kathode gezien in een lijn, wordt verkregen bij roosters met een voorgeschreven potentiala door de geometrie der electrodenopstelling te wijzigen. Intusschen kan voor het verkrijgen van de gunstigste resultaten ook een zekere aanpassing der electrodenpotentialen gewenscht zijn.

Ir. Vormer merkt op: Het is mij opgevallen, dat in de figuur die het verband aangeeft tusschen de uitwijking van een electron en diens afstand tot het midden van twee roosterstaven (fig. 20 uit de dissertatie) de verdeling van de waarnemingspunten verre van symmetrisch is t.o.v. de getrokken rechte lijn door den oorsprong. Er liggen 23 punten boven dien lijn, slechts 7 er onder. Is hier sprake van een of andere symmetrische fout?

Dr. Ir. J. antwoordt: De in de figuur aangegeven punten zijn ontleend aan een aantal waarnemingen op verschillende tijden gedaan. Daar bij het verlaten der „kathode” de kogels een geringe snelheid bezitten kunnen ze dan gemakkelijk uit hun richting geraken bijv. door een stofje of een geringe magnetische kracht. Deze banen worden dan gecontroleerd en dan pas in rekening gebracht indien zeker het begin der baan correct verloopt. Mogelijk, dat deze sorteering oorzaak is van de eenigszins ongelijke verdeling der waarnemingspunten om de getrokken lijn.