

Schols

M. T. O.

# KATODESTRAALBUIZEN

DEEL I

Ir. G.S.M. SCHRIJNEMAKERS

Kursus Elektronenbuizentechniek

KATODESTRAALBUIZEN I

Ir. G.S.M. Schrijnemakers

Uitgave 1965

I N H O U D

	Pagina
1.) Inleiding	2
2.) De Elektronenstraalindicatorbuis	4
3.) Decimale Telbuis E 1T	6
4.) De Katodestraaloscillograafbuis	8
4.1 Inleiding	
4.2 Opbouw en werking van het kanon	
4.3 Het afbuiggedeelte	
4.4 De naversnelling	
4.5 Het scherm	
4.6 Het oscillograferen	
4.7 Toepassingen	
4.8 Speciale oscillograafbuizen	
5.) Inleiding tot de Televisie	15
6.) De direktsichtbeeldbuis voor zwart - wit Televisie I	18
6.1 Inleiding	
6.2 Het begrip Helderheid	
6.3 Het begrip Kontrast	
6.4 Het instellen van helderheid en contrast	
7.) Het Elektronenkanon	25
7.1 Inleiding	
7.2 De beweging van elektronen in elektrostatische velden	
7.3 Het Triodegedeelte	
7.4 De stuurkarakteristiek	
7.5 Bundelvorming in de katodelens	
7.6 Het triode - tetrode en pentodekanon	
8.) Fokussering	43
8.1 Magnetische fokussering	
8.2 Elektrostatische fokussering	
9.) Afbuiging	49
9.1 Inleiding	
9.2 De elektrostatische afbuiging	
9.3 Magnetische afbuiging	
9.3.1 Theoretische beschouwingen	
9.3.2 Konstruktie van deflektiespoelen	
10.) De direktsichtbeeldbuis voor zwart - wit Televisie II	59
10.1 De AW 43-80 90° beeldbuis	
10.2 De A 47-11 W inplosievaste 110° beeldbuis	
10.2.1 Vergelijking met de AW 43-80	
10.2.2 Implosievaste ballonkonstruktie	
11.) Het meten van oscillograafbuizen en zwart - wit T.V. buizen (Inleiding tot het practisch werk)	65
11.1 Algemeen	
11.2 De gasmeting	
11.3 De meting van de spotdiameter	
11.3.1 Meetapparatuur	
11.3.2 Toepassingen	

## 1. Inleiding.

De katodestraalbuizen (K.S.B.) vormen slechts een klein gedeelte van de grote familie van de elektronenbuizen. De plaats die zij hierin innemen blijkt het beste door het gehele spectrum van de electromagnetische golven eens nader te beschouwen, zie fig. 1. Dit spectrum kan in twee gebieden worden verdeeld (I en II). Het eerste gebied (I) omvat electromagnetische golven tot frekwenties van ongeveer 10 GHz ( $1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$ ) en daarin komen we achtereenvolgens de volgende toepassingen tegen:

50 Hz voor energievoorziening, tot  $\approx 30 \text{ kHz}$  de z.g. laagfrequent trillingen voor geluidsreproductie (o.a. telefonie) en tenslotte de radio, televisie, straalverbindingen en radar.

In het tweede gebied (II) komen we golven tegen met een dualistisch karakter. Dit wil zeggen dat bij verschillende verschijnselen meer het golfkarakter naar voren komt en bij andere meer het corpusculair karakter waarbij men liever van straling spreekt.

Deze golven worden meestal aangeduid door hun golflengte i.p.v. hun frekwentie. In fig. 1 is als eenheid van golflengte de Ångström gekozen,  $1 \text{ Å} = 10^{-10}$  meter. Gebied II begint bij de infrarood straling, gevolgd door het voor ons oog zichtbare licht met golflengtes van  $\approx 8000-4000 \text{ Å}$ , het ultraviolet, het röntgengebied en tenslotte het gebied der kosmische stralen.

Men kan nu de verschillende soorten elektronenbuizen in verband brengen met de verschillende gebieden van het spectrum; zie fig. 1. Allereerst is er een groep buizen (A) waaraan men energie uit Gebied I toevoert en die ook weer energie in ditzelfde gebied afgeven, al dan niet veranderd in frekwentie. Voor de groep D geldt hetzelfde in Gebied II. De groep buizen B zet energie om vanuit Gebied I naar Gebied II; groep C doet juist het omgekeerde.

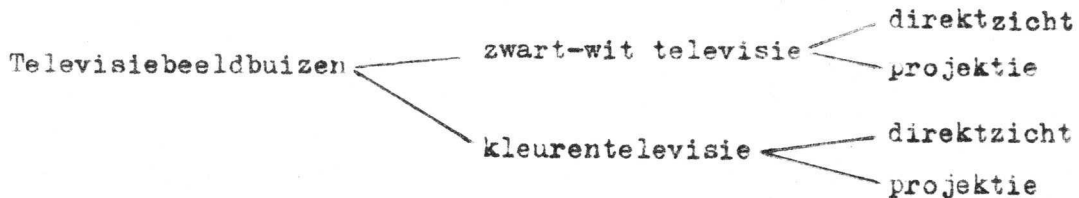
Het is nu gemakkelijk in te zien dat de katodestraalbuizen thuishoren in groep B, samen met röntgenbuizen, T.L. buizen, neonbuizen etc., terwijl b.v. de opneembuizen voor Televisie in groep C passen.

In de familie der K.S.B. komen we nu de volgende buizen tegen:

Elektronenstraalindicatorbuis.

Decimale telbuis.

Katodestraal-oscillograafbuis.



Direktzicht Radarbuis

Lichtstipaftasterbuis (flying spot scanner)

Elektronenmikroskoop.

Al deze buizen verschillen van elkaar in uiterlijk zowel als in opbouw, doch hebben veelal dit gemeen dat ze zichtbaar licht uitstralen uit een luminescentiescherm, wanneer dit scherm door elektronen wordt gebombardeerd. Hierbij dragen de elektronen hun kinetische energie over op de atomen van het schermmateriaal, die deze energie omzetten in zichtbaar licht. Alle K.S.B. bestaan daarom uit een hoogvacuumgepompte ballon met een doorzichtig kijkscherm, aan de binnenzijde bedekt met een luminescentielaag. Elke K.S.B. heeft een elektronenkanon waarin uit een thermisch emitterende katode elektronen worden vrijgemaakt, geregeld en vervolgens versneld. Bij verreweg de meeste types heeft dit kanon tevens tot taak de elektronenbundel te fokuseren in een scherpe punt op het scherm. De stroomsterkte en de snelheid van de elektronen bepalen de helderheid van het beeld. Regeling van de helderheid gebeurt door het regelen van de stroomsterkte op een soortgelijke manier als in een triode versterkbuis; nl. met een regelelektrode, die een negatieve potentiaal heeft t.o.v. de katode. Vaak is het bovendien nog zo dat de elektronenbundel na het verlaten van het kanon nog op een bepaalde wijze van richting verandert onder invloed van een elektrostatisch of magnetisch veld.

Met uitzondering van de elektronenmikroskoop zullen de genoemde katodestraalbuizen nu worden besproken waarbij nader op hun opbouw, werking en toepassing zal worden ingegaan. Speciale aandacht zal voorts besteed worden aan de werking en opbouw van het elektronenkanon.

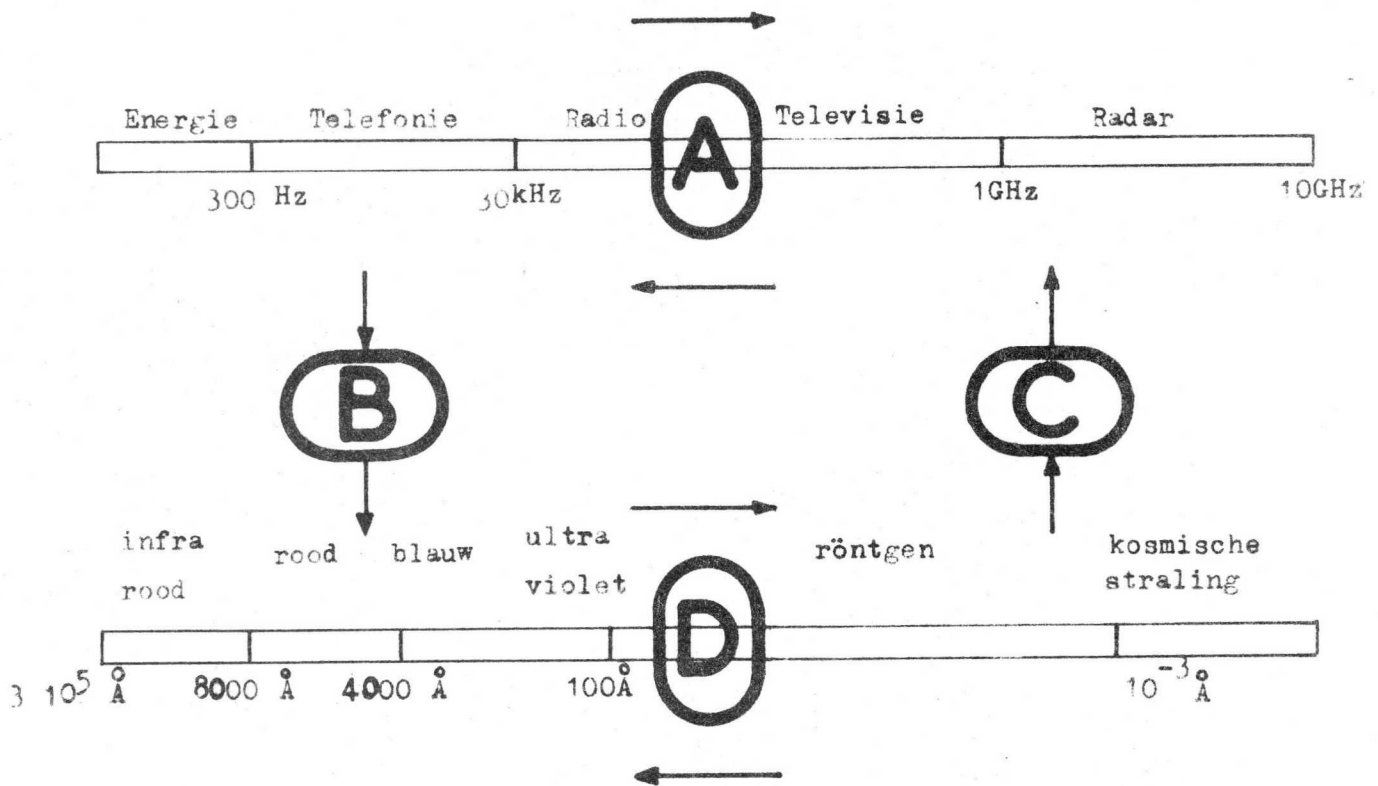


FIG. 1

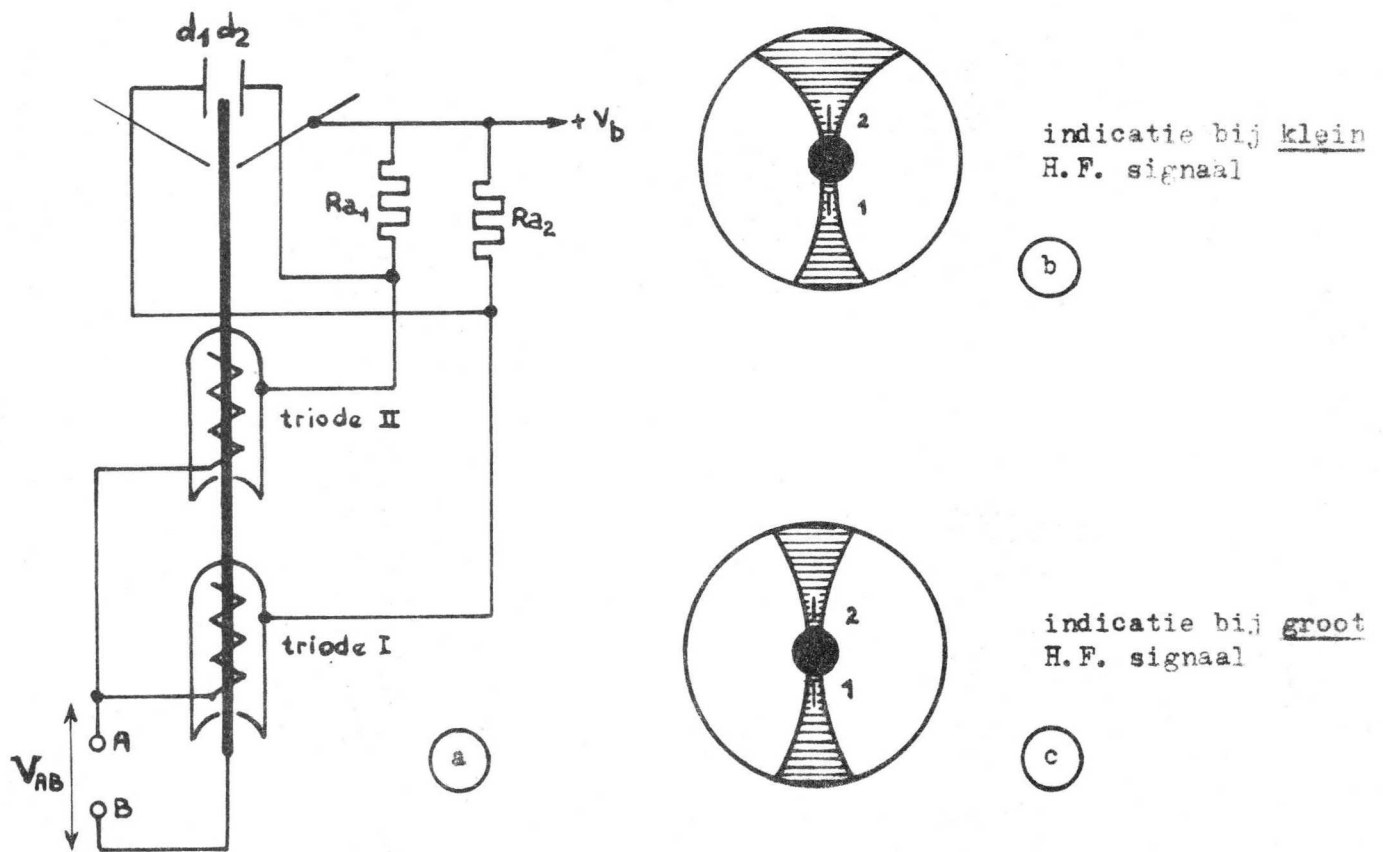


FIG. 2

## 2. Elektronenstraalindicatorbuis.

Deze buis, ook wel magisch oog of afstem-oog genoemd, wordt in bijna elk radio-apparaat toegepast om een juiste afstemming van de gewenste zender te bewerkstelligen. Als voorbeeld zal het EM34 systeem nader worden verklaard; zie fig. 2.

Centraal in de buis bevindt zich een lange indirect verhitte katode. Deze katode is de emissiebron van twee trioden en één diode, die boven elkaar zijn gemonteerd.

De diode heeft als anode een konische elektrode, het scherm, bedekt met luminescerend materiaal, dat oplicht zodra er elektronen op terecht komen. Bovendien zijn er in deze diode twee afbuigplaatjes  $d_1$  en  $d_2$  aangebracht, die zijn verbonden met de anoden van de beide triodes.

Tussen de punten A en B wordt nu een negatieve gelijkspanning gelegd, afkomstig van de detektieweerstand. Hoe verder de ontvanger uit afstemming geraakt, des te minder negatief worden de twee trioden van de indicator ingesteld.

Het gevolg is dan een toenemende anodestroom en dus een dalende anodespanning. De spanning van de beide afbuigplaatjes  $d_1$  en  $d_2$  daalt dus ook met als gevolg dat de elektronen die zich van het bovenste gedeelte van de katode in de richting van het scherm bewegen, sterker worden afgebogen. Direkt tegenover de plaatjes  $d_1$  en  $d_2$  kunnen zelfs helemaal geen elektronen meer het scherm bereiken en daar ter plaatse ontstaan dan ook grote schaduwvlekken (gearceerd aangegeven in fig. 2b)

Hoe zwakker het HF signaal, des te kleiner  $V_{AB}$  wordt en des te verder breiden de donkere plaatsen op het scherm zich uit.

Nu is het zo dat het rooster van triode II een grotere spoed heeft dan het rooster van triode I en dus ook een grotere roosterruimte. Dit betekent dat de anodestroom van triode II pas klein kan worden bij een grote negatieve  $V_{AB}$  ( $R_{a1} = R_{a2}$ ). Het beeld op het scherm komt nu overeen met fig. 2c.

Wanneer we dus op een sterke draaggolf afstemmen dan zien we eerst het onderste schaduw gedeelte dichtgaan (het z.g. gevoelige gedeelte). Dichter bij juiste afstemming begint triode II ook stroomloos te worden en gaat ook het bovenste schaduw gedeelte dicht. Wanneer de schaduwbaan het smalst is, is de juiste afstemming bereikt.

Bij afstemmen op een zwak signaal werkt het bovenste gedeelte niet en stemmen we dus alleen af op het onderste gedeelte.

We hebben hier dus kennis gemaakt met een zeer eenvoudige katodestraalbuis, met een elektronenkanon van zeer eenvoudige opbouw (diode), zonder fokuserende werking en met elektrostatische afbuiging.

Andere uitvoeringsvormen van een afstemoog zijn:

EM 80 met 2 deflektieplaatjes.	}	z.g. "badkuip"uitvoering.
EM 81 met 1 deflektieplaatje.		
EM 84 met 1 deflektieplaatje.		



### 3. Decimale Telbuis E 1 T.

De traagheid van elektromechanische tellers, waarmee elektrische impulsen geteld kunnen worden vormt een beperking voor de toepassing in systemen waar duizenden impulsen per seconde geteld moeten worden.

Het gemak waarmee een elektronenbundel in een katodestraalbuis kan worden afgebogen heeft geleid tot de nu te bespreken decimale telbuis waarmee meer dan 30.000 impulsen per seconde kunnen worden geteld. De telbuis bevat een elektronenkanon dat een lintvormige elektronenbundel van 1 mA levert bij een eindanodespanning van 300 Volt.

Een afbuiginrichting zorgt er voor dat de bundel 10 diskrete standen kan innemen. In elk van deze standen valt de bundel door een sleuf en treft een fluorescerende laag die op de ballonwand is aangebracht; er ontstaat daar ter plaatse een lichtvlekje en het erbij geplaatste cijfer geeft aan door welke van de tien sleuven de bundel valt. Uitgaande van de stand nul doet elke impuls de bundel één sleuf opschuiven, om bij de tiende impuls terug naar nul te slaan en tegelijkertijd een impuls af te geven naar een tweede telbuis, die dan van de stand nul in de stand een komt. Deze tweede buis telt dus de tientallen. Een derde buis kan men e.v. de honderdtallen laten tellen enz. In fig.3.1 is een horizontale doorsnede van de buis getekend. Het elektronenkanon bestaat uit een katode k, stuurrooster g1, een viertal staafvormige fokusseerelektrodes ( $p_1$ ,  $p_2$ ) en een versnellingsanode g2.

De geometrie van dit kanon is zodanig dat een lintvormige elektronenbundel ontstaat, die vervolgens tussen twee afbuigplaten D en D'loopt.

Bij bepaalde grootten van de afbuiging valt de bundel door een van de tien verticale sleuven in de z.g. sleufelektrode g4. Van de elektronen die de sleuf passeren valt een gedeelte op de anode a2 en de rest door deze anode heen op de fluorescerende wand l.

We onderscheiden verder in fig.3.1 nog g3 en g5; dit zijn remroosters die tot taak hebben het terugwerpen van secundaire elektronen die door g4 resp. a2 worden geëmitteerd. Ze hebben een gelijke spoed, liggen in evenwijdige horizontale vlakken en worden op nul-potentiaal gebracht.

Voor de werking van de buis verwijzen we verder naar fig. 3.2 .

De potentiaal van de afbuigplaat D is  $V_D$ . De plaat D' is met de anode  $a_2$  verbonden en via  $R_a$  op de batterijspanning  $V_B$  aangesloten, zodat  $V_a = V_{D'} = V_B - I_p R_a$ , waarbij  $R_a = \text{ctg} \alpha$  (zie fig.3.3). Voor elke waarde van  $I_p$  is  $V_{D'} - V_D$  konstant, zodat de elektronenbundel een bepaalde konstante positie zal innemen.

Om nu de bundel meerdere standen te laten innemen laat men  $i_a$  variëren volgens een golflijn I om de rechte II, zie fig. 3.4 .

Golflijn I wordt door de rechte II 19 maal gesneden. Alleen in de van 0 tot 9 genummerde punten wordt een stabiele evenwichtstoestand bereikt. In elke stand moet  $i_a$  dus een andere waarde bereiken. Dit wordt gerealiseerd door de sleuven in  $g_4$  verschillend van doorsnede te maken, zodat gaande van de stand 0 naar de stand 9 deze doorsnede toeneemt. De toestanden 0 t/m 9 komen nu tot stand door een positieve puls aan D toe te voeren, waarbij de bundel even naar D wordt afgebogen en dus door een grotere sleuf in  $g_4$  valt. Hierdoor neemt  $i_a$  toe en is een nieuwe evenwichtstoestand bereikt. Wordt bij toestand 9 een volgende puls aan D toegevoerd, dan komt de elektronenbundel geheel terecht op de terugslaganode  $a_1$ . De hierdoor in een met  $a_1$  verbonden uitwendig circuit ontstane negatieve impuls wordt dan aan  $g_1$  toegevoerd. De anodestroom wordt hierdoor tijdelijk geblokkeerd,  $V_{D'}$  stijgt en we komen weer in de toestand 0 terecht.

Is deze toestand bereikt dan is er weer een positieve puls op D nodig om de bundel van stand 0 in stand 1 te brengen enz.

De voornoemde negatieve puls wordt behalve aan  $g_1$  ook via een geschikt circuit toegevoerd aan een volgende telbuis voor het tellen van de tientallen enz.

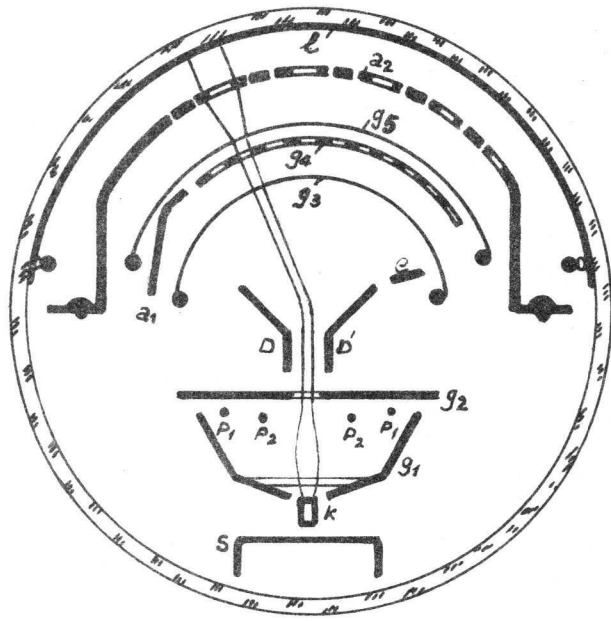


Fig. 3.1

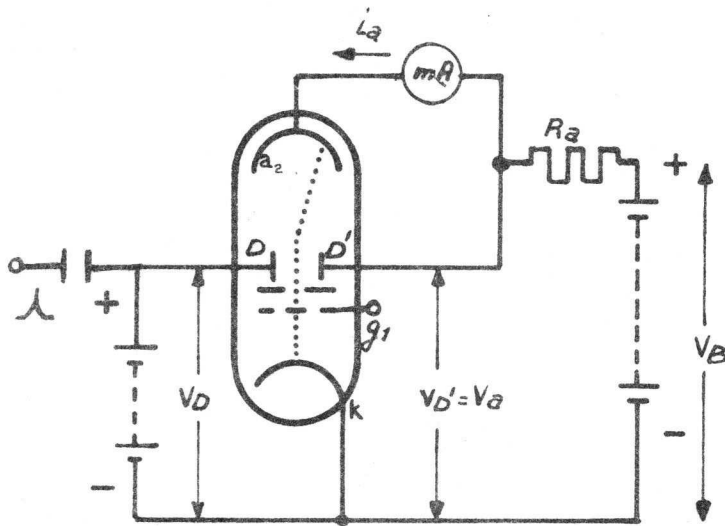


Fig. 3.2

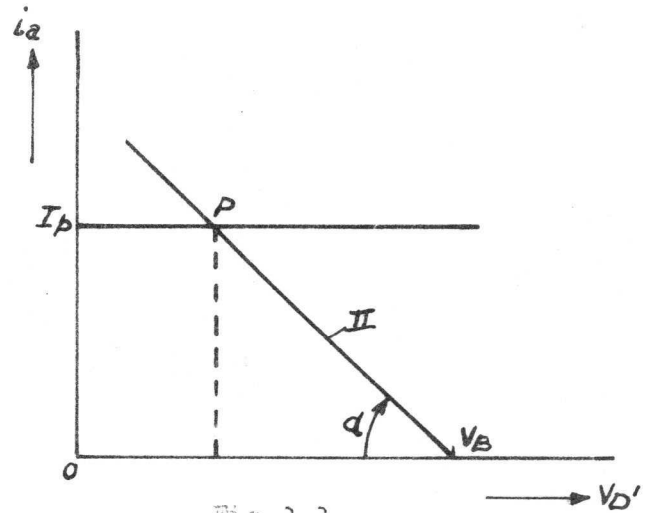


Fig. 3.3

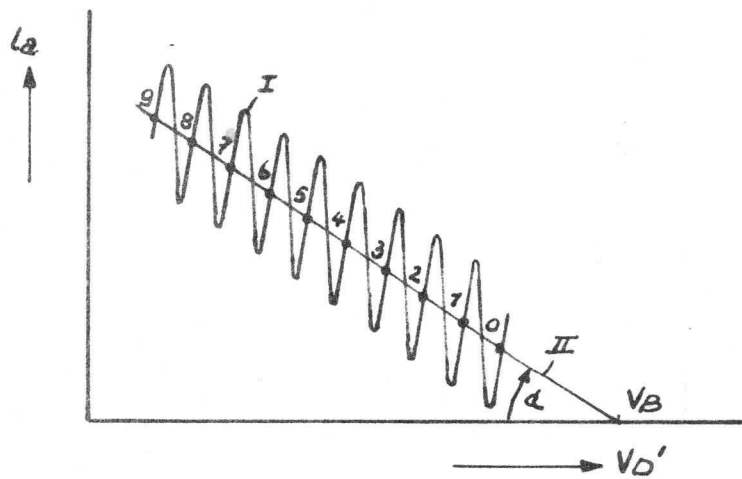


Fig. 3.4

#### 4. De katodestraal-oscillograafbuis.

##### 4.1 Inleiding.

Een oscillograaf is een meetinstrument waarmee het mogelijk is het functionele verband tussen twee met de tijd variërende grootheden op te tekenen, wat men ook wel oscillograferen noemt. Vaak is de ene grootheid de tijd zelf.

De mechanische uitvoeringen van zo'n oscillograaf, zoals de bekende penrecorders of x-y recorders, hebben een grote traagheidswerking zodat hun toepassing beperkt is tot verschijnselen met een frequentie van hoogstens enkele honderden Hertz.

Bij de katodestraal-oscillograaf (of elektronenstraaloscillograaf) kan men echter tot veel hogere frequenties komen omdat de elektronenbeweging traagheidsloos geschied tot frequenties van ongeveer 100 MHz.

Hierboven gaat de elektronenlooptijd een niet meer te verwaarlozen rol spelen en moeten zeer speciale voorzieningen worden getroffen om verschijnselen van nog hogere frequentie te kunnen vastleggen.

##### 4.2 Opbouw en werking van het kanon.

Hoe is nu zo'n oscillograafbuis, die in een oscillograaf de taak van de penrecorder overneemt, opgebouwd. We verwijzen naar fig.4.1. In deze afbeelding is de ballon van de oscillograafbuis opengesneden om de werkelijke gedaante van de elektroden beter te laten zien. Ook is in deze figuur de vorm van de elektronenbundel, zij het sterk vergroot, aangegeven. De indirect verhitte katode (zie 3) emitteert thermisch elektronen, die aangetrokken worden door het positieve tweede rooster (zie 5). Het eerste rooster g1 (zie 4) regelt de stroomsterkte, rooster 3 (zie 6) is de fokusanode en rooster 4 (zie 7) is de eindanode van het kanon.

De spanning van deze eindanode is voor de verschillende types verschillend, meestal echter niet hoger dan 3000 Volt.

Verder zien we dat in de g2 en g4 nog een diafragma is geplaatst. Dit is gedaan om de randstralen van de bundel te onderscheppen en de bundeldiameter te begrenzen.

Men bereikt met dit diafragmeren een kleinere lichtstip (spot) op het scherm. Nu is de intensiteit van deze randstralen lang niet zo groot als de intensiteit van de stralen die dicht bij de as lopen.

De betere spot die door diafragmeren te bereiken is weegt daarom ruimschoots op tegen het nadeel dat minder elektronen het scherm bereiken.

De begrensde bundeldiameter is mede van het allergrootste belang om de afbuigfouten van het afbuigstelsel binnen redelijke grenzen te houden; deze afbuigfouten nemen nl. snel toe indien de bundeldiameter toeneemt. In een volgende paragraaf zal nader op de werking van het elektronenkanon worden ingegaan.

#### 4.3 Het afbuiggedeelte.

Na het verlaten van het kanon doorlopen de elektronen op hun weg naar het scherm een ruimte waar zij door twee paar afbuigplaten kunnen worden afgebogen; achtereenvolgens een paar voor de verticale afbuiging en een paar voor de horizontale afbuiging.

Deze afbuiging vindt plaats onder invloed van een electrostatisch veld tussen de twee afbuigplaten dat ontstaat zodra er tussen deze platen een spanning wordt aangelegd.

Nu geldt voor deze afbuiging de volgende formule, waarop we in een volgende paragraaf nog nader op zullen ingaan:

$$\operatorname{tg} \alpha = C \frac{V_p}{V_a} \dots \dots \dots 4.3.1$$

- waarin:  $\alpha$  = hoek waarover de elektronenbundel wordt afgebogen.  
 $C$  = constante.  
 $V_p$  = afbuigspanning tussen de platen.  
 $V_a$  = versnellingsspanning.

Deze versnellingsspanning is gelijk aan de spanning van de eindanode van het kanon (zie 7 in fig.4.1) t.o.v. de katode.

Uit deze formule volgt dus dat de afbuiging op het scherm lineair afhankelijk is van de afbuigspanning  $V_p$  en omgekeerd evenredig is met de versnellingsspanning  $V_a$ , wat dus betekent dat voor een grote afbuiggevoeligheid  $V_a$  laag moet zijn.

In fig.4.1 zien we bij 8 de z.g. verticale afbuigplaten, die dus voor de verticale afbuiging zorgen (platen zelf zijn horizontaal gemonteerd) en bij 10 de z.g. horizontale afbuigplaten (platen zelf zijn vertikaal gemonteerd).

Verder bevindt zich bij 9 een plaat die als afscherming dient tussen de beide paren afbuigplaten om onderlinge beïnvloeding te voorkomen.

In fig.4.1 is verder nog te zien dat de binnenzijde van de ballon vanaf de eindanode tot aan de ring 13 bedekt is met een geleidende laag die zich op dezelfde potentiaal bevindt als de eindanode van het kanon.

#### 4.4 De naversnelling.

Uit formule 4.3.1 volgt dat de afbuigspanning welke nodig is om een oscillograafbuis uit te sturen evenredig met de versnellingsspanning  $V_a$  toeneemt.

Men wil natuurlijk met het oog op de grootte van de afbuigversterkers de afbuigspanning zo klein mogelijk houden; aan de andere kant echter wil men een zo hoog mogelijke versnellingsspanning hebben omdat daardoor de helderheid en de scherpte van de elektronenspot op het scherm toeneemt.

Ook is het bezwaarlijk een hoge schermhelderheid te bereiken door zeer veel elektronen het scherm te laten treffen (een hoge straalstroom dus) omdat een scherpe elektronenspot dan moeilijk is te realiseren.

Een aantrekkelijke oplossing heeft men gevonden in het principe van de na-versnelling, waarbij men de afbuiging en de definitieve versnelling van de elektronen scheidt.

De eindanode van het kanon wordt hierbij op een spanning van 1 à 3 kV aangesloten waardoor een hoge afbuiggevoeligheid verkregen wordt. Eerst nadat de elektronenbundel het afbuigstelsel heeft doorlopen verkrijgen de elektronen een hogere snelheid. Dit wordt bereikt door een of meerdere extra elektroden aan te brengen tussen het afbuigstelsel en het scherm. Zo bestaat deze elektrode in fig.4.1 uit een op de binnenwand van de ballon aangebrachte geleidende laag, vanaf ring 13 tot aan het scherm, waar deze laag doorverbonden is met de aluminiumlaag die over de fosforlaag heen is aangebracht. Genoemde laag is m.b.v. een zijcontact in de ballonwand aan de uiteindelijke versnellingspanning aangesloten (zie 12 in fig.4.1).

Ring 13 in fig.4.1 bestaat uit halfgeleidend materiaal om sproeien te voorkomen.

XDe naversnelling heeft echter ook nadelen. Het naversnellingsveld, gevormd door de beide geleidende lagen op de ballonwand, gescheiden door ring 13, konvergeert de bundel iets.

De elektronen lopen dus na het verlaten van de afbuigplaten niet recht door onder een hoek  $\alpha$  met de buisas (zie formule 4.3.1), maar worden iets naar de as teruggebogen. Men verliest dus weer iets van de aanvankelijk gewonnen afbuiggevoeligheid.

XEen tweede zeer ernstig nadeel is dat de versnellende lens die het naversnellingsveld vormt, praktisch helemaal met elektronen gevuld wordt waardoor ernstige lensfouten optreden.

Hierdoor is de afbuiging niet meer lineair afhankelijk van de afbuigspanning  $V_p$ ; er ontstaat dus rastervertekening. Een bijdrage tot deze rastervertekening levert ook het doorgrijpen van het naversnellingsveld in het afbuigveld van de horizontale afbuigplaten.

Deze fouten nemen toe naarmate men een grotere naversnellingsfaktor kiest (naversnellingsfaktor =  $\frac{\text{schermspanning}}{\text{eindanodespanning}}$  ).

Bij de konfiguratie van fig.4.1 is deze naversnellingsfaktor daarom beperkt tot ongeveer 2. Men kan verder komen door nog meer naversnellingsringen toe te passen met steeds oplopende potentiaal.

De modernste uitvoering hiervan is de buis met gespiraliseerde naversnelling. Aan de binnenkant van de konus is bij deze buis een spiraal met zeer veel windingen van zeer slecht geleidend materiaal aangebracht ( $R \geq 300 \text{ M } \Omega$ ), die aan de ene zijde verbonden is met de eindanodespanning, aan de andere zijde met de aluminiumlaag van het scherm, en via een zijkontakt uitgevoerd is.

Het resultaat van deze gelijkmatig oplopende potentiaal is bij een naversnellingsfaktor van 6 nog een raster zonder vertekening, waarbij men soms tot schermspanningen van 20 kV gaat. Een naversnellingsfaktor 8 bij een schermspanning van 24 kV komt zelfs ook wel voor.

#### 4.5 Het scherm.

Over het scherm van dit type buizen kan worden opgemerkt dat de z.g. nalichttijd voor de diverse types zeer verschillend is. Onder nalichttijd verstaat men de tijd na onderdrukking van de straalstroom waarin de helderheid tot beneden 0,1 % van de oorspronkelijke waarde is gedaald. De tegenwoordig toegepaste nalichttijden variëren van 20 m sec. tot 80 sec., afhankelijk van het toepassingsgebied.

Wat de kleur van het scherm betreft, deze is vrijwel altijd groen en wel omdat het menselijk oog voor deze kleur het meest gevoelig is.

De verdere chemische aspecten van het scherm, zoals de werking van de fosforen, de methodes van aanbrengen van de diverse lagen zullen worden besproken in de cursus Chemie van de K.S.B.

#### 4.6 Het oscillograferen.

We zullen nu eens nagaan hoe het oscillograferen in zijn werk gaat.

Stel we willen een sinusvormig met de tijd verlopende spanning op het scherm zichtbaar maken waarbij de horizontale as de tijd is.

Hiertoe sluit men de horizontale afbuigplaten aan een spanning aan die evenredig met de tijd aangroeit tot een zekere maximale waarde bereikt is en daarna zeer snel tot de beginwaarde terugvalt, waarna het gehele proces zich weer herhaalt. Men noemt een dergelijke spanning een zaagtandspanning, zie fig.4.2

Op het tijdstip  $t_0$  is de spanning maximaal negatief ( $-V_4$ ), op  $t_1$  is de spanning  $-V_3$  enz. Op het moment  $t_8$  is de spanning maximaal positief ( $+V_4$ ). Daarna wordt de spanning zeer snel maximaal negatief, en op  $t_9$  is de spanning gelijk aan die op  $t_0$ .

Deze zaagtandspanning wordt aangesloten aan de horizontale afbuigplaten, zodanig dat op  $t_0$  plaat  $D_2'$  maximaal negatief is t.o.v. plaat  $D_2$ .

De elektronenbundel treft het scherm in P. Wordt  $D_2'$  minder negatief t.o.v.  $D_2$  en vervolgens zelfs positief, dan treft de bundel het scherm in punten op de lijn P O Q

In Q aangekomen (op  $t_8$ ) keert de bundel met grote snelheid naar P terug waarna de cyclus zich herhaalt.

Sluit men nu de te oscillograferen spanning, in ons voorbeeld een sinusvormige spanning, aan tussen de beide verticale afbuigplaten  $D_1$  en  $D_1'$  dan zal de elektronenbundel op elk tijdstip een verticale afbuiging krijgen die evenredig is met de momentele waarde van deze sinus.

Onder de gekombineerde invloed van beide spanningen beschrijft de bundel op het scherm dan een sinus, zie fig.4.3

Na een cyclus keert de bundel snel naar zijn uitgangspunt terug (z.g. terugslag) en "schrijft" daarna dezelfde kurve nogmaals enz. Tijdens de terugslag wordt de elektronenbundel onderdrukt, zodat van dit "terugslaan" op het scherm niets te zien is.

Het is duidelijk dat alleen dan elke volgende kurve precies over de vorige heenvalt indien de frekwentie van de zaagtandspanning precies gelijk is aan of een geheel aantal malen kleiner is dan de signaalfrekwentie (in ons voorbeeld de sinusfrekwentie). Is aan deze voorwaarde voldaan dan staat het beeld op het scherm stil en spreekt men van synchronisatie.

#### 4.7 Toepassingen.

De toepassing van de katodestraaloscillograaf als meetinstrument is niet beperkt tot de registratie van elektrische verschijnselen doch wordt overal toegepast bij wetenschappelijke onderzoekingen en industriële processen. Voorwaarde is alleen dat van het te registreren verschijnsel een met dit verschijnsel evenredige elektrische spanning wordt opgewekt.

Dit gebeurt door een z.g. transducer (= omzetter) zoals bijv. een microfoon waarmee mechanische trillingen omgezet kunnen worden in elektrische spanningen. Ook kunnen eenmalig optredende verschijnselen worden geregistreerd, die men meestal met een op het scherm geplaatste kamera fotografeert. Enkele toepassingsmogelijkheden zijn hieronder vermeld.



- A. Toepassing waarbij aan de horizontale platen een zaagtandspanning wordt aangesloten voor het meten en/of bekijken van: spanningsvormen - pulsbreedtes - stijgtijden van pulsen - uitslingerverschijnselen van versterkers en filters - mechanische trillingen etc.
- B. Toepassing als x-y recorder voor het registreren van: karakteristieken van elektronenbuizen, B-H curves van magnetische materialen enz. Ook kunnen hier de bekende Lissajous figuren genoemd worden.

#### 4.8 Speciale oscillograafbuizen.

Van de speciale toepassingen waarvoor een speciale uitvoering van de oscillograafbuis is vereist noemen we:

##### 1. Dubbelstraalbuis.

Met deze buis kunnen we 2 verschijnselen gelijktijdig zichtbaar maken op één scherm en eventueel de beide beelden zodanig verschuiven dat ze in elkaar lopen, zodat ze nog beter te vergelijken zijn.

In een dubbelstraalbuis zijn meestal twee geheel van elkaar onafhankelijke kanonnen + afbuigsystemen gemonteerd; de gemeenschappelijke elementen zijn dus naversnelling en scherm.

##### 2. Geheugenbuis (Storage tube).

In een geheugenbuis blijft een verschijnsel dat eenmaal op het scherm tot stand is gekomen een zeer lange tijd staan. Deze toepassing is dus vooral van belang bij eenmalige verschijnselen waardoor het fotograferen van dit verschijnsel, dat op een gewone oscillograafbuis nodig zou zijn, vaak overbodig wordt.

Men kan ook een aantal verschijnselen door elkaar schrijven om ze daarna in alle rust te kunnen vergelijken.

In elke geheugenbuis bevinden zich minstens 2 elektronenkanonnen; een z.g. "schrijfkanon" met normaal afbuigstelsel en een "leeskanon". Vlak voor het scherm is een draadrooster aangebracht bedekt met een isolator. Met het deflektiestelsel van het schrijfkanon schrijft men een ladingsbeeld op de isolator. De elektronen van het leeskanon kunnen het scherm alleen bereiken op die plaatsen waar zich dit ladingsbeeld bevindt. Het scherm licht dus op overeenkomstig de uitsturing van het afbuigstelsel waarbij de "nalichttijd" alleen bepaald wordt door de isolatie-eigenschappen van het draadrooster met isolator. Om het beeld uit te wissen moet op een of andere manier de lading op de isolator geneutraliseerd worden.

3. Afbuigsystemen voor zeer hoge frekventies.

Bij het oscillograferen van signalen waarvan de frekventie zo hoog is dat de afbuigspanning verandert gedurende de looptijd van de elektronen door het afbuigveld, treedt een verlaging van de afbuiggevoeligheid en soms een vervorming (van pulsen b.v.) op.

Dit is in principe te voorkomen door de looptijd eveneens kleiner te maken, b.v. door zeer korte afbuigplaten te kiezen; echter gaat dit ook weer ten koste van de afbuiggevoeligheid. Men kan ook een aantal afbuigelementen gebruiken die allen hetzelfde signaal toegevoerd krijgen, maar met een tijdsverschil overeenkomstig de elektronenlooptijd. Dit is te realiseren m.b.v. een vertraginglijn.

Op deze manier kan men buizen maken die geschikt zijn voor frekventies tot enkele duizenden MHz.

74 a

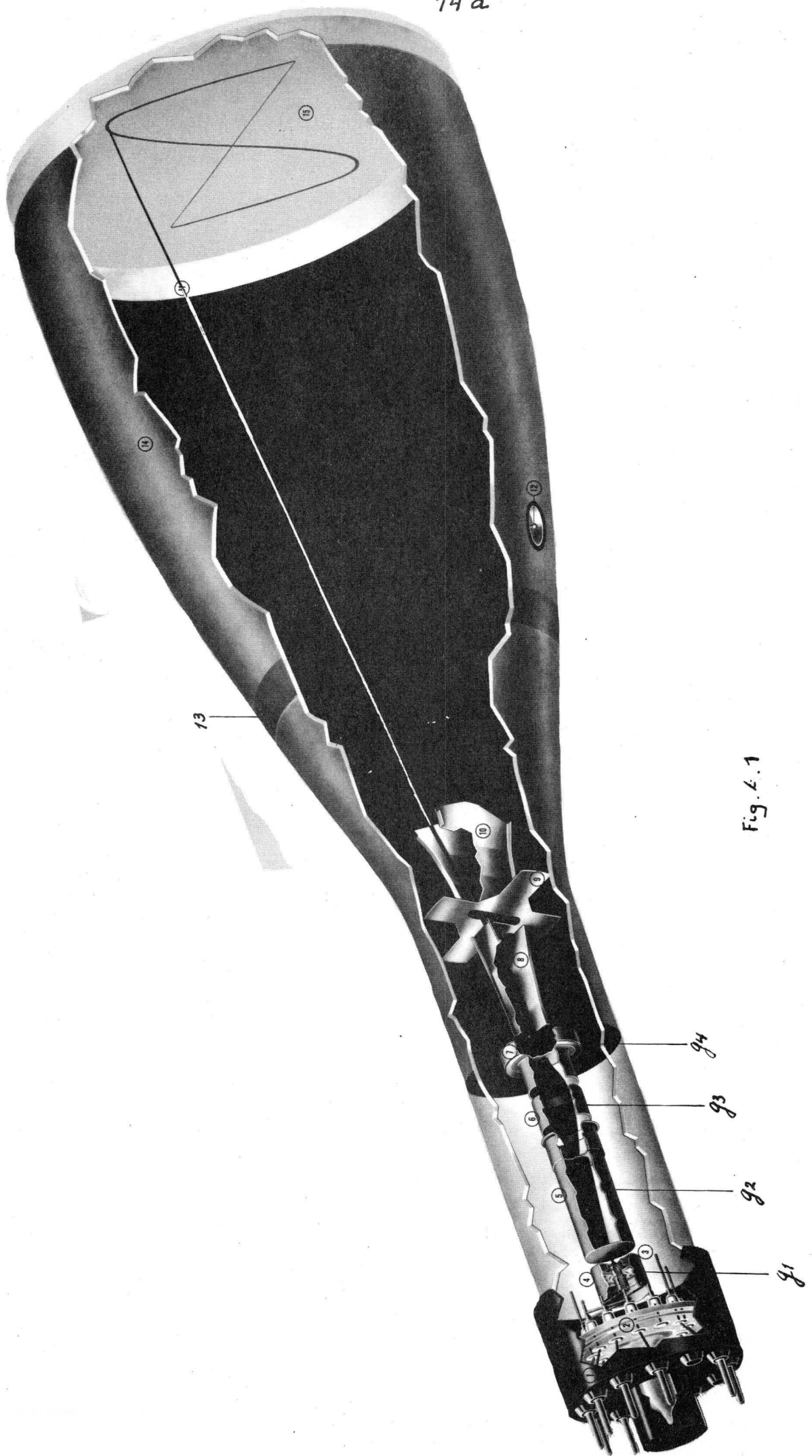


Fig. 4.1

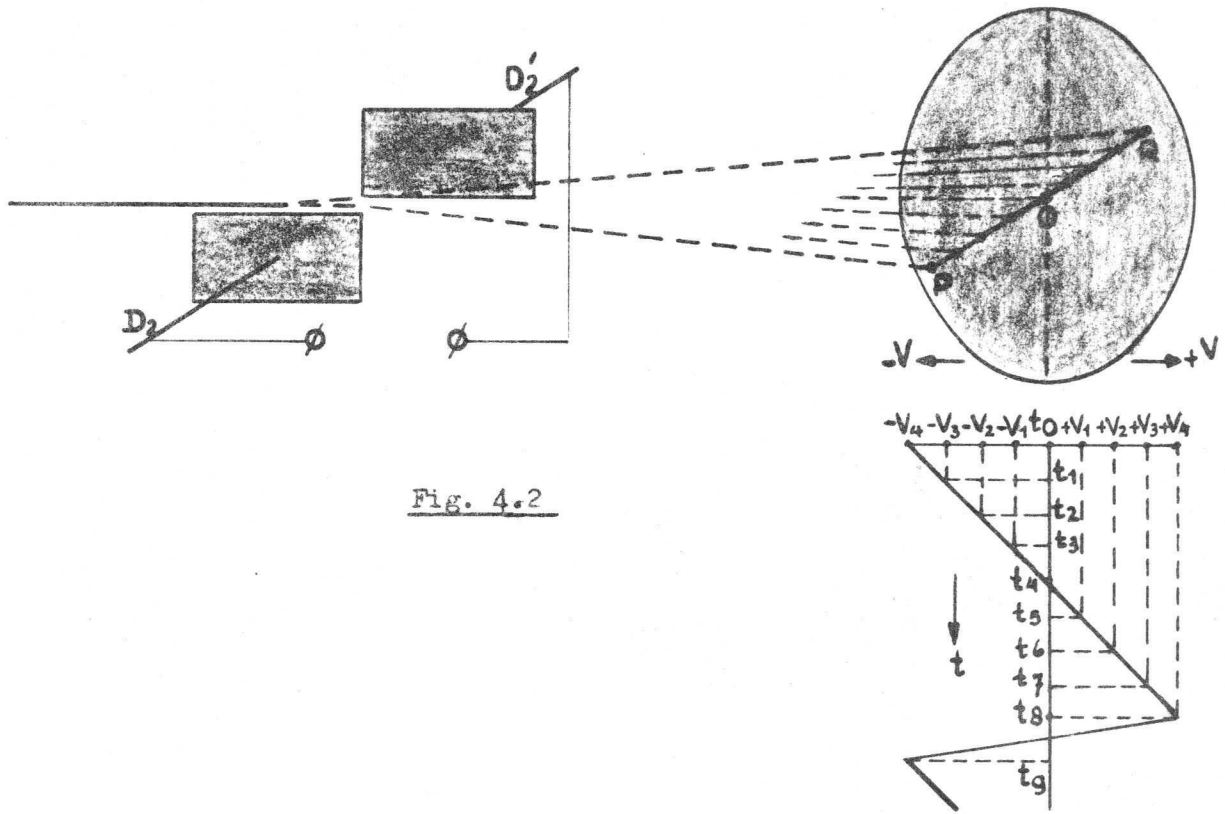


Fig. 4.2

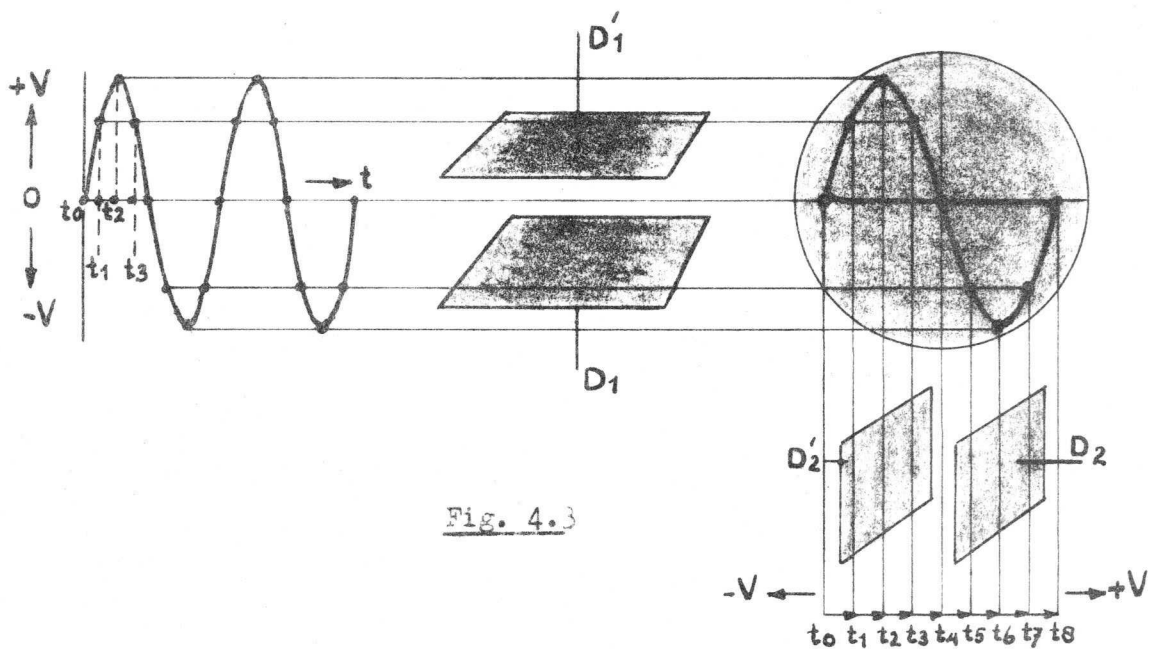


Fig. 4.3

5. Inleiding tot de Televisie.

Onder Televisie verstaat men het op afstand zichtbaar maken van bewegende beelden door middel van elektro-magnetische signalen. Hiertoe worden de over te brengen beelden eerst omgezet in elektrische signalen m.b.v. een televisiekamera.

Deze signalen kunnen via kabels direkt naar een ontvanger worden overgebracht, z.g. closed circuit, maar gewoonlijk gebeurt de overdracht door middel van hoogfrequentie elektromagnetische golven die door een televisiezender worden uitgezonden. In de ontvanger worden de ontvangen signalen weer omgezet in beelden.

Nu lijkt dit proces veel op de overdracht van geluid. Echter is het grote verschil dat bij geluidsoverdracht op elk moment slechts één grootheid behoef te worden gereproduceerd, nl. de geluidsdruk, terwijl bij televisie op elk moment een groot aantal grootheden moet worden gereproduceerd, nl. de helderheden van alle delen van het beeld.

Dit principe is niets anders dan het proces dat ook in ons oog plaats heeft. Deze analogie ligt ook ten grondslag aan de verdeling van een scène in een aantal z.g. beeldelementjes.

Om Televisie te verwezenlijken moet de lichtintensiteit van deze beeld-elementjes worden gemeten, vervolgens deze lichtintensiteit in elektrische signalen worden omgezet en deze signalen tegelijkertijd worden overgebracht om aan de ontvangstzijde weer in een beeld te worden omgezet.

Gelukkig bezit ons oog nog een bijzondere eigenschap waarvan bij televisie evenals bij de filmprojectie een dankbaar gebruik wordt gemaakt, nl. de traagheid. Op een film bevinden zich nl. een zeer groot aantal snel achter elkaar gemaakte momentopnamen.

Elk van deze opnamen wordt in het projectie-apparaat een kort moment voor de lens stilgezet en afgebeeld op het filmdoek. Vervolgens wordt het licht een kort moment onderschept en de film snel één opname verder getrokken en geprojecteerd. Doet men dit voldoende snel dan merkt ons oog de korte onderbrekingen nauwelijks op en vloeien als het ware de verschillende opnamen in elkaar over.

Om nu geen last van flikkeren te hebben moet men minstens 30 beelden/sec. projekteren. De werkelijke filmsnelheid is tegenwoordig echter slechts 24 beelden/sec., doch men past nog een truc toe. Het licht wordt nl. niet alleen onderschept bij het verwisselen van elke opname, doch ook tijdens de tijd dat de opname voor de lens stilstaat. Zonder de filmlengte te vergroten ontstaan er dus nu 48 onderbrekingen/sec. en het flikkeren valt niet meer op.

Bij de televisie gaat men nu analoog te werk. Het aantal beeldelementjes dat voor een goede beeldoverdracht vereist is wordt bepaald door het "oplossend vermogen" van ons oog, de waarnemingsafstand tot het beeld en de beeldoppervlakte. Voor het "oplossend vermogen" van een "gemiddeld oog" geldt dat details van een scene waargenomen onder een hoek kleiner dan 1 minuut ( $= \frac{1}{3438}$  radiaal) niet meer worden onderscheiden. Zo komt men op minstens 400.000 elementjes. De helderheden van al deze elementjes worden na elkaar gemeten en in de ontvanger gereproduceerd. Doet men dit voldoende snel dan hebben we geen last van flikkeren.

Bij het meten van de helderheid tast men de beeldelementjes volgens een geïnterliniëerd lijnenraster af. Onder interliniëring verstaat men een methode van aftasten waarbij de elektronenstraal eerst alle even lijnen van het beeld aftast en vervolgens de oneven lijnen. In fig. 5.1 is dit nader verduidelijkt voor een lijnenaantal van 9.

Eerst worden de even lijnen van het beeld afgetast, 2, 4, 6, 8 en 10 (halve lijn). Dan springt de aftasting terug naar het midden van de bovenkant van het beeld (1<sup>e</sup> rasterterugslag) om dan de oneven lijnen af te tasten, nl. 1 (halve lijn), 3, 5, 7 en 9.

In de rechterbenedenhoek van het beeld aangekomen springt de aftasting weer terug naar het begin van lijn 2 (2<sup>e</sup> rasterterugslag) en is een compleet beeld afgetast. Bij de televisie tast men 25 complete beelden per sec. af. Voor één compleet beeld moet het aftastmechanisme zoals we gezien hebben tweemaal het gehele beeldveld aftasten, zodat de flikkerfrequentie  $2 \times 25 = 50$  Hz wordt. Zonder interliniëring zouden er bij gelijke flikkerfrequentie geen 25 doch 50 complete beelden/sec. nodig zijn, wat ook een 2 x zo grote bandbreedte van het gehele overdrachtsysteem zou vereisen. De interliniëring is dus te vergelijken met het twee maal projekteren van elk beeldje bij filmprojectie. (vergelijk dus filmlengte met bandbreedte).

Uit het bovenstaande volgt dat elke beeldhelft (elk raster) uit een zeker aantal lijnen plus een halve lijn bestaat, zodat een compleet beeld (2 rasters) dus altijd uit een oneven aantal lijnen is opgebouwd.

In het CCIR systeem, dat in de meeste landen van West-Europa wordt toegepast (of toegepast zal worden t.z.t.) past men 625 lijnen toe en de lijnfrequentie is dus  $25 \times 625 = 15.625$  Hz. Van deze lijnen zijn er slechts 575 zichtbaar; de overige worden tijdens de terugslag geschreven.

Beschouwen we nu eens een beeld met een hoogte- breedte verhouding van 3 : 4 en verdelen we dit beeld in vierkante beeldelementjes ter breedte van de lijndikte, zie fig. 5.2, dan bestaat dit beeld dus uit  $4/3 \times 575^2 = 454.000$ , beeldelementjes. Nemen we nu vervolgens aan dat deze beeldelementjes afwisselend zwart en wit zijn, waarvan in fig. 5.2 een voorbeeld is gegeven voor het geval van 9 beeldlijnen.

Tasten we nu één regel van dit beeld af, dan zal het met de helderheid evenredige spanningsverloop over deze regel de vorm hebben van een kanteelspanning, zie fig. 5.3 die benaderd kan worden door de sinus van fig. 5.4

Eén periode van deze sinus bestaat uit één zwart en één wit elementje, zodat het gehele beeld van 454.000 elementjes dus overeenkomt met  $\frac{454.000}{2}$  periodes.

Bij 25 beelden/sec. is de frekwentie van genoemde sinus dan  $25 \times \frac{454.000}{2} = 5,7$  MHz.

Omdat een fijnere detaillering van het beeld door ons oog toch niet meer zou worden opgelost is deze frekwentie dus ook de theoretisch maximale frekwentie die voor een goede beeldoverdracht in het CCIR systeem vereist is. (z.g. max. videofrekwentie). In de praktijk kunnen we om bepaalde redenen met een iets lagere maximale videofrekwentie volstaan; het zou te ver voeren in het kader van deze cursus hier verder op in te gaan.

Het is duidelijk dat de aftasting van het beeld volgens een geïnterlineëerd lijnenpatroon zowel aan zenderzijde als aan ontvangerzijde plaats heeft en dit moet natuurlijk synchroon gebeuren.

Dit bereikt men door het regelmatig uitzenden van z.g. synchronisatiesignalen (= tijdmarkerings); een signaal aan het einde van elke regel (z.g. lijnsynchronisatie) en een signaal aan het einde van elk raster (z.g. rastersynchronisatie). Om de gedachten te helpen bepalen is in fig. 5.5 een voorbeeld van een videosignaal gedurende één lijn getekend. Het gedeelte van 0-25% van de maximumvideospaanning wordt gebruikt voor de synchronisatiesignalen, het 30% niveau komt overeen met minimum helderheid (het z.g. zwart-niveau) en het 100 % niveau met maximum helderheid (max. wit). Het 25 % niveau noemt men het onderdrukkingsniveau. Het rastersynchronisatie-signaal wordt gevormd door een reeks impulsen waarop we hier niet verder kunnen ingaan.

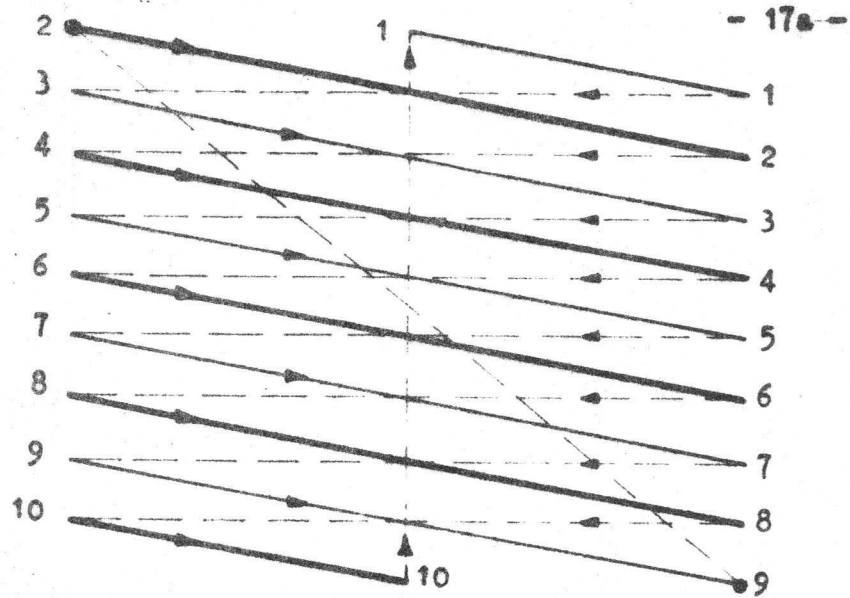


Fig. 5.1

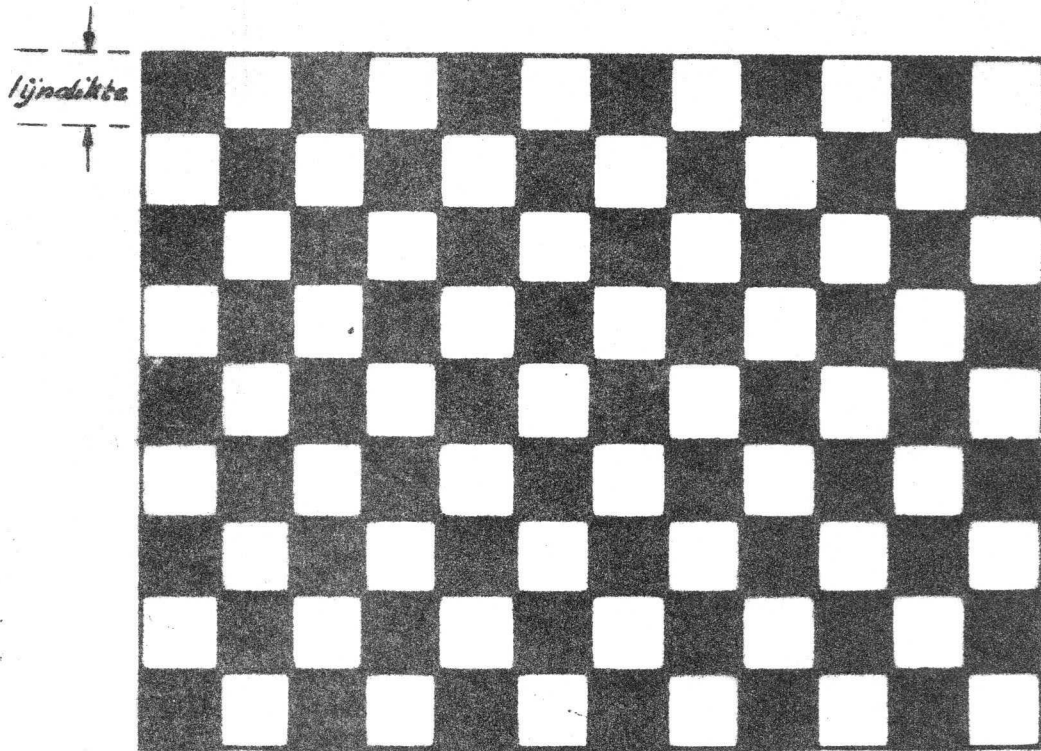


Fig. 5.2

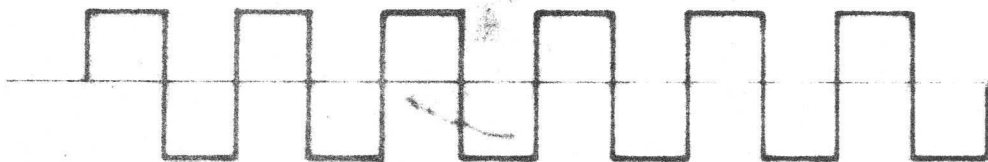


Fig. 5.3

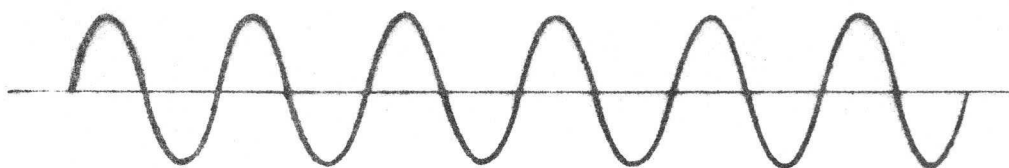


Fig. 5.4

Videodetail  
over 1 lijnelement

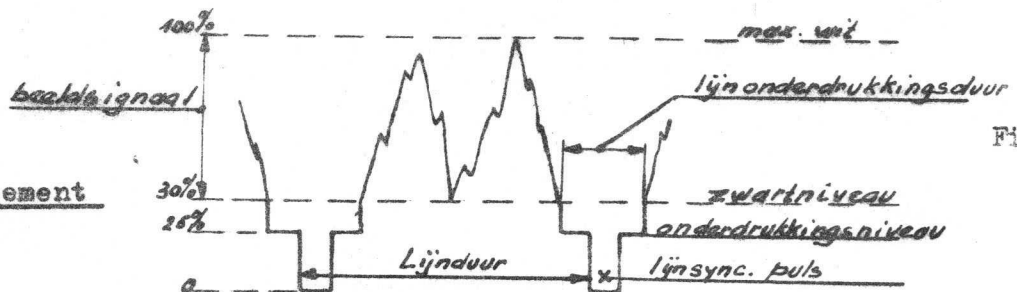


Fig. 5.5



## 6. De direktzichtsichtbeeldbuis voor zwart-wit televisie, I.

### 6.1 Inleiding.

De direktzichtsichtbeeldbuis is het meestbekende instrument waarmee het in de televisiekamera opgenomen en door middel van hoogfrequent elektromagnetische golven overgedragen beeld weer kan worden gereproduceerd.

In wezen heeft deze buis veel gemeen met de reeds besproken oscillograafbuis. Ook hier vindt emissie, regeling, versnelling en fokussing van de elektronenbundel plaats.

De stroomsterkte en de snelheid van de elektronenbundel bepalen de helderheid van het beeld. Regeling van de helderheid gebeurt door het regelen van de stroomsterkte in de buis op een soortgelijke manier als in een triode versterkbuis, nl. met een regelelektrode die bij KSB ook wel Wehneltcylinder wordt genoemd en steeds een negatieve potentiaal  $-V_w$  heeft ten opzichte van de katode. (zie figuur 6.1).

De straalstroom - Wehneltspanningskarakteristiek heeft hetzelfde karakter als de anodestroom - roosterspanningskarakteristiek van een triode, zie fig. 6.2.

Door nu aan de Wehneltcylinder het videosignaal toe te voeren varieert de helderheid van het punt op het scherm waar de elektronenbundel terecht komt evenredig met de momentele waarde van het videosignaal indien de nalichttijd van de fosfor voldoende kort is.

Is de nalichttijd groter dan één beeldperiode, dan vertonen bewegende beelden onscherpte en kunnen ook hinderlijke "vegen" ontstaan bij sterke helderheidsovergangen. Als voordeel kan echter genoemd worden een vermindering van het flikkeren van het beeld. Beeldbuizen hebben een nalichttijd van  $\approx 20$  msec.

Om nu een beeld te vormen moet de elektronenstraal zoals in de vorige paragraaf reeds is besproken nog een gefinterliniëerd lijnenraster beschrijven. Bij televisieweergeefbuizen wordt uitsluitend magnetische afbuiging toegepast, zoals we nog nader zullen bespreken, terwijl bij oscillograafbuizen electrostatische afbuiging wordt gebruikt. De afbuiging bij de beeldbuis komt tot stand door de werking van twee loodrecht op elkaar staande magnetische velden, waarvan de sterkten op de juiste manier zaagtandvorming veranderen als functie van de tijd, het ene veld met de rasterfrequentie, het andere met de lijnfrequentie.

## 6.2 Het begrip helderheid.

In de fosforlaag wordt een gedeelte van het elektrische vermogen van de elektronenstraal, dus het produkt van de straalstroom  $I_s$  en eindanodespanning  $V_a$ , omgezet in een lichtstroom. Dit is de hoeveelheid licht, uitgestraald (of opgevangen) per seconde. De dimensie van lichtstroom is vermogen en als eenheid wordt de lumen gebruikt.

Zo zendt b.v. een kaarsvlam een lichtstroom uit van 5-10 lumen en een fotoflitslamp 500.000 lumen.

De hoeveelheid lichtstroom per eenheid van oppervlak noemt men de verlichtingssterkte. Als eenheid hiervan wordt de lux gebruikt,  
 $1 \text{ lux} = 1 \text{ lumen per m}^2$ .

Meestal zijn we niet zo zeer geïnteresseerd in de totale lichtstroom, doch slechts in dat gedeelte hiervan dat in een bepaalde richting wordt uitgestraald, de z.g. lichtsterkte. De gebruikte eenheid voor lichtsterkte heet de candéla, afgekorte cd;  $1 \text{ cd} = \frac{1 \text{ lumen}}{\text{sterradiaal}}$ .

Het zal U niet onbekend zijn dat de lichtsterkte van de meeste lichtbronnen niet in alle richtingen gelijk is, (denk b.v. aan de invloed van een lamparmatuur).

Het begrip helderheid, dat U waarschijnlijk wat meer vertrouwd in de oren klinkt is nu niets anders dan de lichtsterkte van een punt van een lichtend oppervlak in een bepaalde richting waargenomen per eenheid van schijnbaar oppervlak, waarbij het schijnbaar oppervlak de projectie is van het werkelijke oppervlak op een vlak loodrecht op de richting van waarneming.

In fig. 6.3 is dit nader verduidelijkt; als AB het werkelijke oppervlak voorstelt dat vanuit het punt W wordt waargenomen, dan is A'B' het schijnbaar oppervlak. Een eenheid van helderheid is b.v. de nit;  $1 \text{ nit} = \frac{1 \text{ candéla}}{\text{m}^2}$ .  
Zien we nu een groot raster en een klein raster met dezelfde helderheid, dan komt er uit het grote raster ook meer lichtstroom.

De helderheid is nu enerzijds evenredig met de hoeveelheid elektronen die per sec. op het scherm valt, dus met de straalstroom  $I_s$ , anderzijds hangt de helderheid af van de snelheid waarmee de elektronen op het scherm terecht komen, welke snelheid bepaald wordt door de grootte van het doorlopen spanningsverschil  $V_a$  tussen katode en scherm, zoals in 7.2 zal worden besproken.

Omdat dus de helderheid en de lichtsterkte van het toegevoerde elektrisch vermogen afhangt, heeft het dus zin om van rendement te spreken. Bij een moderne beeldbuis is dit rendement  $\approx 6,5$  candéla/Watt.

Een berekening van de totale lichtstroom, voor welke berekening men dus de lichtsterkteverdeling in de ruimte moet kennen leert nu dat de totale lichtstroom  $\approx 20$  lumen/Watt bedraagt, evenals bij normale gloeilampen. Dit is slechts 10% van het maximaal mogelijke rendement dat voor wit licht op  $\approx 200$  lumen/Watt gesteld kan worden; de rest gaat voornamelijk als warmte verloren.

Aangezien we bij televisiebeelden een bepaalde helderheid wensen onverschillig of het beeld nu klein is of groot, moeten we dus in grote beeldbuizen meer elektrisch vermogen stoppen dan in kleine. We kunnen nu om twee redenen de straalstroom niet onbeperkt laten toenemen indien we meer helderheid wensen, en wel omdat:

- 1<sup>o</sup> Bij iedere  $V_a$  treedt er vanaf een bepaalde  $I_s$  een verzadiging op, d.w.z. de helderheid neemt dan bij toenemende  $I_s$  minder dan lineair toe. Bij hogere  $V_a$  ligt het verzadigingspunt hoger.
- 2<sup>o</sup> Bij hogere straalstroom wordt de elektronenstraal als maar "dikker". De lichtende vlek die op het scherm ontstaat mag, wil men de kleinste schakelingen van het beeld nog kunnen weergeven, niet groter zijn in diameter dan de afstand tussen twee naast elkaar gelegen lijnen. Omdat het in de praktijk noodzakelijk is met een en dezelfde beeldbuis de diverse lijnensystemen goed te kunnen weergeven kunt U zich voorstellen dat altijd naar een compromis gezocht wordt.

Uit het bovenstaande is het duidelijk dat men bij grote beeldbuizen een veel hogere anodespanning kiest dan bij kleine.

Zo past men bij buizen met 22 cm beelddiagonaal een  $V_a$  toe van 7-10 kilovolt en bij buizen met 59 cm beelddiagonaal 16-20 kilovolt, bij welke buis in de witste partijen straalstromen voorkomen van 1 tot 2 milli-ampère (zie ook fig. 6.2).

### 6.3 Het begrip contrast.

Het contrast is naast helderheid en lichtvlek-grootte de belangrijkste faktor voor een televisiebeeld. Onder contrast verstaat men de verhouding van de helderheden van de meest heldere en de meest donkere plaats in het beeld en het is duidelijk dat we zonder goed contrast geen brillant beeld kunnen maken. Als nu in het beeld zwarte partijen moeten voorkomen, dus op die plaatsen waar de elektronenstraal volledig is afgeknepen, dan is het contrast niet oneindig groot zoals men zou verwachten, omdat deze plaatsen toch iets licht geven.

Bovendien blijkt dat deze contrastverhouding ook nog van het weergegeven beeld afhangt.

Zo kan bij moderne beeldbuizen een totale contrastverhouding (helft van het raster wit, andere helft zwart) van 30-100 worden bereikt, terwijl een detailcontrast (klein zwart rondje in het midden van een overigens helder scherm) van slechts 10 bereikt kan worden.

Ter vergelyk zij vermeld dat bij een fotografische afdruk een maximaal contrast van 25-60 mogelijk is.

De oorzaak van contrastbederf in een beeldbuis is meestal van optische aard, waarbij we de volgende gevallen kunnen onderscheiden.

a) Omgevingsverlichting.

Als de kamer waarin de T.V. ontvanger staat verlicht is, valt er ook licht op het scherm van de beeldbuis dat door de fosforlaag diffuus verstrooid wordt.

Hierdoor geven dus ook die gedeelten van het beeld, die krachtens het videosignaal zwart moesten zijn, nog enig licht. Dit contrastbederf neemt toe met de intensiteit van de bijverlichting.

De remedie hiertegen is het schermglas grijs te kleuren, waardoor het storende licht van de bijverlichting twee maal door het nu lichtabsorberende glas heen moet en het licht van de buis zelf slechts een maal.

Het ongewenste licht wordt dus meer verzwakt dan het licht van de buis zelf.

Door het grijstinten gaat de totale helderheid echter achteruit, doch men offert deze helderheid gaarne op ten gunste van het contrast. Tegenwoordig heeft een beeldbuis een doorlaatbaarheid van 45 à 75 %, terwijl er een tendens bestaat dit nog iets te verlagen. Hetzelfde effect kan ook bereikt worden door een grijze ruit voor de beeldbuis te plaatsen (zie fig. 6.4).

Tot voor kort werd voor bijna elke beeldbuis een "veiligheidsruit" geplaatst voor het geval de buis mocht "imploderen". Deze ruit kan dan grijs worden gekleurd. Bij de meest recente buizen, die zelf reeds voldoende veilig zijn en dus zonder veiligheidsruit gebruikt kunnen worden, b.v. de met Polyester "bewapende" Philips beeldbuizen, is deze mogelijkheid vervallen en moet men dus het grijs kleuren van het schermglas toepassen.

b) Halo effect.

Het schermglas van de beeldbuis is erg dik, bij een 59 cm beeldbuis  $\approx 10$  mm in het midden van het scherm en aan de randen nog dikker. Dit is nodig omdat op deze hoogvacuumgepompte buis (gasdruk  $10^{-5}$  tot  $10^{-7}$  mm kwik) grote krachten werken, op het scherm van een 59 cm beeldbuis  $\approx 2000$  kg.

In deze dikke glaswand kunnen reflecties ontstaan die men Halo effect noemt.

De door de elektronen gebombardeerde fosforkorrel straalt naar alle kanten licht uit (zie fig. 6.5). Wanneer nu deze lichtstralen uit het glas treden vindt er breking plaats (zie straal b). Een gedeelte van de lichtstralen echter wordt door het glasoppervlak gereflekteerd (zie c) en treffen daarna het glasoppervlak aan de fosforzijde op enige afstand van de lichtuitstralende fosforkorrel, om op deze plaats weer gedeeltelijk te breken en te reflektieren. Ook zijn er stralen, zoals d met een invalshoek groter dan de z.g. grenshoek (voor de glas-luchtvergang  $\approx 42^\circ$ ) welke totaal reflektieren en dus een nog grotere bijdrage tot de Halo-vorming leveren. Wat men van dit effect waarneemt, wanneer men de elektronenbundel het scherm op één plaats laat treffen, is een felle lichtstip in het midden tengevolge van het directe licht van de aangestraalde plaats met daaromheen een lichtzwakke zone van enkele cm, overgaande in een weer sterk verlichte ring t.g.v. de gereflekteerde lichtstralen. Soms ontstaan om deze eerste ring heen nog enkele ringen, die echter steeds minder lichtsterk zijn. Het zal U duidelijk zijn dat dit Halo-effect verminderd kan worden door het schermglas grijs te kleuren. Door de glazen veiligheidsruit neemt het aantal grensvlakken glas- lucht met twee toe. Ook hierdoor wordt het contrast verminderd.

c) Direkte verlichting van binnen uit de buis.

Het scherm van een beeldbuis is nooit geheel vlak, doch min of meer bol, dit in verband met de grote luchtdruk die de buis moet kunnen weerstaan.

Daardoor kan licht van de in alle richtingen stralende fosforkorrel ook direkt op andere plaatsen van het scherm vallen en daar door diffuse verstrooiing licht naar voren uitstralen. Dit is in fig. 6.6 verduidelijkt; fosforkorrels in B en C worden getroffen door licht afkomstig van A.

Bij moderne beeldbuizen heeft men echter achter de fosforkorrels een dun aluminiumvlies aangebracht, (zie fig. 6.7) dat het grootste gedeelte van het opvallende licht reflekteert, zodat contrastverlies t.g.v. het in fig. 6.6 geschetste effect wordt voorkomen.

Bovendien wordt nu bijna alle licht naar voren uitgestraald, waardoor dus ook de helderheid van het beeld aanzienlijk wordt vergroot. Dit aluminiumvliesje moet natuurlijk voldoende poreus zijn voor elektronen, dus niet al te dik. In een 59 cm beeldbuis is dit aluminiumvlies  $\approx 0,15$  mikron dik. Verdere voordelen van dit vliesje zullen nog nader worden besproken.

d) Indirekte verlichting van binnen uit de buis.

Bijna de helft van de totale lichtstroom straalt bij niet gealuminiseerde buizen terug in de ballon en kan daar tegen de konus reflektoren, om dan dus ook niet gebombardeerde delen van het scherm te verlichten. Zie fig. 6.8. Men moet er voor zorgen dat door een zwarte bedekking van de konus zoveel mogelijk van dit licht wordt geabsorbeerd (z.g. aquadag bedekking).

Bij gealuminiseerde buizen hebben we van dit effect natuurlijk in het geheel geen last.

e) Verstrooide elektronen.

Het raster van de K.S.B. wordt altijd iets groter ingesteld dan het scherm. Hierdoor beschiet men de opstaande randen van het scherm waar ook reflecties op kunnen treden. De gereflekteerde elektronen kunnen dan het scherm treffen, waar ze het contrast verlagen, vooral in de vier hoeken van het scherm.

Deze vorm van contrastbederf heeft men ook bij buizen met aluminiumspiegel.

#### 6.4 Het instellen van helderheid en contrast.

Ieder ontvang-toestel heeft twee instelknoppen waarmee de sturing van de beeldbuis wordt ingesteld, de z.g. helderheidsknop en de contrastknop.

Met de helderheidsknop regelt men de negatieve voorspanning van de Wehneltcylinder en dus hoe het videosignaal in de karakteristiek van de beeldbuis komt te liggen. Dit is in fig. 6.9 voor twee waarden van de negatieve Wehneltspanning verduidelijkt.

We zien in fig. 6.9 hoe bij positiever wordende voorspanning van de Wehneltcylinder, van  $-V_{w1}$  naar  $-V_{w2}$ , de maximale straalstroom toeneemt van  $I_{s1}$  tot  $I_{s2}$ , waarbij tevens de gemiddelde straalstroom zal toenemen en dus de helderheid. Omdat de  $I_s / -V_w$  karakteristiek niet lineair is zal er tevens een contrastverandering optreden, en de naam helderheidsregelaar dekt het gebeuren dus niet geheel.

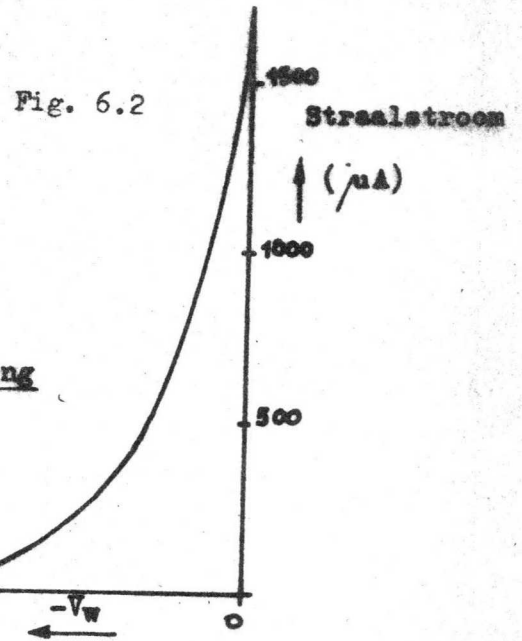
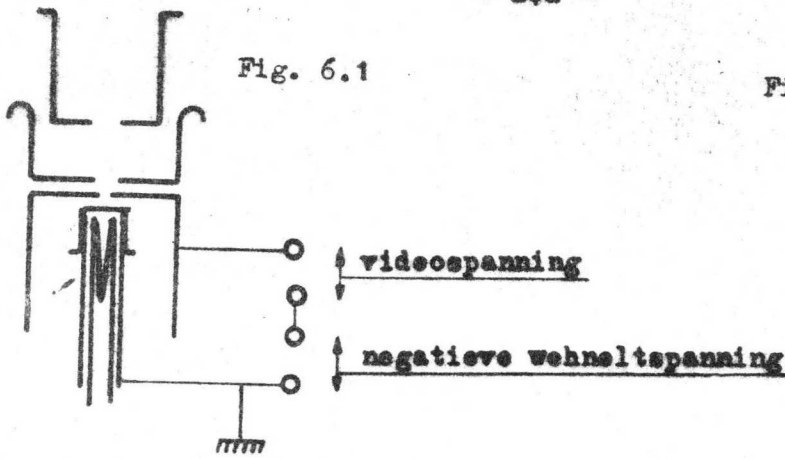
Met de helderheidsknop kunnen wij het optimale zwartniveau voor het weer te geven beeld instellen. De waarde van dit niveau wordt bepaald door de omgevingsverlichting en de lichttransmissie van de beeldbuis + eventuele voorzetruit. Een betere naam voor deze regelaar zou dus zijn: zwartregelaar.

Met de contrastregelaar van de ontvanger regelen we de amplitude van het videosignaal. Bij toenemende amplitude krijgen we hogere topstromen en omdat de steilheid van de straalstroom - Wehneltspanningskarakteristiek voor hoge waarden van  $I_s$  veel groter is dan voor kleinere waarden van  $I_s$  neemt het contrast dus toe.

Dit is in fig. 6.10 nader aangegeven voor 2 waarden van de amplitude van het videosignaal,  $V_a$  resp.  $V_b$ , voor het geval dat het zg. zwartniveau op zijn plaats blijft.

Bij het toenemen van de amplitude van het videosignaal neemt gelijktijdig de gemiddelde straalstroom en dus ook de helderheid toe. Een betere naam voor deze regelaar zou kunnen zijn: witregelaar.

Uit het bovenstaande is het duidelijk dat met de beide instelknoppen de helderheid en het contrast van het beeld, zij het niet geheel onafhankelijk van elkaar, kunnen worden geregeld.



Instelling van de stuurspanning van de beeldbuis

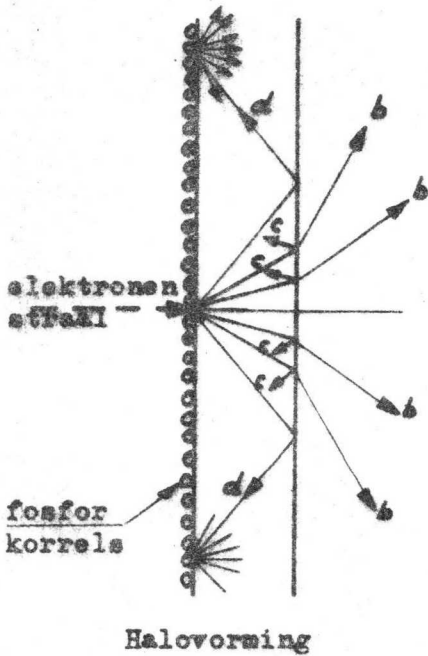
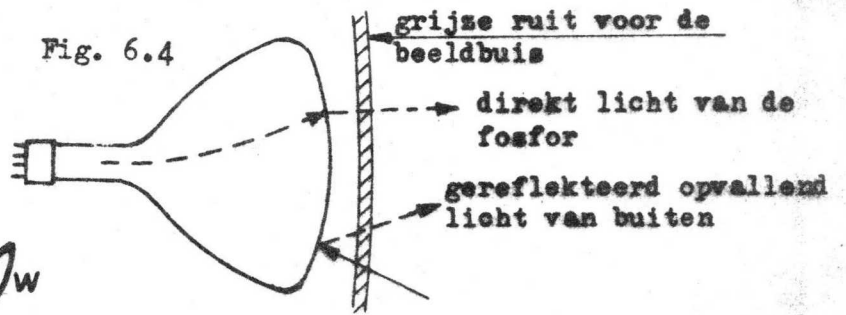
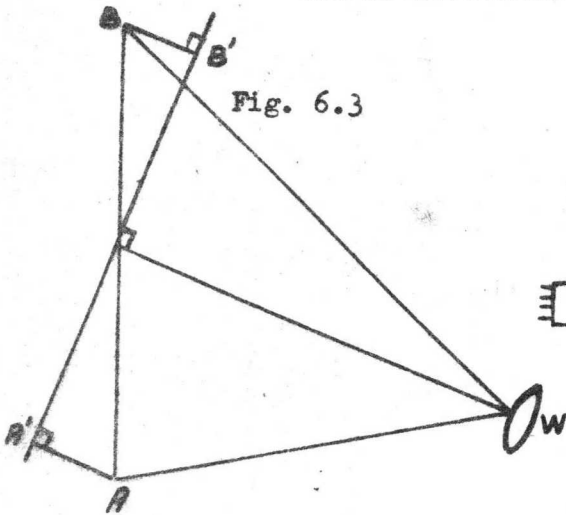


Fig. 6.5



Fig. 6.6



Fig. 6.7

Fig. 6.8

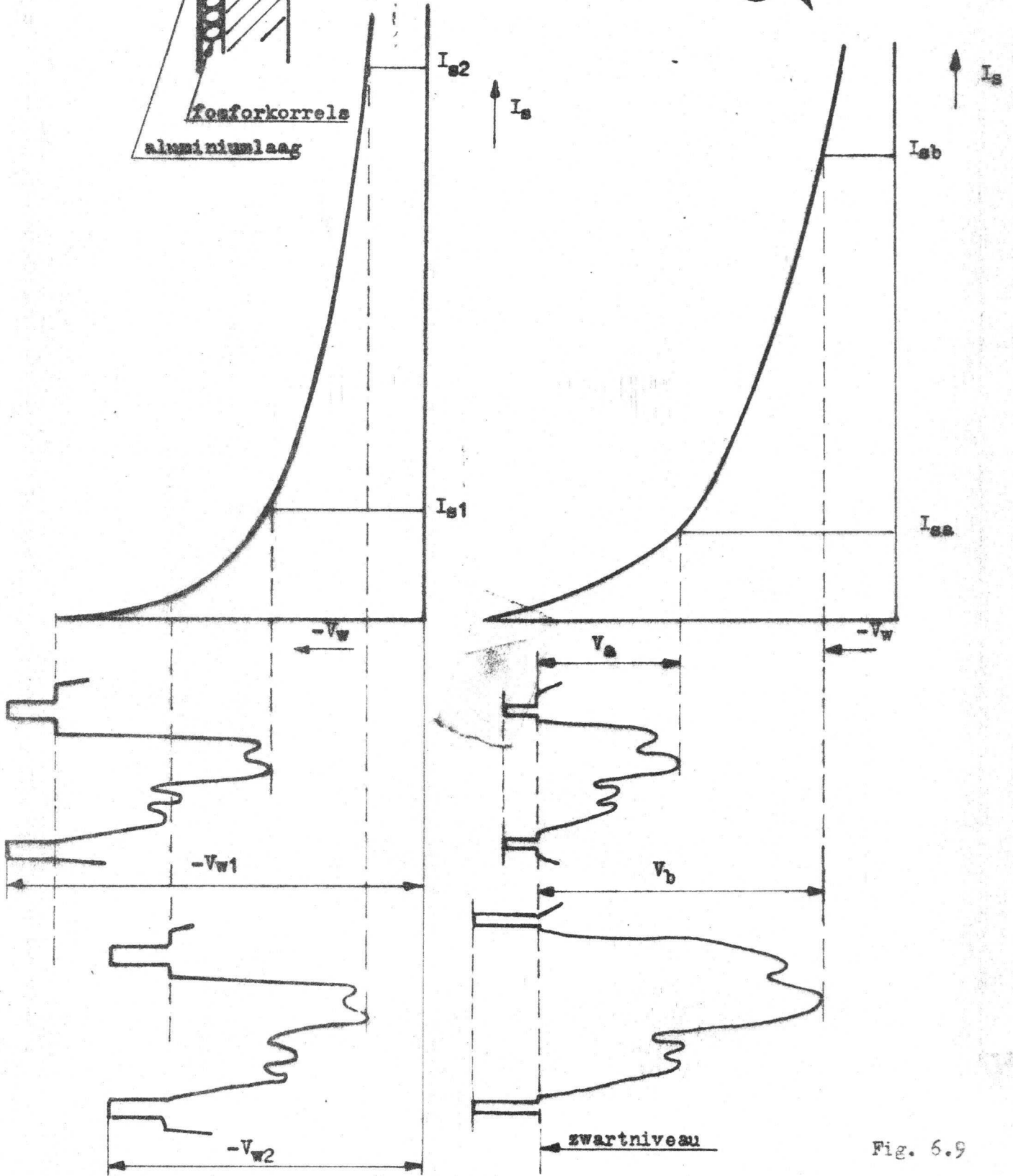
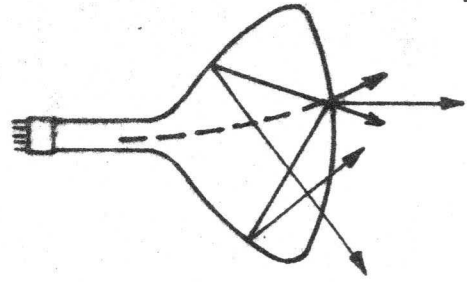
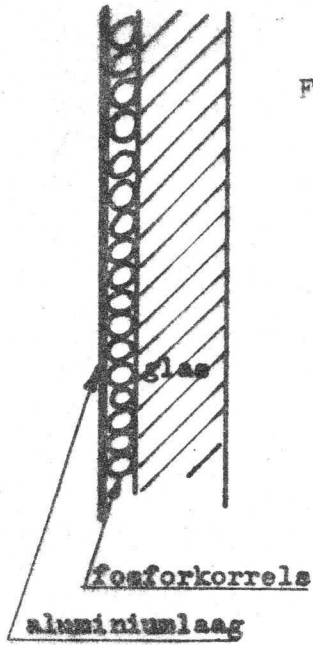


Fig. 6.9

## 7. Het Elektronenkanon.

### 7.1 Inleiding.

Nu we in het vorige hoofdstuk de principes van de beeldbuis hebben leren kennen zullen we nu nog wat nader moeten ingaan op de werking van het elektronenkanon en de beweging van de elektronen van katode naar scherm.

Bij deze beweging doorlopen de elektronen een aantal elektrische en magnetische velden voor welke beweging de wetten van de "elektronen-optika" gelden. Deze naam duidt er al reeds op dat de beweging van elektronen in deze velden in zekere opzichten analoog verloopt aan de beweging van lichtstralen in optische lenzen.

Voordat we echter nader op de werking van de kanonnen zelf ingaan moeten eerst enkele wetten over de beweging van elektronen in vacuum worden behandeld.

### 7.2 De beweging van elektronen in elektrostatische velden.

Evenals in de meeste normale versterkbuizen worden de elektronen in een K.S.B. geëmitteerd door een indirect verhitte katode en hebben dan een uiterst kleine beginsnelheid, die we voorlopig zullen verwaarlozen. We zullen ook aannemen dat alle elektronen loodrecht uit de katode treden.

Plaatsst men tegenover de katode een vlakke anode op een spanning van  $V$  volt t.o.v. de katode, dan ontstaat er tussen deze katode en anode een elektrostatisch veld.

De geëmitteerde elektronen worden door dit veld versneld en doorlopen op hun weg naar de anode punten met toenemende potentiaal, zie fig. 7.1. Het oppervlak door alle punten van gelijke potentiaal noemen we equipotentiaalvlak. In fig. 7.1 zijn de equipotentiaalvlakken evenwijdig aan het katodevlak. De veldsterkte<sup>\*)</sup>, dit is het potentiaalverschil per lengte-eenheid, is konstant, waardoor de equipotentiaalvlakken op gelijke afstand van elkaar liggen. Het hier beschreven veld noemt men homogeen. In dit homogene veld hebben de equipotentiaalvlakken een eenvoudige vorm nl. vlak en equidistant.

\*) De veldsterkte wordt algemener gedefiniëerd als de kracht die op een positieve eenheidslading werkt.

Voor twee concentrische lange buizen (cylindercondensator) kan men inzien dat de equipotentiaalvlakken cylinders zijn waarbij de veldsterkte echter niet konstant is, doch naar de rand toe afneemt, zie fig. 7.2.

Heeft men met elektrodes te maken die niet zo eenvoudig van vorm zijn als bij deze twee voorbeelden, dan zal men ook equipotentiaalvlakken van ingewikkelder vorm moeten verwachten.

De berekening van de snelheid van het elektron bij het doorlopen van een spanningsverschil  $V$  kan zeer algemeen worden berekend, doch deze berekening zullen we nu geven voor de situatie in ons eerste voorbeeld. Hierin is de kracht die het elektrisch veld op een elektron uitoefent:

$$K = e \cdot E \text{ Newton.} \quad (7.1)$$

(De Newton is de eenheid van kracht in het moderne eenhedenstelsel van Giorgi. 1 Newton =  $10^5$  dyne), waarin de veldsterkte  $E$  gegeven is in Volt per meter en  $e$  de lading is van het elektron ( $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Coulomb).

Nu is  $E$  gelijk aan het potentiaalverschil  $V$  tussen anode en katode gedeeld door de afstand  $d$  tussen katode en anode, ofwel

$$E = \frac{V}{d} \quad (7.2)$$

De arbeid die door het veld verricht wordt bij de beweging van het elektron van katode naar anode is:

$$K \cdot d = \frac{V}{d} \cdot e \cdot d = V \cdot e \text{ Newton meter.}$$

Het arbeidsvermogen van beweging dat een elektron van het veld heeft gekregen is bij aankomst aan de anode  $\frac{1}{2} mv^2$ , waarin  $v$  de snelheid van het elektron bij aankomst aan de anode voorstelt en  $m$  de massa van het elektron is ( $m = 0,9107 \cdot 10^{-30}$  kg).

Volgens de wet tot behoud van arbeidsvermogen moet dus gelden:

$$V \cdot e = \frac{1}{2} mv^2 \quad (7.3)$$

ofwel

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} V} \text{ meter / seconde} \quad (7.4)$$

Deze formule die hier voor een speciaal geval werd afgeleid geldt zeer algemeen, b.v. ook voor de beweging van negatief geladen gasdeeltjes, z.g. gas-ionen, die altijd wel in een geëvacueerde buis aanwezig zijn.

Doorlopen deze gasionen een potentiaalverschil van  $V$  volt dan is hun snelheid:

$$v_i = \sqrt{2 \frac{e_i}{m_i} V}, \quad \text{waarin } e_i \text{ en } m_i \text{ de lading resp. massa}$$

van het ion voorstellen.

Nu hebben zulke ionen een lading die gelijk is aan of enkele malen groter is dan die van een elektron, en een massa die zeer veel groter is dan die van een elektron, zodat  $\frac{e_i}{m_i}$  veel kleiner is dan  $\frac{e}{m}$  van een elektron.

De ionensnelheid zal dan ook lager zijn dan de elektronensnelheid.

Nu nog iets over het begrip krachtlijn, waarmee men soms in plaats van het equipotentiaalvlak, een veld karakteriseert.

Een krachtlijn is een lijn, waarvan in elk harer punten de richting der raaklijn overeenstemt met de richting van de veldsterkte. Krachtlijnen en equipotentiaalvlakken staan loodrecht op elkaar.

In een elektrostatisch veld zijn de elektronen geneigd de krachtlijnen te volgen. In het besproken geval van een homogeen veld waar het elektron zijn baan loodrecht op de katode begon, volgt het elektron een rechte baan zoals uit het volgende zal blijken.

Verder is er nog maar één geval denkbaar dat een elektron langs een rechte lijn loopt, nl. in een z.g. veldvrije ruimte, waar dus maar één potentiaal aanwezig is, de veldsterkte nul is en er dus geen elektrische krachten werkzaam zijn.

Dit geval zullen we ook tegenkomen in de weergeefbuis, en wel in de ruimte tussen de laatste kanonelektrode en het scherm.

In alle andere gevallen lopen de elektronen langs kromme banen, hetgeen een gevolg is van de breking van de elektronenbaan op een wijze analoog aan de breking van een lichtstraal.

Voor de breking van lichtstralen geldt de bekende wet van Snellius:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_2}{v_1} = n \quad (7.5)$$

waarin  $v$  de voortplantingssnelheid in het betreffende medium is,  $i_1$  en  $i_2$  de hoeken zijn die de straal maakt met de normaal op het scheidingsvlak van de beide media, en  $n$  de z.g. brekingsindex is; zie fig. 7.3

Nu is de elektronensnelheid evenredig met  $\sqrt{V}$ , zie formule (7.4). De brekingswet voor elektronen is daarom als volgt:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \sqrt{\frac{V_2}{V_1}} = n \quad (7.6)$$

In de brekingswet van Snellius wordt  $v$  dus vervangen door  $\sqrt{V}$ . Dit is het fundament waarop de analogie tussen de lichtoptika en de elektronenoptika berust.

In een elektronenlens zoals die in de praktijk voorkomt wisselt de potentiaal voortdurend van punt tot punt en worden elektronenbanen dus ook voortdurend gebroken.

Toepassing van de brekingswet moet men dus eigenlijk punt voor punt herhalen. In het besproken voorbeeld waar  $i_1=0$  is  $i_2$  dus ook nul.

Als voorbeeld zullen we nu laten zien hoe de elektronenbanen verlopen in een rotatiesymmetrische positieve versnellende elektrostatische lens. Zo'n lens wordt gevormd door twee om eenzelfde as gecentreerde rotatiesymmetrische elektrodes waaraan de spanningen  $V_1$  en  $V_2$  zijn gelegd, waarbij  $V_2 > V_1$ .

In fig. 7.4 zijn de equipotentiaallijnen (b), krachtlijnen (a) en een elektronenbaan getekend in een vlak dat door de omwentelingsas van de lens gaat.

De elektronen hebben de neiging de krachtlijnen te volgen. Dit betekent op de eerste plaats dat een vanuit A langs de symmetrie-as vertrekkend elektron niet gebroken wordt en dus de lens ook weer verlaat langs deze symmetrie-as.

Een elektron dat onder een zekere hoek met de as vanuit A vertrekt (men noemt dit divergeren) wordt gedwongen weer naar de as terug te keren (konvergeren) wat dus overeenkomt met de werking van een positieve lens, een z.g. konvergerende lens dus.

In de rechterhelft van de lens echter worden de elektronen door de krachtlijnen in principe weer van de as afgetrokken, zodat het tweede deel van deze lens als negatieve lens werkt. Voor een betere begripsvorming is in fig. 7.4 dan ook het optische analogon van deze lens aangegeven, alsmede het verloop van de as-potentiaal.

Dat de totale combinatie toch als positieve lens werkt komt doordat de elektronen tijdens het doorlopen van de lens een toenemende snelheid krijgen en dan dus minder eenvoudig door het veld te beïnvloeden zijn. Het blijkt nu dat alle elektronen die vanuit A vertrekken naar één punt van de as konvergeren (B). Om deze reden mogen we dus van een lenswerking spreken.

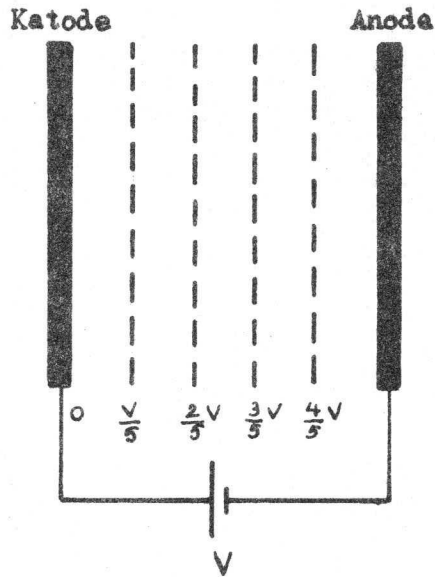


Fig. 7.1

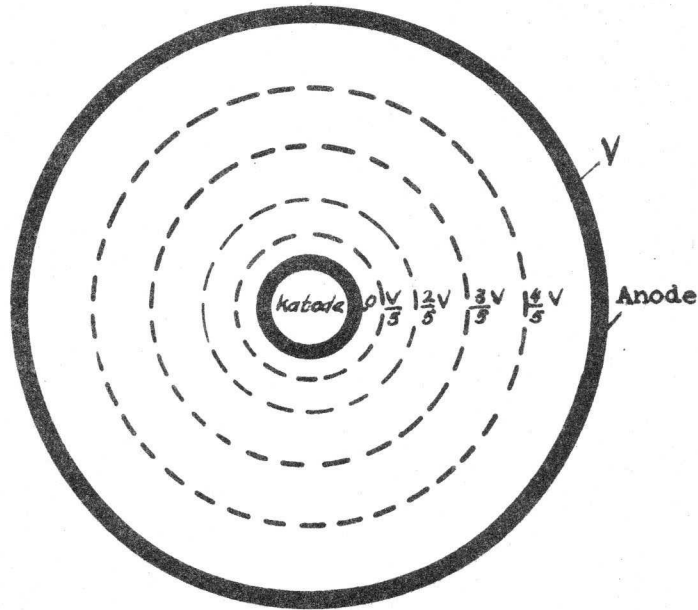


Fig. 7.2

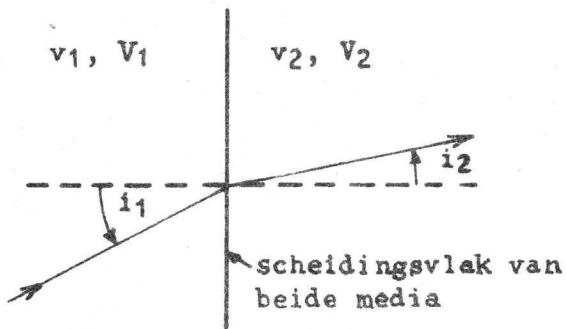


Fig. 7.3

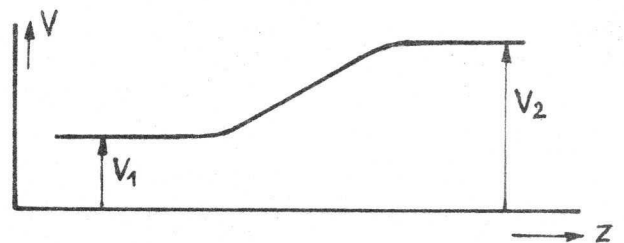
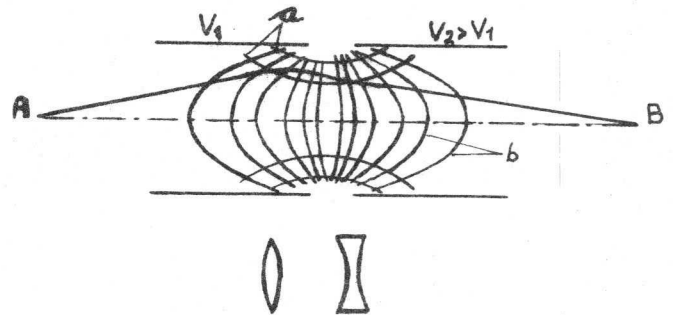


Fig. 7.4

### 7.3 Het triodegedeelte.

Zoals reeds besproken, worden in een elektronenkanon elektronen geëmitteerd door een indirect verhitte katode waaromheen zich een wehneltcylinder ( $g_1$ ) bevindt, die steeds negatief gehouden wordt t.o.v. de katode met in het centrum een kleine ronde opening om de elektronen door te laten.

Voorbij de  $g_1$  bevinden zich enkele anodes die steeds een positieve potentiaal hebben t.o.v. de katode en ook voorzien zijn van ronde openingen in het midden. Katode,  $g_1$  en 1<sup>e</sup> anode (of  $g_2$ ) vormen samen het z.g. triodegedeelte van het kanon, zie fig. 7.5

In deze figuur zal het opvallen dat de emitterlaag in tegenstelling tot de radiobuizen niet rond, maar vlak is. De meeste televisiekatodes zijn z.g. "mushroom" katodes waarbij een kapje voorzien van de emitterlaag gelast is op een schacht. In deze schacht bevindt zich de gloeidraad.

Bij de volgend beschouwingen worden alle potentialen t.o.v. de katode gerekend, die dus zelf op aardpotentiaal gedacht wordt. Verder wordt aangenomen dat de elektronen de katode met snelheid nul verlaten en dat de invloed van de ruimtelading op het potentiaalverloop voor de katode te verwaarlozen is; d.w.z. dit potentiaalverloop wordt alleen bepaald door de geometrie van het triodesysteem en de aangelegde spanningen.

De werking van het triodegedeelte is nu als volgt. De positieve spanning van  $g_2$  ( $V_{g2}$ ) beïnvloedt door het gat in de negatief ingestelde  $g_1$  ( $V_{g1}$ ) heen de potentiaalverdeling tussen katode en  $g_1$ . Men spreekt van doordringing van de  $g_2$  op de katode, in het Duits Durchgriff, in het Engels Penetration.

Deze potentiaal is een functie van  $z$  en  $r$ , aangegeven door  $\psi(z, r)$ , waarbij  $z$  de kanonas is en  $r$  de afstand tot de as, zie fig. 7.5

Is het rooster sterk negatief ingesteld, dan is  $\psi(z, r)$  voor de gehele katode negatief. Ook de veldsterkte  $E(r)$ , is overal langs de katode negatief.

In fig. 7.6a zijn de equipotentiaalvlakken voor deze situatie aangegeven; in fig. 7.6b zijn de potentiaal  $\phi(z)$  en de veldsterkte  $\phi'(z)$  als functie van  $z$  aangegeven, terwijl in fig. 7.6c de veldsterkteverdeling  $E(r)$  over het katode-oppervlak is aangegeven, waarbij:

$$\phi(z) = \psi(z, 0) \quad (7.7)$$

$$\phi'(z) = \frac{\partial \psi(z, 0)}{\partial z} = \frac{\partial \phi(z)}{\partial z} \quad (7.8)$$

$$E(r) = \frac{\partial \psi(0, r)}{\partial z} \quad (7.9)$$

Uit deze figuren blijkt dat er in het verloop van  $\phi(z)$  een minimum optreedt vóór de katode, terwijl  $E(r)$  aan de katode steeds negatief is en op enige afstand buiten de as nadert tot een waarde  $\frac{|V_{g1}|}{s_{01}}$ , waarin  $s_{01}$  de  $k-g_1$  afstand voorstelt. Onder deze konditie kunnen geen elektronen de katode verlaten.

Maakt men nu  $V_{g1}$  minder negatief dan wordt de invloed van de  $g_2$  op  $\psi(z, r)$  in de ruimte tussen  $k$  en  $g_1$  vergroot en de potentiaal zowel als de veldsterkte voor de katode nemen toe.

Het potentiaalminimum schuift dan in de richting van de katode. Bij een zekere  $-V_{g1}$  is de veldsterkte in het centrum van de katode,  $\phi'(0)$ , precies nul geworden; het potentiaalminimum bevindt zich nu op de katode. Dit is de instelling waarbij juist de eerste elektronen uit het midden van de katode geëmitteerd kunnen worden, om dan door het positieve veld versneld te worden en door de gaten in  $g_1$  en  $g_2$  verder lopen. Dit is het z.g. afknijppunt; de  $| -V_{g1} |$  bij deze instelling heet afknijpspanning, of cut-off spanning, die we met het algemene symbool  $V_{co}$  zullen aangeven.

In fig. 7.7. is een en ander verduidelijkt. Maakt men nu geleidelijk de roosterspanning nog minder negatief, dan groeit het katode-oppervlak met een positieve veldsterkte aan en de elektronenstroom neemt dus toe. Deze situatie is in fig. 7.8 aangegeven.

De instelling  $V_{g1} = 0$  kan evenals bij radiobuizen beschouwd worden als de grens van een onbelaste uitsturing; in feite treedt de roosterstroom reeds iets eerder in.

De stroom bij  $V_{g1} = 0$  wordt dan ook als de maximale stroom beschouwd. Het emitterend oppervlak heeft dan een diameter welke juist iets groter is dan de diameter van het  $g_1$  gat.



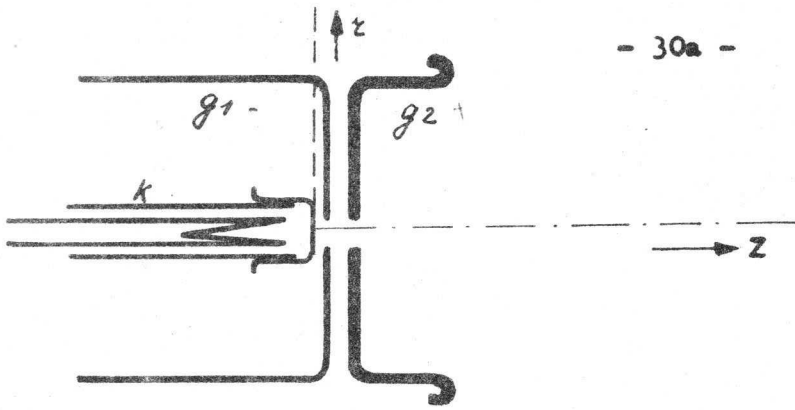


Fig. 7.5

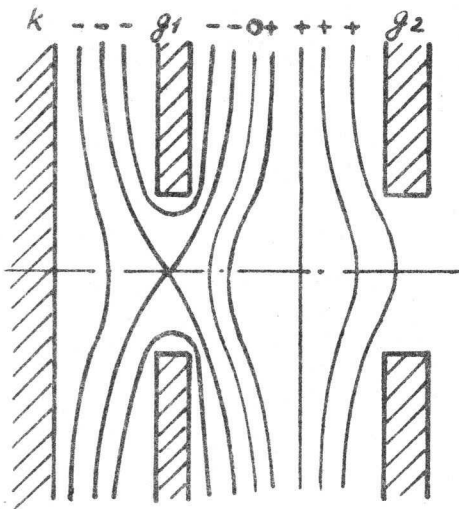
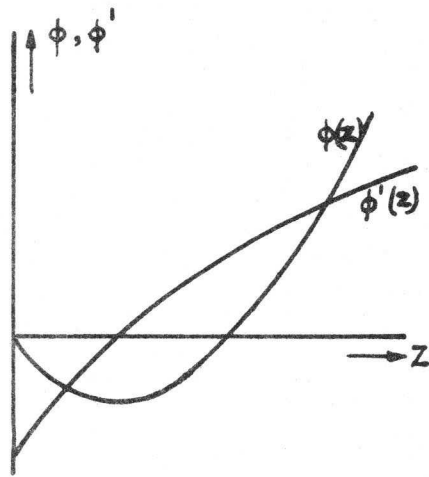
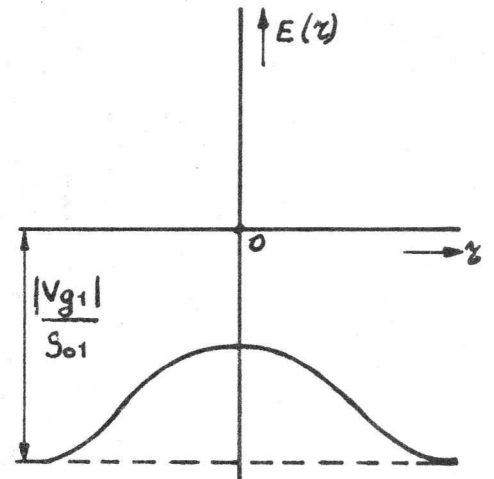


Fig. 7.6



b



c

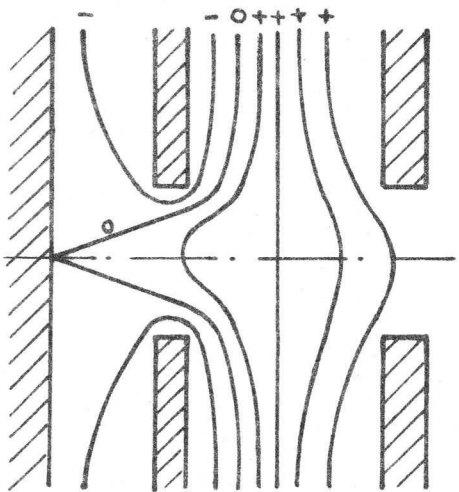
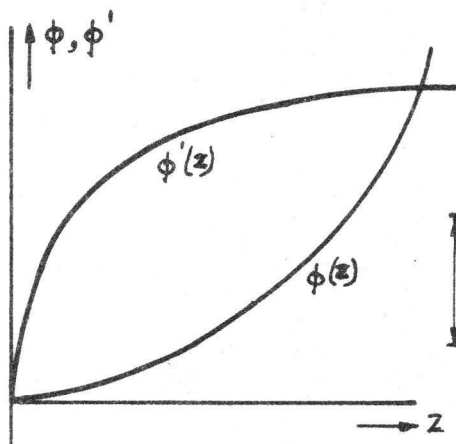
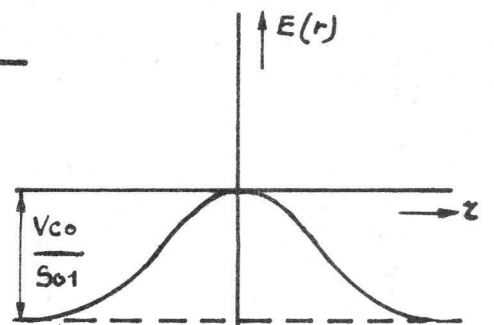


Fig. 7.7



b



c

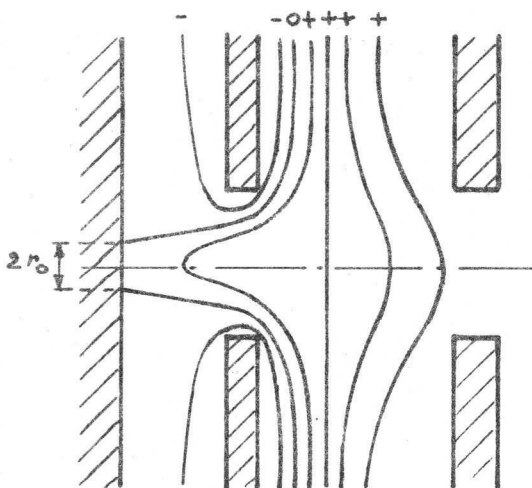
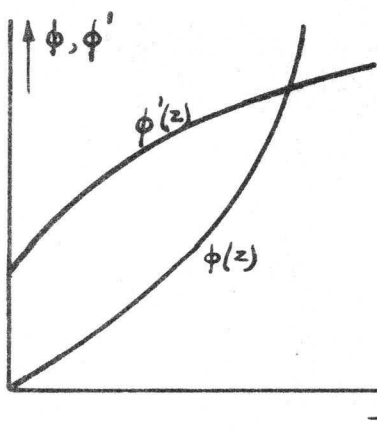
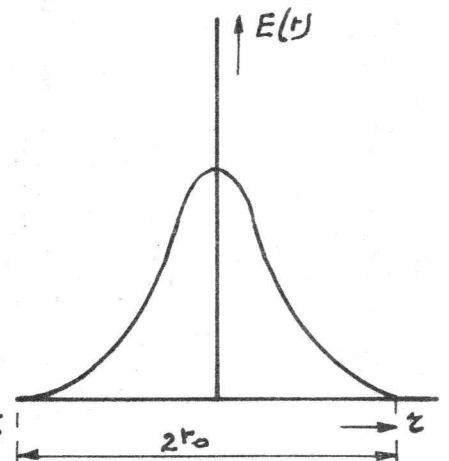


Fig. 7.8



b



c

#### 7.4 De stuurkarakteristiek van elektronenkanonnen.

Zoals uit het voorgaande volgt is de stuurkarakteristiek op de eerste plaats bepaald door de afknijpspanning. Bij de volgende beschouwing zal het duidelijk worden dat het reeds geïntroduceerde begrip doordringing (D) met deze afknijpspanning ten nauwste samenhangt.

Voor de potentiaalverdeling in een elektrostatisch veld kunnen we, met gebruikmaking van het superpositie-beginsel, in het algemeen stellen:

$$\varphi(z, r) = \sum f_n(z, r) \cdot V_{gn} \quad (7.10)$$

In deze formule is  $V_{gn}$  de potentiaal van de  $n^{\text{de}}$  elektrode t.o.v. de katode, terwijl  $f_n(z, r)$  een dimensieloze functie is.

We willen deze formule toepassen op een tetrodesysteem, bestaande uit k-g1-g2 en g3; dit is dus een triodesysteem waaraan nog een elektrode is toegevoegd en waarmee we in de meeste gevallen kunnen volstaan voor zover het de invloed op de stuurkarakteristiek betreft.

We kunnen voor de potentiaal op de as  $\phi(z) = \varphi(z, 0)$  nu schrijven:

$$\phi(z) = V_{g1} f_1(z) + V_{g2} f_2(z) + V_{g3} f_3(z) \quad (7.11)$$

In deze formule is  $f_1(z)$  evenredig met de potentiaalverdeling langs de kanon-as indien  $V_{g2} = V_{g3} = 0$ .

Voor  $f_2(z)$  geldt hetzelfde indien  $V_{g1} = V_{g3} = 0$  en voor  $f_3(z)$  geldt hetzelfde indien  $V_{g1} = V_{g2} = 0$ , zoals uit (7.11) volgt.

Differentieert men de uitdrukking voor de potentiaal op de as naar  $z$  dan volgt:

$$\phi'(z) = V_{g1} f_1'(z) + V_{g2} f_2'(z) + V_{g3} f_3'(z) \quad (7.12)$$

Nu geldt zoals we gezien hebben in het afknijppunt:  $\phi'(z) = 0$  voor  $z = 0$  ofwel  $\phi'(0) = 0$ , zodat uit (7.12) volgt:

$$0 = -V_{co} f_1'(0) + V_{g2} f_2'(0) + V_{g3} f_3'(0) \quad (7.13)$$

waaruit voor  $V_{co}$  volgt:

$$V_{co} = V_{g2} \frac{f_2'(0)}{f_1'(0)} + V_{g3} \frac{f_3'(0)}{f_1'(0)} \quad (7.14)$$

De factoren  $\frac{f_2'(0)}{f_1'(0)}$  en  $\frac{f_3'(0)}{f_1'(0)}$  zijn nu de reeds genoemde doordringings-

factoren, waarvoor men  $D_1$  resp.  $D_2$  schrijft, de doordringingsfactoren van de  $g_2$  resp.  $g_3$ .

Per definitie geldt dus:

$$D_1 = \frac{f_2'(0)}{f_1'(0)} \quad \text{en} \quad D_2 = \frac{f_3'(0)}{f_1'(0)} \quad (7.15)$$

(7.14) gaat nu over in:

$$V_{co} = D_1 V_{g2} + D_2 V_{g3} \quad (7.16)$$

Het blijkt nu dat onze aanname uit 7.3. dat de uittreesnelheid van de elektronen nul zou zijn niet helemaal opgaat. Dit heeft tot gevolg dat bij  $V_{g1} = -V_{co}$  volgens (7.16) toch nog een aantal elektronen kunnen uittreden. Het werkelijke afknijppunt, waarvoor we hier  $V_{gs}$  willen schrijven ( $V_{gs}$  betekent de spotafknijpspanning bij roostersturing) wordt eerst bij een iets negatiever waarde van  $V_{g1}$  bereikt. Om de uittreesnelheden in rekening te brengen moeten we dus aan (7.16) nog een term toevoegen, nl.  $V_{rest}$  ( $V_R$ ). Voor de afknijpspanning  $V_{gs}$  kunnen we nu schrijven:

$$V_{gs} = D_1 V_{g2} + D_2 V_{g3} + V_R \quad (7.17)$$

Het bepalen van  $V_{gs}$  kan visueel gebeuren.

Hiertoe dient de meetopstelling in het donker te staan. De deflektie wordt uitgeschakeld,  $V_{g1} \ll V_{gs}$  ingesteld, waarna  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  op de vereiste waardes worden gebracht.

Hierna wordt  $V_{g1}$  zover verhoogd tot er op het scherm net een lichtstip (spot) verschijnt; vandaar de naam spotafknijpspanning.

Uit (7.17) volgt dat  $D_1$ ,  $D_2$  en  $V_R$  bepaald kunnen worden door de spotafknijpspanning  $V_{gs}$  te bepalen als functie van  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$ . In fig. 7.9 is aangegeven hoe dit kan gebeuren.

Bekijken we nu de  $I_a$ - $V_{g1}$  karakteristiek in de buurt van het afknijppunt dan blijkt deze een staart te vertonen. Vanaf  $V_{gs}$  gezien neemt  $I_a$  maar zeer langzaam toe, om dan echter bij een bepaalde  $V_{g1}$  plotseling sneller toe te nemen.

Dit punt krijgt speciale betekenis wanneer we bij de meting van de afknijpspanning de deflektie niet uitschakelen. Dan blijkt dat bij  $V_{g1} = -V_{gs}$  het scherm nog geheel donker is. Verhogen we  $V_{g1}$  dan zien we bij een bepaalde  $V_{g1}$  plotseling een raster zichtbaar worden. Deze waarde van  $V_{g1}$  noemen we de rasterafknijpspanning  $V_{gr}$ . Het blijkt nu dat bij benadering geldt:

$$V_{gr} = D_1 V_{g2} + D_2 V_{g3} \quad (7.18)$$

Voor de stuurkarakteristiek, dus de katodestroom-roosterspanningskarakteristiek, zoals we in fig. 6.2 reeds hebben leren kennen, geldt bij benadering de volgende formule:

$$I = K \frac{V_d^3}{V_{co}^{3/2}} \quad (7.19)$$

In deze formule is  $V_d$  de stuurspanning (in het Engels drive) en gelijk aan  $V_{co} - /V_{g1}/$ , zoals in fig. 7.10 nader is aangegeven, en  $K$  een konstante.

Deze  $K$ -faktor wordt in de praktijk gebruikt als maat voor de steilheid van de stuurkarakteristiek; echter met als dimensie  $\mu A/Volt^{3/2}$ .

Voor de afknijpspanning  $V_{co}$  in (7.19) kan  $V_{gs}$  of  $V_{gr}$  worden gekozen; de konstante  $K$  is voor deze beide gevallen uiteraard verschillend, aangeduid door  $K_{gs}$  resp.  $K_{gr}$ . De maximale stroom  $I_{max}$ . volgt uit (7.19) door  $V_d = V_{co}$  te stellen.  $I_{max}$ . wordt dan:

$$I_{max.} = K V_{co}^{3/2} \quad (7.20)$$

De konstante  $K$  wordt bepaald door de geometrie van het tetrodedeel en varieert bij de verschillende types kanonnen, zoals we nog nader zullen bekijken.

Bij een bepaald type kanon waarvan de katode-emissie slechter is wordt de totaalstroom  $I_{max}$ . lager bij eenzelfde  $V_{co}$ . Hierdoor krijgt  $K$  een kleinere waarde, zoals uit (7.20) volgt.

De faktor  $K$  is daarom behalve een maat voor de steilheid ook een maat voor de "katodekwaliteit" en daarom bij levensduurbeschouwingen een belangrijke grootte.

We hebben tot nu toe alleen de z.g. roostersturing beschouwd. Hierbij is de katodepotentiaal ( $V_k$ ) nul,  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  zijn konstant, en straalstroomvariaties komen tot stand door  $V_{g1}$  te variëren tussen  $-V_{gs}$  en 0 Volt.

De straalstroom kan echter ook gevarieerd worden door het rooster op nulpotentiaal te brengen en  $V_k$  in het positieve gebied te variëren. We noemen dit katodesturing. In fig. 7.11 zijn rooster- en katodesturing nader met elkaar vergeleken. Uit fig. 7.11b volgt dat  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  (t.o.v. de katode gerekend) niet konstant zijn zoals bij roostersturing, doch afhankelijk zijn van de ingestelde stroom  $I$ , en wel geldt:

$$\begin{aligned} V_{g2} &= V_2 - V_k \\ V_{g3} &= V_3 - V_k \end{aligned} \quad (7.21)$$

waarbij  $V_2$  en  $V_3$  de t.o.v.  $g_1$  konstante spanningen van de  $g_2$  resp.  $g_3$  voorstellen. Bij topstroom zijn  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  dus maximaal, nl.  $V_2$  resp.  $V_3$ , en bij  $I = 0$  minimaal nl.  $V_2 - V_{ks}$  resp.  $V_3 - V_{ks}$ . Bij een zekere  $I_1 < I_{max.}$ , bepaald door  $V_{k1}$ , komt de situatie van fig. 7.11b overeen met het geval van roostersturing waarbij  $V_{g2}$  en  $V_{g3}$  bepaald zijn door (7.21) voor het geval  $V_k = V_{k1}$ . Volgens formule (7.17) is de momentane roosterafknijpspanning  $V_{gs1}$  dan:

$$V_{gs1} = D_1 (V_2 - V_{k1}) + D_2 (V_3 - V_{k1}) + V_R \quad (7.22)$$

Uit (7.17) en (7.22) volgt dat  $V_{gs1} < V_{gs}$ .

In fig. 7.12 is A de roosterspanningskarakteristiek met afknijpspanning  $V_{gs}$ , terwijl B de roosterspanningskarakteristiek is met roosterafknijpspanning  $V_{gs1}$ .

Op deze karakteristiek B ligt ook het gezocht punt P van de katodesturingskarakteristiek D behorende bij de ingestelde  $I_1$ ,  $V_{k1}$ . Evenzo kan men inzien dat het punt Q van deze karakteristiek D behorende bij  $I_2$ ,  $V_{k2}$  waarbij  $I_2 < I_1$  ligt op de roostersturingskarakteristiek met momentane afknijpspanning  $V_{gs2}$ , waarbij  $V_{gs2} < V_{gs1}$  en volgt uit formule (7.22) door hierin de index 1 te vervangen door 2.

Het afknijppunt van de katodesturingskarakteristiek volgt nu uit (7.22) door hierin de index 1 te vervangen door 3, waarbij  $V_{gs3} = V_{ks} = V_{k3}$ . Voor  $V_{ks}$  volgt dan:

$$V_{ks} = D_1 (V_{g2} - V_{ks}) + D_2 (V_{g3} - V_{ks}) + V_R \quad (7.23)$$

ofwel:

$$V_{ks} = \frac{D_1 V_{g2} + D_2 V_{g3} + V_R}{1 + D_1 + D_2} \quad (7.24)$$

De teller in deze formule is volgens (7.17) gelijk aan  $V_{gs}$ , zodat volgt:

$$V_{ks} = \frac{V_{gs}}{1 + D1 + D2} \quad (7.25)$$

Ook tussen de rasterafknijpspanningen  $V_{kr}$  en  $V_{gr}$  geldt eenzelfde relatie. Uit formule (7.25) volgt dat  $V_{ks} < V_{gs}$  en omdat  $I_{max.}$  voor de karakteristieken A en D gelijk is volgt uit (7.20) dat de K-faktor, de steilheid dus, bij katodesturing groter is dan bij roostersturing.

Passen we formule (7.20) toe op  $V_{gs}$  en  $V_{ks}$ , dan volgt:

$$I_{max.} K_{gs} V_{gs}^{3/2} = K_{ks} V_{ks}^{3/2} \quad (7.26)$$

Uit (7.25) en (7.26) volgt dan:

$$K_{ks} = K_{gs} (1 + D1 + D2)^{3/2} \quad (7.27)$$

Ook tussen  $K_{kr}$  en  $K_{gr}$  geldt eenzelfde relatie.

Opgemerkt kan nog worden dat vrijwel steeds geldt dat  $D2 \ll D1$ , zodat  $D2$  in de formules (7.25) en (7.27) te verwaarlozen is.

Uit (7.27) volgt niet alleen dat  $K_{ks} > K_{gs}$ , doch geeft ook aan dat de steilheidswinst bij katodesturing groter is naarmate  $D1$  groter wordt gekozen.

Hiervan maakt men een handig gebruik bij de z.g. "low  $V_{g2}$ " kanonnen. Dit zijn kanonnen met een  $D1$  van 0,5 tot ongeveer 2, terwijl bij "normale" kanonnen  $D1$  van 0,1 tot  $\approx 0,2$  wordt gekozen.

Toch is de steilheidswinst bij low  $V_{g2}$  kanonnen lang niet zo groot als volgens (7.27) verwacht zou worden. Dit komt omdat  $K_{gs}$  afneemt bij toenemende  $D1$ .

Men spreekt van "low  $V_{g2}$ " kanon omdat voor eenzelfde topstroom bij het type met hoge  $D1$  een relatief lage  $V_{g2}$  hoort terwijl het type met lage  $D1$  een relatief hoge  $V_{g2}$  vereist.

In onderstaande tabel zijn als voorbeeld enkele karakteristieke grootheden van 2 kanontypes met eenzelfde topstroom van  $1700 \mu\text{A}$  met elkaar vergeleken.

<u>Type A</u>		<u>Type B (low <math>V_{g2}</math>)</u>	
D1	= 0,12	D1	= 1,5
$V_{g2}$	= 500 V	$V_{g2}$	= 50 V
D1 $V_{g2}$	= 60 V	D1 $V_{g2}$	= 75 V
D2 $V_a$	= 5 V	D2 $V_a$	= 32 V
$V_{gr}$	= 65 V	$V_{gr}$	= 107 V
$V_{kr}$	= 58 V	$V_{kr}$	= 43 V
$K_{gr}$	= $3,3 \mu\text{A}/V^{3/2}$	$K_{gr}$	= $1,5 \mu\text{A}/V^{3/2}$
$K_{kr}$	= $3,85 \mu\text{A}/V^{3/2}$	$K_{kr}$	= $6,0 \mu\text{A}/V^{3/2}$

Beschouwen we als maat voor het steilheidsverschil van beide kanontypes de verhouding van de beide afknijpspanningen bij katodesturing ( $V_{kr}$ ) bij eenzelfde topstroom van  $1700 \mu\text{A}$ , dan blijkt de steilheidswinst bij het low  $V_{g2}$  kanon slechts  $\frac{58-43}{58} = 26\%$  te bedragen.

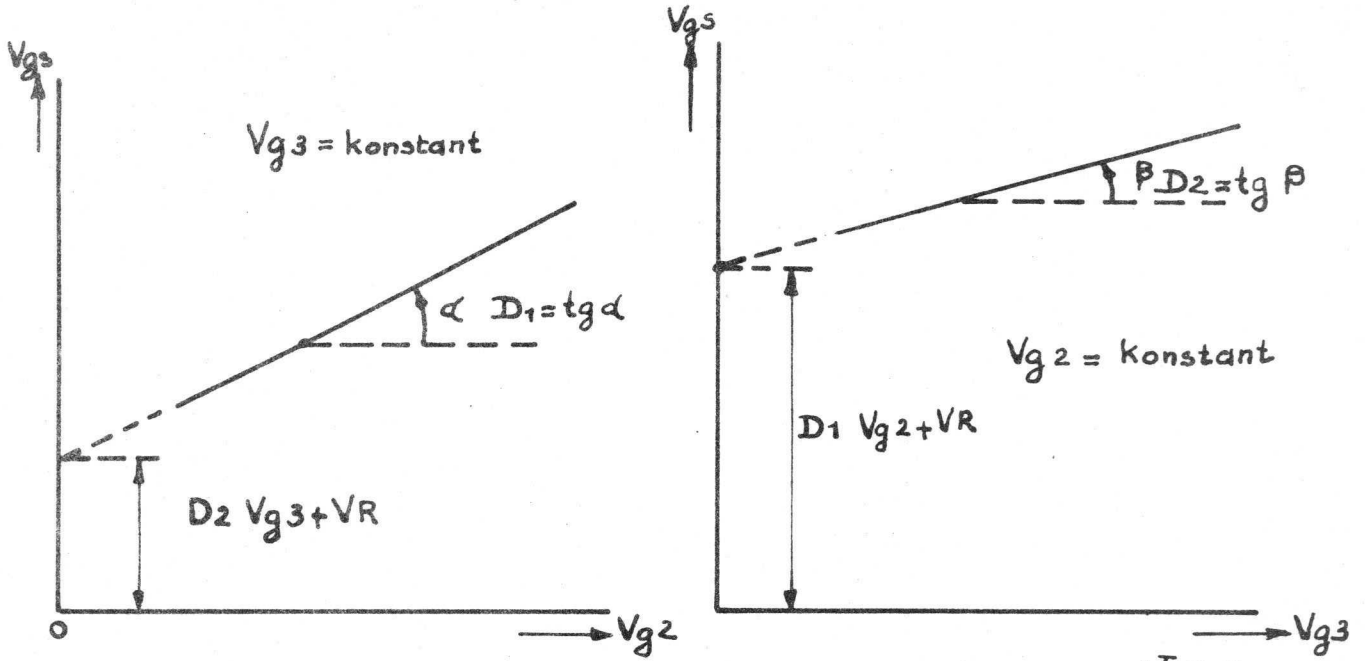


Fig. 7.9

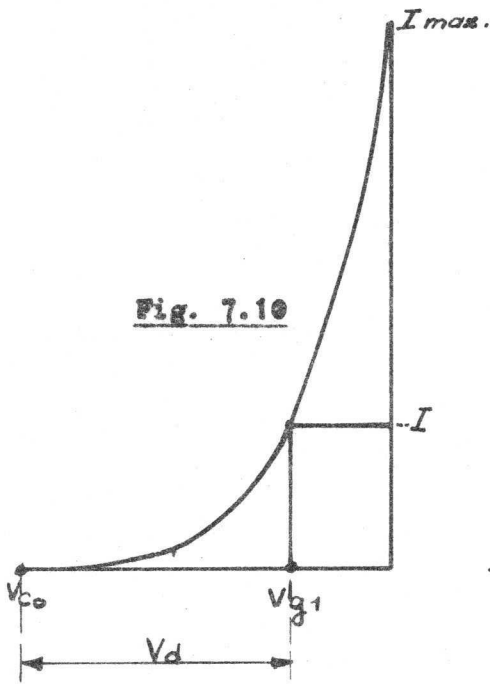


Fig. 7.10

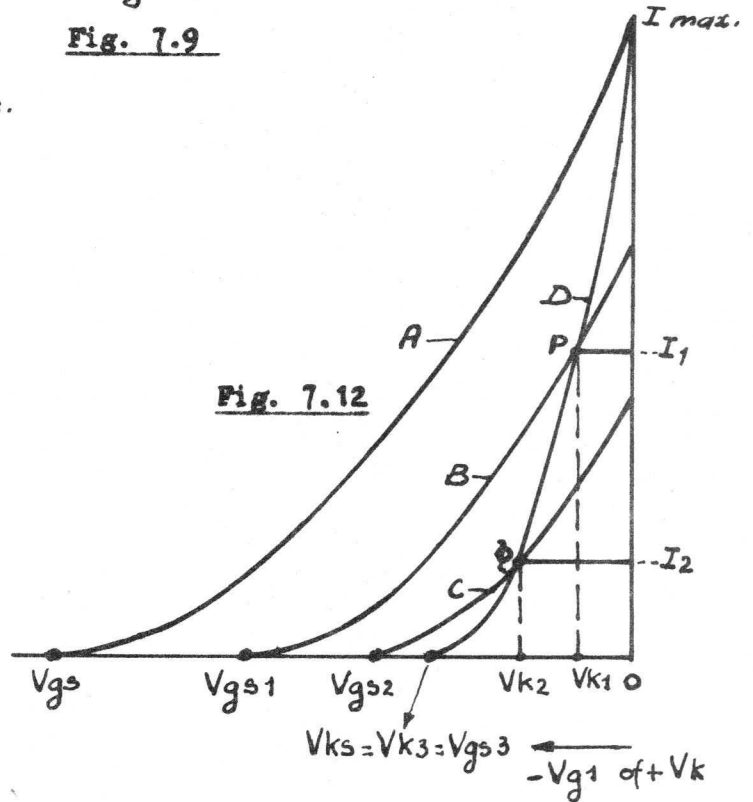


Fig. 7.12

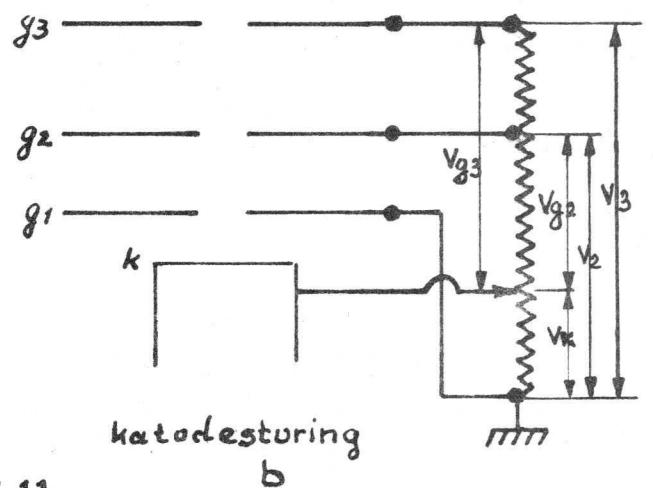
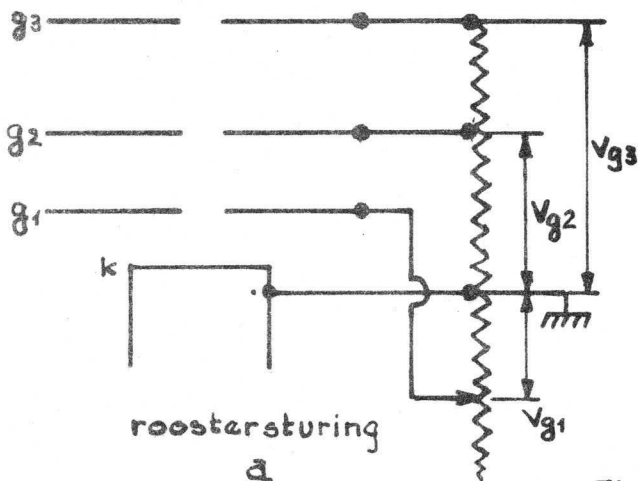


Fig. 7.11



### 7.5 Bundelvorming in de katodelens.

Na de bespreking van de verschillende instellingen van het triodegedeelte van een elektronenkanon dienen we de bundelvorming nader te bekijken. We beschouwen hiertoe het triodesysteem bij een bepaalde instelling van  $V_{g1}$  en  $V_{g2}$ .

In het triodesysteem, gevormd door de elektrodes katode,  $g_1$  en  $g_2$  heeft de bundelvorming van door de katode geëmitteerde elektronen plaats. De wijze waarop deze bundel wordt gevormd hangt af van de lenswerking van het lenzensysteem gevormd door de elektrodes katode,  $g_1$  en  $g_2$ ; men spreekt in dit verband van katodelens.

Zoals reeds gezegd emitteert elk punt van de katode vanaf een bepaalde waarde van de veldsterkte elektronen. Deze treden in alle richtingen uit en hebben een zeer geringe snelheid.

We nemen nu aan dat de snelheidskomponent in asrichting voor alle geëmitteerde elektronen nul is. De hoek waaronder de elektronen uit-treden wordt dan bepaald door de tangentiale snelheidskomponent; hoe groter deze snelheid, hoe kleiner de hoek tussen de elektronenbaan en de katode wordt. Elektronenbanen c.q. elektronen die de katode met eenzelfde tangentiale snelheid verlaten zullen we korresponderende banen c.q. elektronen noemen.

Beschouwen we nu één punt van de katode, dan vormen alle elektronen die uit dit punt worden geëmitteerd een z.g. elementaire bundel. In fig. 7.13 zijn drie zulke elementaire bundels getekend.

De elektronen van deze bundel die de katode met snelheid nul verlaten treden loodrecht uit; men spreekt van hoofdstralen. zie stralen b. De elementaire bundel wordt begrensd door banen van elektronen die de katode met maximale tangentiale snelheid verlaten; zie stralen a en c.

Voor het bundelverloop in de katodelens geldt nu het volgende.

1° Alle elektronenbanen van een elementaire bundel snijden elkaar in één punt. Dit betekent dus dat elk punt van de katode in één ander punt wordt afgebeeld.

De verzameling van deze beeldpunten ligt in het vlak B; dit vlak het dan ook katodebeeld.

- 2° Na het doorlopen van de katodelens komen de elektronen terecht in de veldvrije ruimte voorbij  $g_2$ . In deze ruimte zijn de elektronenbanen recht zoals we in 7.2 hebben gezien. Extrapoleren we de elektronenbanen van een elementaire bundel vanuit deze veldvrije ruimte, dan blijken deze geëxtrapoleerde lijnen elkaar in één punt te snijden. Dit geldt voor alle elementaire bundels. De verzameling van al deze snijpunten vinden we in het vlak  $B'$ . Het is dus alsof alle elementaire bundels uit  $B'$  komen en dit vlak  $B'$  heet dan ook de virtuele katode.
- 3° Beschouwen we fig. 7.13 nog wat nader dan valt het op dat de totale elektronenbundel, gevormd door alle elementaire bundeltjes samen, bij C een insnoering vertoont; dit is de z.g. bundelknoop of cross-over. In de bundelknoop snijden alle korresponderende elektronenbanen elkaar in één punt. In fig. 7.13 zijn in vlak C drie zulke punten aangegeven behorende bij de korresponderende banen a, b en c. Het blijkt bovendien dat de hoofdstralen (b) elkaar snijden op de as.
- 4° Extrapoleren we de elektronenbanen voor korresponderende elektronen, dan snijden deze elkaar in één punt. Deze snijpunten afkomstig van de korresponderende banen a, b en c liggen in het vlak  $C'$ . Bovenstaande betekent dat de bundelknoop C voor de katodelens wordt afgebeeld in  $C'$ . Dit beeld is virtueel en  $C'$  wordt dan ook de virtuele bundelknoop of virtuele cross-over genoemd.

De virtuele cross-over is nu het voorwerp voor de voorbij de katodelens te plaatsen hoofdlens waarmee dit voorwerp op het scherm kan worden afgebeeld. Een instelling van deze hoofdlens waarmee een ander punt op het scherm zou worden afgebeeld leidt tot een grotere spotdiameter op het scherm en zo'n punt is derhalve niet het ideale voorwerp. Voor de grootte van de spot op het scherm is de grootte en positie van de cross-over C ofwel van zijn virtueel beeld  $C'$  van belang.

Verhoogt men de bundelstroom door de  $V_{g1}$  te veranderen op een wijze als in 7.3 is besproken dan ondergaat de bundelknoop C en zijn virtueel beeld C' twee veranderingen:

1. De diameter ervan neemt dan toe omdat:
  - a) het emitterend katode-oppervlak toeneemt.
  - b) de ruimtelading waarin de elektronen elkaar afstoten toeneemt.
  - c) onvolkomenheden van de katodelens (aberraties) hebben bij een "dikkere" bundel meer invloed.
  
2. De positie van C en C' verandert en wel neemt de afstand van C tot de katode toe, de bundelhoek  $\alpha$  neemt toe en de afstand tussen C' en katode neemt af; ofwel C en C' schuiven in fig. 7.13 naar rechts. Dit heeft tot gevolg dat de fokuslens, die aanvankelijk optimaal was ingesteld, voor dit nieuwe voorwerpspunt niet meer optimaal is ingesteld. Deze lens raakt dus uit fokus en de spot neemt daardoor nog eens extra toe.

Door de lenssterkte van de fokuslens iets te veranderen en wel te versterken bij toenemende bundelstroom, kan men weer een optimale afbeelding bereiken en houdt men alleen de onder 1) genoemde spotvergroting over. Bij elke bundelstroom hoort dus eigenlijk een andere instelling van de fokuslens, z.g. dynamische fokusering. In de praktijk past men dynamische fokusering alleen toe bij speciaalbuizen; bij televisiebeeldbuizen kiest men een gemiddelde instelling.

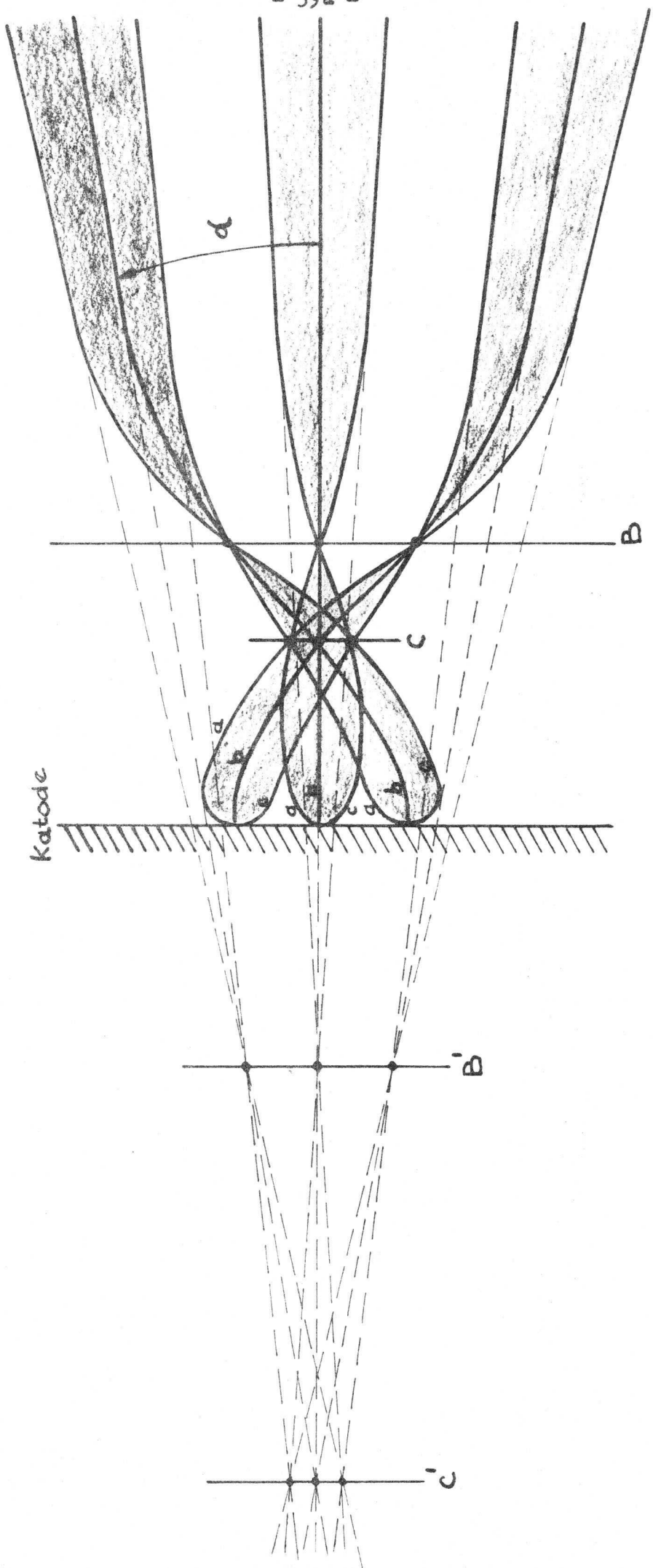


Fig. 7.13

## 7.6 Het triode - tetrode en pentodekanon.

### 7.6.1 Het triodekanon.

Het zal uit het voorgaande duidelijk zijn dat het triodedeel reeds als zelfstandig kanon dienst kan doen indien  $V_{g2}$  gelijk wordt gekozen aan de eindanodespanning  $V_a$  ( $V_a = \text{eindanodespanning} = \text{schermspanning}$ ). Voor de rasterafkniijpspanning bij roostersturing geldt dan:

$$V_{gr} = D_1 V_a \quad (7.28)$$

Deze  $V_a$  kan bij de verschillende ontwerpen variëren van enkele tientallen volts tot 50 kV toe.

Hierdoor variëren ook de afmetingen van de kanonnen sterk; de  $g_1$ - $g_2$  afstand kan variëren van 0,1 tot 10 mm.

Het eenvoudigste triodekanon zoals dit in de begintijd van de KSB's werd toegepast is geschetst in fig. 7.14. Katode en  $g_1$  zijn op de buisbodem gemonteerd die in de hals wordt ingesmolten. De  $g_2$  bestaat uit een op de halswand aangebrachte geleidende laag.

Tegenwoordig worden triodekanonnen nog gebruikt in oscillograafbuizen, projectiebuizen en lichtstip-aftasterbuizen. In fig. 7.15 is het triodekanon van de lichtstip-aftasterbuis MC 13-16 geschetst. Behalve de  $k$ - $g_1$  en anode merken we in fig. 7.15 nog een extra elektrode op, de z.g. vonkenvanger, die bestemd is om in geval van doorslag van de hoogspanning (25 kV) de uitlading op te vangen en rechtstreeks naar aarde af te voeren. Hierdoor wordt voorkomen dat deze ontlading op  $g_1$  en/of katode terecht zou komen.

Het grote nadeel van een triodekanon is dat de stuurkarakteristiek rechtstreeks van de anodespanning afhangt. Deze anodespanning kan in een televisie-apparaat onvoldoende konstant worden gehouden omdat de inwendige weerstand ( $R_i$ ) van de anodespanningsbron niet klein is. Zelfs in z.g. gestabiliseerde apparaten bedraagt deze  $R_i \approx 5 \text{ M}\Omega$ , zodat van nullast tot 0,5 mA straalstroom de anodespanning met 2,5 kV daalt.

Dit heeft dan tot gevolg dat de stuurkarakteristiek afhankelijk is van de gemiddelde straalstroom, die natuurlijk sterk van de beeldinhoud afhangt. Bovendien is men minder vrij in de keuze van de schermspanning. De toepassing van een triodekanon is hoofdzakelijk beperkt tot die gevallen waar de straalstroom niet gemoduleerd is, terwijl voor televisie het triodekanon indertijd vervangen is door het tetrodekanon.

### 7.6.2 Het tetrodekanon.

Een tetrodekanon verkrijgt men door achter de  $g_2$  ( $1^{\text{e}}$  anode) nog een tweede anode ( $g_3$ ) te plaatsen die met  $V_a$  is verbonden. In fig. 7.16 vormen  $k-g_1-g_2$  het triodedeel van het kanon waarin achtereenvolgens plaatsvinden: emissie - stroomsterkteregeling - bundelvorming en een zekere (kleine) versnelling.

Voor de rasterafknijpspanning bij roostersturing geldt:

$$V_{gr} = D_1 V_{g2} + D_2 V_a \quad (7.29)$$

De afmetingen worden meestal zo gekozen dat  $V_{g2} < 750$  Volt. Deze lage spanning kan in een T.V. apparaat gemakkelijk opgewekt en konstant gehouden worden omdat deze spanningsbron onbelast is.

Bovendien wordt de  $g_3$  zodanig opgesteld dat deze nog maar nauwelijks enige invloed op de afknijpspanning uitoefent, ofwel  $D_2 V_a \ll D_1 V_{g2}$ .  $V_{gr}$  wordt dus hoofdzakelijk door de konstante  $V_{g2}$  bepaald.

Een verder voordeel van de tetrode is dat men door  $V_{g2}$  te veranderen elke gewenste  $V_{gr}$  kan instellen.

Hiervan maken sommige apparatenfabrikanten gebruik en stellen middels  $V_{g2}$  regeling elke buis in op een bepaalde  $V_{gr}$  en compenseren daardoor voor de fabriekgetoleranties waardoor immers  $V_{gr}$  bij konstante  $V_{g2}$  zal spreiden. Wat de bundelvorming betreft is het nog van belang dat er in het tetrodekanon nog een lens  $g_2-g_3$  is bijgekomen. Dit is een versnellende konvergerende lens. De divergente bundel elektronen die door het  $g_2$ -gat de katodelens verlaat wordt door deze nieuwe lens nog een weinig gekonvergeerd; de bundel blijft echter divergent. In fig. 7.13 wordt daardoor de afstand van de virtuele bundelknoop tot de katode vergroot.

De voorfokussing bestaat bij het tetrodekanon uit een serieschakeling van twee lenzen, nl. de  $g_1-g_2$  en  $g_2-g_3$  lens.

Als men  $V_{g2}$  verhoogt, wordt de eerste lens sterker, maar de tweede lens zwakker. De resulterende bundelhoek als functie van  $V_{g2}$  vertoont meestal een minimum. Deze feiten hangen echter geheel van de toegepaste geometrie en aangelegde spanningen af. Bij een tetrode kan men de voorfokussing veranderen door  $V_{g2}$  te variëren, echter kan dit niet onafhankelijk van de afknijpspanning.

Opgemerkt kan nog worden dat vrijwel alle moderne beeldbuizen een tetrodekanon hebben.

### 7.6.3 Het Pentodekanon.

Als nadeel van het tetrodekanon kan genoemd worden dat de voorfokusering en de stuurkarakteristiek niet onafhankelijk van elkaar zijn omdat ze beide van de  $V_{g2}$  afhangen.

Om voor de verschillende T.V. systemen de bundelhoek onafhankelijk van de afknijpspanning te kunnen regelen, werd door Philips in 1956 het pentodekanon geïntroduceerd, zie fig. 7.17

Dit kanon bevat weer een anode meer dan het tetrodekanon. De  $g_2$  en  $g_3$  staan op spanning van 200 tot 500 Volt. Voor de afknijpspanning geldt nu:

$$V_{gr} = D_1 V_{g2} + D_2 V_{g3} + D_3 V_a \quad (7.30)$$

De afmetingen van het systeem zijn nu zodanig dat  $D_2 V_{g3} \ll D_1 V_{g2}$  en  $D_3 V_a \ll D_1 V_{g2}$ . Door  $V_{g3}$  te variëren verandert dus praktisch alleen de voorfokusering.

Bij dit kanon heeft men dus de 3 functies: emissie + sturing + bundelvorming - voorfokusering - versnelling op eindspanning gescheiden en men kan de voor het betreffende T.V. systeem meest geschikte bundelhoek gemakkelijk instellen.

Een weergeefbuis met pentodekanon is dus zeer universeel bruikbaar.

We komen op dit kanon in deze cursus nog nader terug, zie 10.1 blz. 59.



Fig. 7.14

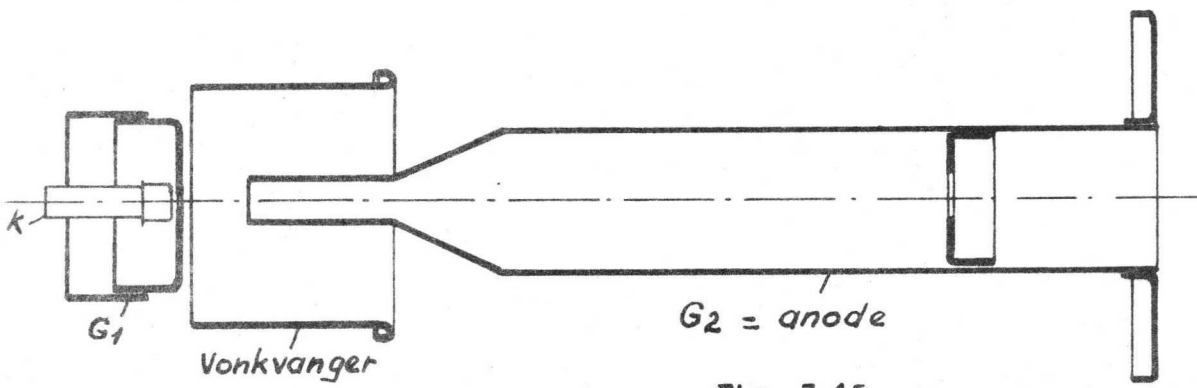


Fig. 7.15

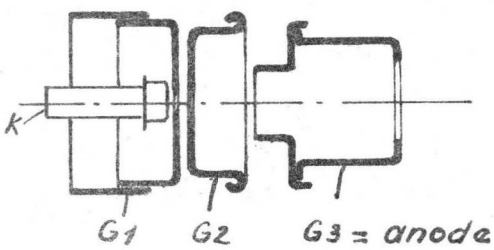


Fig. 7.16

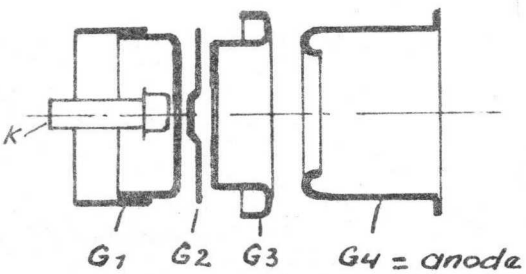


Fig. 7.17



## 8. De fokussing.

Bij alle besproken kanonnen, het triode- tetrode- of pentodekanon verlaat een divergente, op "eindanodespanning versnelde" bundel het kanon. Deze bundel moet nu nog tot een scherpe punt in de fosforlaag van het scherm gefokusseerd worden of anders gezegd: de virtuele bundelknoop moet op het scherm afgebeeld worden. Hiertoe bestaan 2 mogelijkheden, nl. magnetische fokussing en elektrostatische fokussing.

Ook al worden er tegenwoordig uitsluitend weergeefbuizen met elektrostatische fokussing gefabriceerd, toch zullen we in het kort de magnetische lenzen bespreken omdat er nog steeds televisie-apparaten in omloop zijn die met magnetische fokussing zijn uitgerust, terwijl er ook nog toepassingen zijn in de professionele sektor.

### 8.1 Magnetische fokussing.

Deze fokussing komt tot stand door de krachtwerking van een magneetveld op een elektron, de z.g. Lorentzkracht, volgens de formule:

$$K = e v \mu_0 H \sin \varphi \quad \text{Newton} \quad (8.1)$$

In deze formule is:

- $\mu_0$  =  $\frac{4\pi}{10^7}$  (de z.g. magnetische permeabiliteit)
- H = magnetische veldsterkte in ampère per meter.
- e = lading van het elektron =  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Coulomb
- v = snelheid van het elektron in m/sec.
- $\varphi$  = de hoek tussen de bewegingsrichting van het elektron en de richting van de magnetische krachtlijnen.

Voorts is het van belang te weten dat de Lorentz kracht loodrecht staat op zowel de bewegingsrichting als de krachtlijnen. Deze richting is gelijk aan die van de voortgaande beweging van een rechtse schroef (kurketrekker) die over de kleinste hoek van de richting van v naar de richting van H gedraaid wordt.

Uit de formule voor K nu is te zien dat een elektron dat in de richting van de krachtlijnen in een magnetisch veld wordt geschoten geen kracht ondervindt, omdat  $\varphi = 0$  en ook dat er op een stilstaand elektron geen kracht wordt uitgeoefend omdat dan  $v = 0$ .

De Lorentz-kracht is maximaal indien het elektron een magnetisch veld in wordt geschoten in een richting loodrecht op de krachtlijnen.

Is nu het magneetveld bovendien nog homogeen (dus H is konstant) over een lengte  $l$ , dan ondervindt het elektron hier dus een konstante kracht  $K = \mu_0 H e v$ , welke steeds loodrecht staat op de momentele richting van voortbeweging.

Uit de mechanica zal U nu bekend zijn dat het elektron dan een cirkelbaan zal beschrijven met een straal R, welke volgt door de kracht K gelijk te stellen aan de centrifugaalkracht  $\frac{m v^2}{R}$  dus:

$$\mu_0 H e v = \frac{m v^2}{R}$$

ofwel 
$$R = \frac{m v}{e \mu_0 H} \quad (8.2)$$

loopt het elektron niet precies evenwijdig aan de krachtlijnen (zie fig. 8.1), dan kan de snelheid van het elektron in P ontbonden worden in een langskomponent  $v_l = v \cos \varphi$  en een dwarskomponent  $v_d = v \sin \varphi$ . In fig. 8.1 zullen we verder de lijn door P in de richting van H als as van het systeem beschouwen.

De langskomponent wordt door het magneetveld niet, de dwarskomponent zó beïnvloed, alsof de langskomponent er niet was.

De baan van het elektron is nu een schroeflijn op een cirkelcylinder, waarvan de as evenwijdig is met H.

De projectie van de elektronenbaan op een vlak, loodrecht op H, is een cirkel met straal r volgens:

$$r = \frac{m v_d}{e \mu_0 H} = \frac{m v \sin \varphi}{e \mu_0 H} \quad (8.3)$$

Beschouwen we nu een aantal verschillende elektronen, die alle dezelfde snelheid hebben, doch onder verschillende hoeken  $\varphi$  met de as uit het punt P vertrekken, dan is de krachtlijn door P een gemeenschappelijke beschrijvende van genoemde cylinderoppervlakken; zie fig. 8.2.

De elektronen worden dus min of meer gedwongen de krachtlijnen te volgen en wel des te meer naarmate H groter is; r is dan nl. kleiner. Voor één omloop om de cylinder heeft het elektron een tijd nodig van:

$$T = \frac{2 \pi r}{v_d} = \frac{2 \pi m}{e \mu_0 H} \quad (8.4)$$

In deze tijd legt het elektron in de richting van H een weg af van:

$$l = T v_l = \frac{2 \pi m}{e \mu_0 H} v \cos \varphi \quad (8.5)$$

Is  $\varphi$  nu zo klein dat bij benadering geldt  $\cos \varphi = 1$  (z.g. paraxiale stralen) dan is  $l$  voor alle elektronen gelijk.

Dit betekent dus dat alle elektronen na elke omwenteling de as in eenzelfde punt P' van deze as zullen snijden; er vindt dus fokussing plaats.

In het voorgaande hebben we aangenomen dat het "voorwerp" P zowel als het "beeld" P' beide geheel in het magneetveld liggen. Aangetoond kan worden dat dit geen voorwaarde voor de fokussing is. Evenmin is het vereist dat het magneetveld homogeen is.

Ook in "korte" inhomogene rotatiesymmetrische magneetvelden vindt fokussing plaats. Kort wil in dit verband zeggen dat voorwerp en beeld buiten het magneetveld zijn gelegen en dat het gebied waarbinnen het veld invloed heeft op de baan van het elektron klein is in vergelijking met de voorwerps- en beeldafstand. Onder voorwerps- en beeldafstand verstaan we de afstanden van het voorwerp resp. het beeld tot het midden van de fokuslens.

Op de beeldbuis toegepast wil dit zeggen dat de voorwerpsafstand (s) de afstand is van virtuele bundelknoop tot het midden van de fokuslens, terwijl de beeldafstand (s) gelijk is aan de afstand van scherm tot midden fokuslens; zie ook fig. 8.3.

Bij een beeldbuis moet het magneetveld rotatiesymmetrie bezitten t.o.v. de kanonas en gelegen zijn tussen kanon en afbuigspoel. Zulke velden kunnen verkregen worden m.b.v. tot cilindrische spoelen gewikkelde en met gelijkstroom bekrachtigde draadwindingen. Om een kort veld te bereiken wordt de spoel op een kleine luchtspleet na met een ijzeren kapsel omgeven.

In fig. 8.3 is een dergelijke spoel geschetst en zijn de projecties van 2 elektronenbanen op een meridionaalvlak aangegeven. Uit het feit nl. dat het elektron, gedurende de tijd dat het zich in het magneetveld bevindt, steeds een snelheid heeft loodrecht op het vlak van tekening, volgt, dat de afbeelding P' van het voorwerp P over een zekere hoek  $\alpha$  gedraaid zal zijn. Dit is rechts in fig. 8.3 nader verduidelijkt met de projectie van de werkelijke elektronenbaan op een vlak loodrecht op de lensas z.

Voor de brandpuntsafstand f van een dergelijke korte magneetlens geldt de formule:

$$\frac{1}{f} = \frac{e u_0^2}{8m Va} \int_{-\infty}^{+\infty} H_z^2 dz \quad (8.6)$$

waarin  $H_z$  de axiale component van de magnetische veldsterkte H voorstelt. Het verloop van  $H_z$  langs de z-as is in fig. 8.4 nader aangegeven.

De brandpuntsafstand  $f$  legt het verband tussen de voorwerpsafstand  $s$  en beeldafstand  $s'$  volgens de (ook uit de lichtoptika) bekende afbeeldingsvergelijking:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (8.7)$$

Uit formule (8.6) volgt dat  $f$  evenredig is met de versnellingsspanning  $V_a$  en omgekeerd evenredig met het kwadraat van de magnetische veldsterkte. Om de juiste lenssterkte ( $= \frac{1}{f}$ ) te kunnen verkrijgen teneinde de gewenste fokuskonditie in te stellen moet  $H_z$  gevariëerd worden. Dit kan gebeuren door de stroom door de fokusspoel te variëren.

Zo'n fokusspoel is kwalitatief de beste fokuslens die gemaakt wordt; zij heeft echter 3 nadelen: ze is duur, zwaar en verbruikt veel energie. Dergelijke fokusspoelen worden daarom tegenwoordig alleen nog voor professionele toepassingen gebruikt, zoals bij lichtstipafasterbuizen, radarbuizen, opnamebuizen, projectie T.V. buizen en bij de elektronen - mikroskoop.

Andere uitvoeringsvormen van magnetische fokuslenzen zijn in de figuren 8.5 en 8.6 geschetst. Ze bestaan uit een stel ringvormige magneten van ferroxdure materiaal die axiaal of radiaal gemagnetiseerd zijn. Tevens is in deze figuren aangegeven het krachtlijnenverloop en de verdeling van  $H_z$  langs de symmetrie-as.

De lenssterkte ( $= \frac{1}{f}$ ) kan gevariëerd worden door de afstand tussen de ringvormige magneten te variëren.

## 8.2 Elektrostatistische fokusering.

Bij de elektrostatistische fokusering komt de fokusering van de divergente bundel tot stand door achter het eigenlijke kanon, dat een triode, tetrode of pentode kan zijn, een elektrostatistische konvergerende lens te plaatsen. Omdat deze lens gecentreerd moet zijn met de kanonas wordt zij altijd met het kanon als één geheel gemonteerd.

Er zijn twee verschillende typen elektrostatistische hoofdlenzen in gebruik.

### 1. De versnellende lens:

Deze lens hebben we in paragraaf 7, fig. 7.4 reeds leren kennen, terwijl in fig. 8.7 een voorbeeld is gegeven van de toepassing van deze lens in combinatie met een tetrodekanon.

In dit kanon doorlopen de elektronen een gebied van toenemende potentiaal en worden dus kontinu versneld tot de met  $V_{g4}$  overeenkomende snelheid. Hierdoor worden de elektronen naar de as toegebogen.  $V_{g4}$  is de uiteindelijke versnellingsspanning van de buis. De lenssterkte kan men instellen door  $V_{g3}$  te variëren.

In fig. 8.7 is ook nog aangegeven dat de  $V_{g4}$  toevoer tot stand komt door een tegen de aquadaglaag drukkend veertje, terwijl de overige elektrodespanningen via het plaatstel worden toegevoerd.

Het kanon van fig. 8.7 is het z.g. korte kanon uit de AW 43-89 beeldbuis die tot voor enkele jaren nog werd geproduceerd.

De belangrijkste eigenschappen van dit kanon waren:

- a) eenvoudige opbouw, dus ook goedkoop te fabriceren.
- b) het kanon is kort, dus winst in buislengte.

In vergelijking met de tot dan toe gefabriceerde beeldbuis, de AW 43-88, was deze winst 45 mm.

- c) Minder kritisch voor hoogspanningsoverslagen omdat alleen het  $g_3$ - $g_4$  gebied hiervoor in aanmerking komt, dit in tegenstelling tot de nog nader te bespreken unipotentialens.

Dit kanon heeft het echter uiteindelijk moeten afleggen tegen de kanonnen met unipotentialens, waarmee in het betreffende buistype een betere spotkwaliteit gerealiseerd kon worden.

De versnellende lens heeft zich echter weten te handhaven in de  $70^\circ$  schaduwmaskerkleurenbuis, waarvan in fig. 8.8 een schets is gegeven. De belangrijkste verschillen met het kanon van fig. 8.7 zijn dat het kanon langer is (langere  $g_3$ ) bij een  $V_{g3}$  van  $\approx 4,5$  kV tegen slechts  $\approx 200$  Volt bij het kanon in fig. 8.7. De  $V_{g4}$  is bij dit kleurekanon ook aanzienlijk hoger, nl. 25 kV.

Het nadeel van de hoge  $V_{g4}$  is dat men in een ontvanger deze spanning door spanningsdeling uit de hoogspanning moet maken, wat een dure methode is.

In deze kleurenbuis is de spotkwaliteit o.a. dank zij de hoge  $V_{g4}$  goed, terwijl de eenvoudige kanonopbouw en goede hoogspanningskwaliteit eigenschappen zijn welke vooral in dit type buis belangrijk zijn omdat hier 3 kanonnen in één hals aanwezig zijn, zoals we in hoofdstuk nog nader zullen zien.

2. De drie-elektrode lens.

Dit type lens, dat bij verreweg de meeste televisie- en oscillograafbuizen tegenwoordig wordt toegepast, bestaat uit een serieschakeling van twee lenzen, eerst een vertragende lens, daarna een versnellende lens.

Het karakteristieke van deze lens is dat de twee buitenste elektrodes beide op schermspanning staan. De middelste elektrode is de fokuselektrode en staat als regel op een zeer lage potentiaal.

Bij bepaalde afmetingen kan de fokusspanning 0 worden; men spreekt dan van een unipotentialens.

De lenssterkte is afhankelijk van de spanningsverhouding van midden-elektrode tot buiten elektrodes.

In fig. 8.9 zijn geschetst de equipotentiaalvlakken, enkele elektronenbanen en daaronder het optische analogon. De lenswerking van de konvergerende gedeelten (het middenstuk van de lens) overheerst omdat daar de potentiaal lager is.

Fig. 8.10 laat tenslotte het kanon met de momenteel bij Philips in produktie zijnde beeldbuizen zien, zoals de AW 59-91; AW 47-91; A 59-11 W etc., op welke laatste buis we in hoofdstuk 10 nog nader zullen terugkomen.

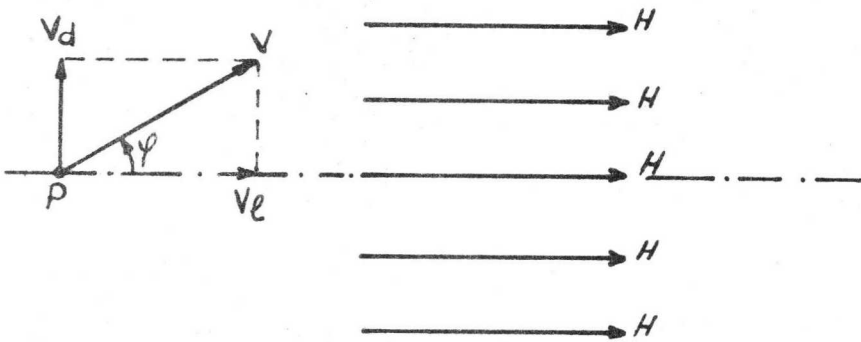


Fig. 8.1

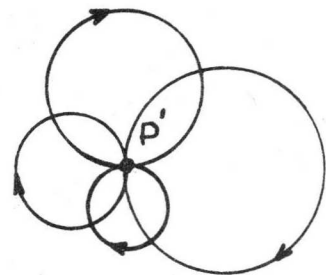


Fig. 8.2

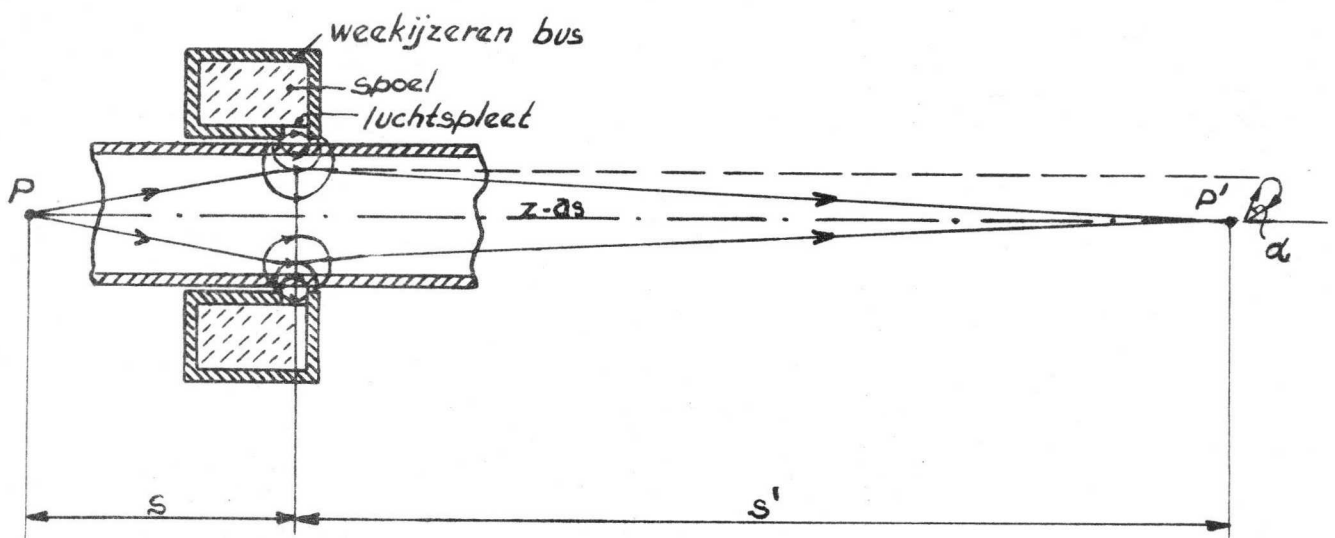


Fig. 8.3

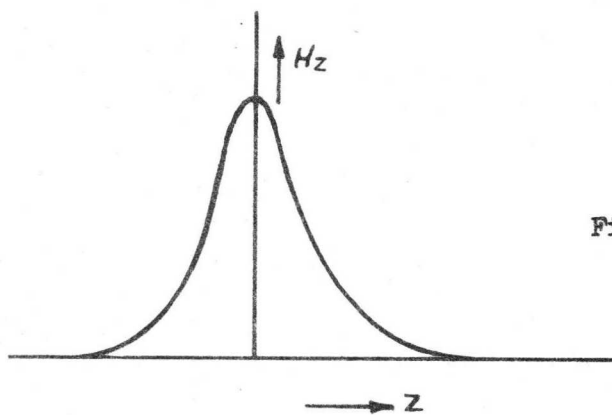


Fig. 8.4

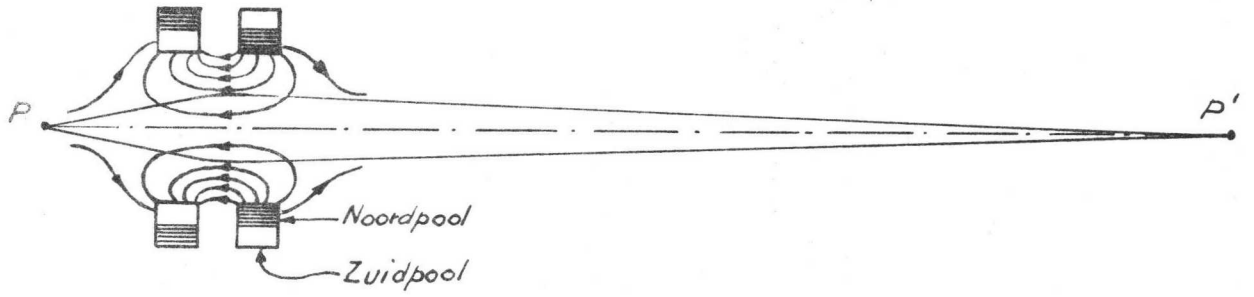


Fig. 8.5

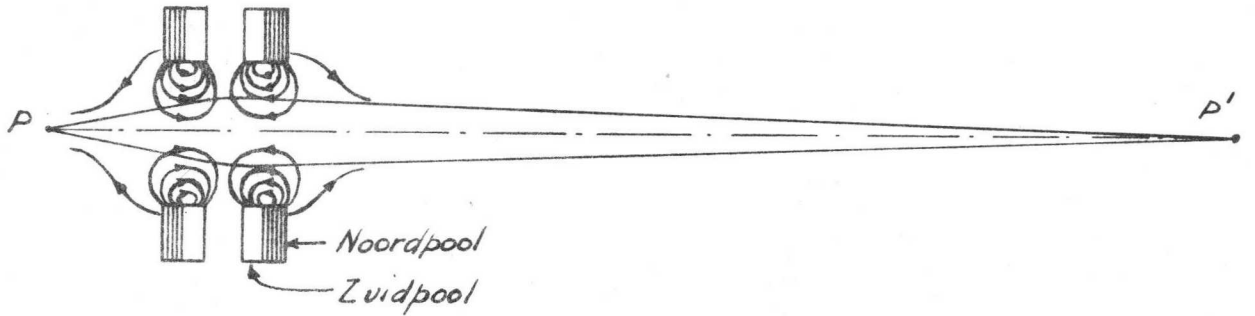
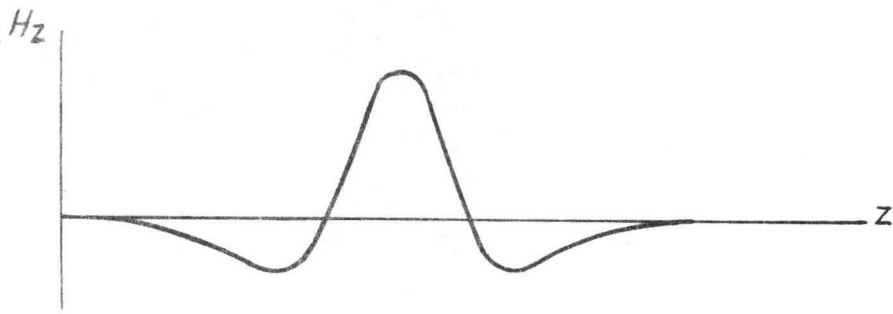
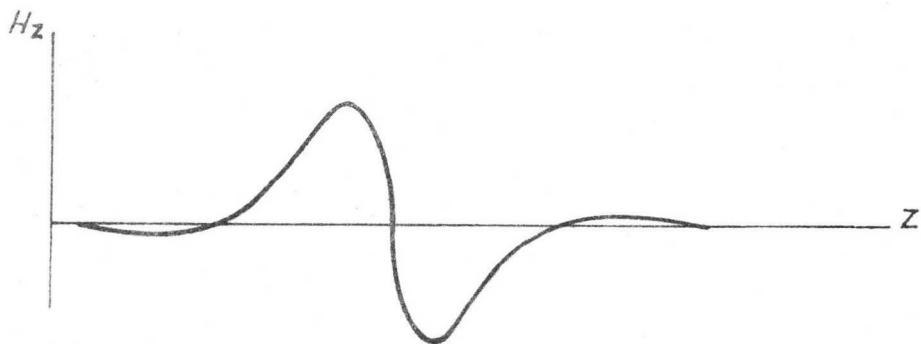


Fig. 8.6





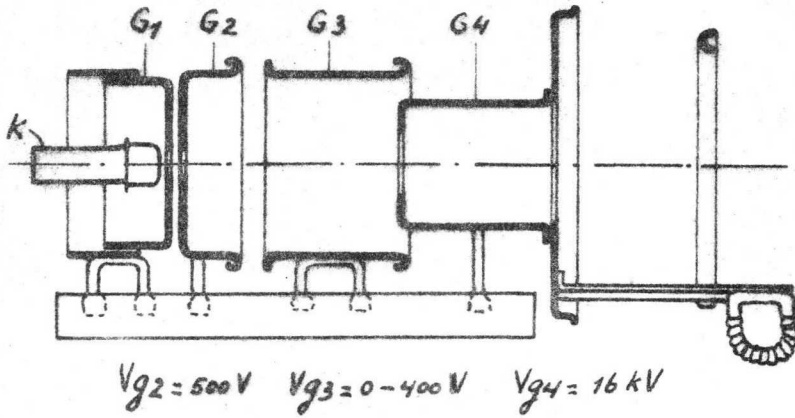


Fig. 8.7

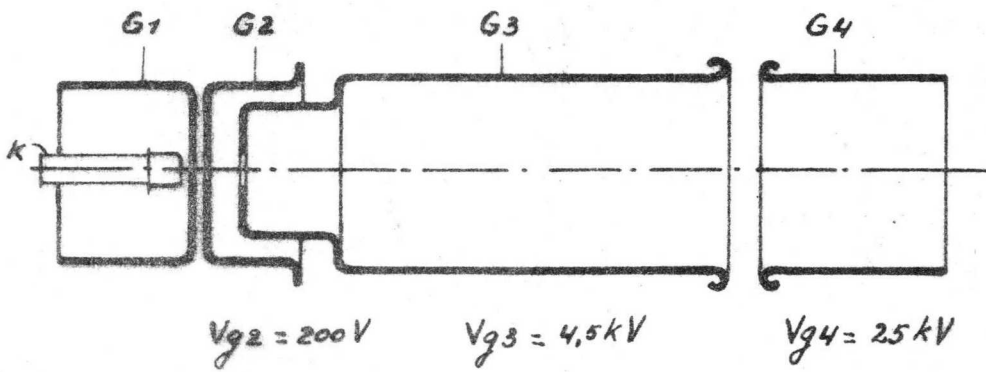


Fig. 8.8

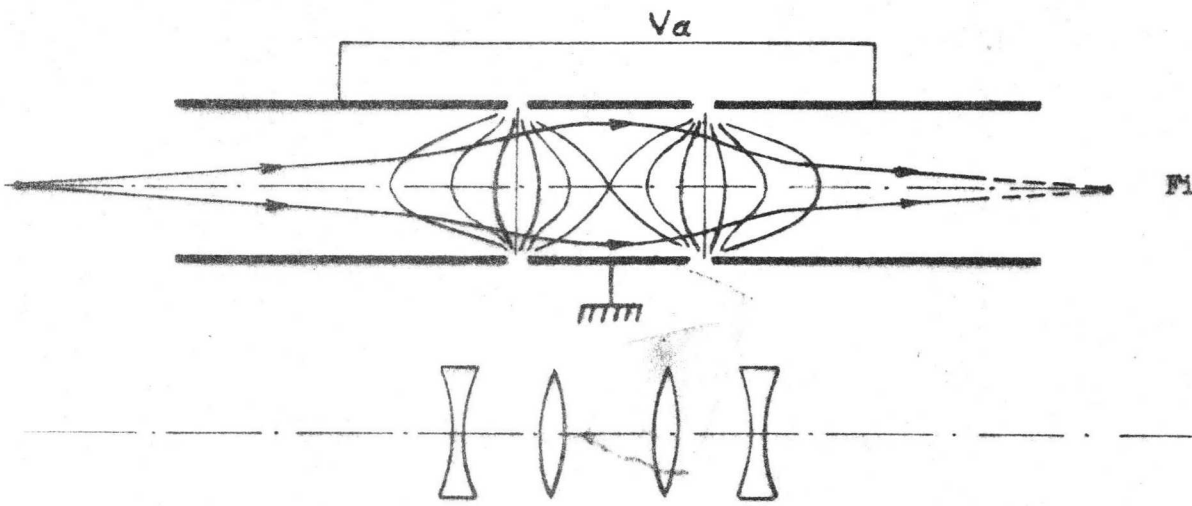


Fig. 8.9

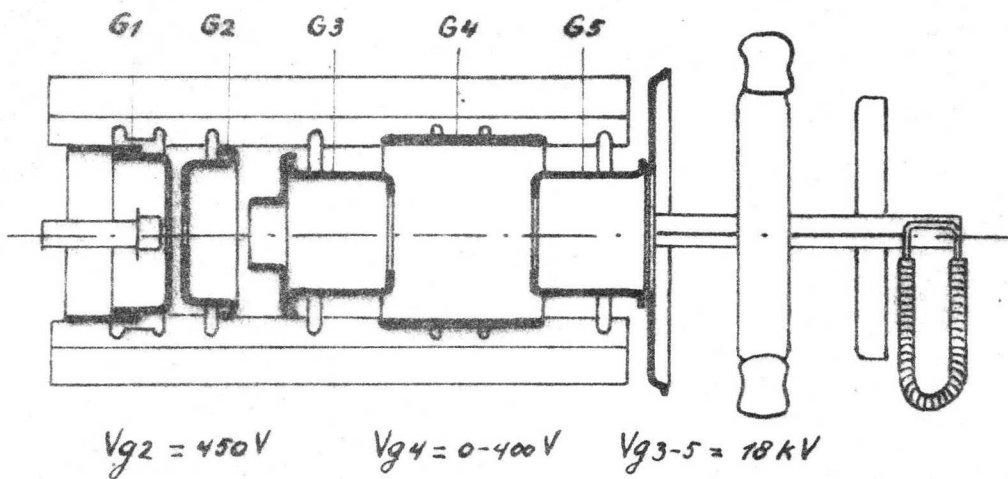


Fig. 8.10

## 9. Afbuiging.

### 9.1 Inleiding.

In de vorige hoofdstukken hebben we kennis gemaakt met het emitteren, het bundelen, het versnellen en het fokusseren van de elektronenbundel.

Ook is er bij de reeds besproken buistypes op gewezen dat bij vrijwel alle types een afbuiging van de elektronenbundel wordt toegepast om de elektronenspot over het gehele scherm te kunnen bewegen.

Er zijn evenals bij de fokussering 2 mogelijkheden om elektronen af te buigen, nl. door middel van een elektrostatisch of een magnetisch veld. Men spreekt dan ook over elektrostatische of magnetische afbuiging.

Elektrostatische afbuiging zijn we in deze cursus reeds tegengekomen bij de elektronenstraalindicatorbuis, de decimale telbuis en de katodestraal-oscillograafbuis, terwijl magnetische afbuiging wordt toegepast bij de televisiebeeldbuizen de radarbuis en de lichtstipaftasterbuis.

### 9.2 De elektrostatische afbuiging.

In 4.3 is reeds behandeld dat elektrostatische afbuiging plaats vindt onder invloed van een elektrostatisch veld tussen twee afbuigplaten, welk veld ontstaat zodra er tussen deze platen een spanning wordt aangelegd. We gaan dit nu nader bekijken en verwijzen naar fig. 9.1. In deze figuur zijn aangegeven de katode, de eindanode van het kanon op een spanning  $V_a$  t.o.v. de katode; een paar afbuigplaten en een scherm.

De afbuigplaten zijn symmetrisch t.o.v. de kanonas gemonteerd zodanig dat tussen deze platen een elektrostatisch dwarsveld opgewekt kan worden dat loodrecht staat op de oorspronkelijke bewegingsrichting van de elektronen.

De elektronen verlaten de eindanode van het kanon met een snelheid  $v_a$ , waarbij volgens formule (7.4) geldt:

$$v_a = \sqrt{\frac{2e}{m} V_a} \quad (9.1)$$

Indien de beide afbuigplaten nu ook een potentiaal  $V_a$  hebben, dan is de gehele ruimte tussen eindanode en scherm dus veldvrij en de elektronen lopen langs rechte banen naar het scherm toe.

Om de bundel af te buigen moet men één plaat aan de spanning  $V_a + \frac{1}{2} V_p$  aansluiten en de andere plaat aan een spanning  $V_a - \frac{1}{2} V_p$ , waarbij  $V_p$  de reeds in 4.3 besproken afbuigspanning voorstelt.

In dit geval is de gemiddelde potentiaal tussen de platen  $V_a$ , dus onafhankelijk van  $V_p$ . De platen hebben nu geen invloed op de snelheid van de elektronen en dus op de fokussing; men spreekt van symmetrische afbuiging. Zijn de (vlak veronderstelde) platen op een afstand  $d$  van elkaar opgesteld, dan is de (konstante) veldsterkte van dit dwarsveld  $\frac{V_p}{d}$  Volt per meter.

We nemen nu aan dat het veld werkzaam is over een zodanige afstand  $l$  dat  $l \gg d$ , zodat randeffekten verwaarloosd mogen worden.

We kiezen nu als nulpunt van het  $x, y$  coördinatenstelsel het punt waar het elektron het veld tussen de platen binnentreedt, zie fig. 9.2

Op een elektron dat op de plaats  $x = 0, y = 0$  in axiale richting in het veld komt werkt een kracht  $K_y$ , die gelijk is aan het produkt van lading  $e$  van het elektron en veldsterkte  $\frac{V_p}{d}$ , dus:

$$K_y = e \frac{V_p}{d} \quad (9.2)$$

T.g.v. deze kracht ondervindt het elektron met massa  $m$  een versnelling  $a_y$  in de richting van de  $y$ -as van:

$$a_y = \frac{K_y}{m} = \frac{e}{m} \frac{V_p}{d} \quad (9.3)$$

In de richting loodrecht op de krachtlijnen van het veld zal het elektron geen versnelling krijgen, daar het veld geen komponent in die richting heeft.

Een tijd  $t$  sec. nadat het elektron het veld is binnengetreten heeft het elektron in de  $y$ -richting een weg  $y$  afgelegd volgens:

$$y = \frac{1}{2} a_y t^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{V_p}{d} t^2 \quad (9.4)$$

In de  $x$ -richting heeft het elektron de konstante snelheid  $v_a$  en legt in deze zelfde tijd  $t$  een weg  $x$  af volgens:

$$x = v_a \cdot t \quad (9.5)$$

De baanvergelijking vindt men door uit (9.4) en (9.5) de tijd  $t$  te elimineren; er volgt dan:

$$y = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{V_p}{d} \frac{x^2}{v_a^2} \quad (9.6)$$

Substitutie van (9.1) in (9.6) geeft tenslotte:

$$y = \frac{1}{4} \frac{V_p}{V_a \cdot d} x^2 \quad (9.7)$$

Uit deze formule volgt dat het elektron binnen het elektrostatische veld van de afbuigplaten een paraboolbaan beschrijft. Heeft het elektron in de x-richting een weg  $l$  afgelegd, dan geldt in het punt P:

$$y_1 = \frac{1}{2} \frac{V_p}{V_a \cdot d} \cdot l^2 \quad (9.8)$$

Zodra het elektron in dit punt P het veld verlaat, zal het zich verder rechtlijnig voortbewegen, en wel in de richting van de raaklijn van de parabool in het punt P.

De hoek die deze raaklijn maakt met de oorspronkelijke bewegingsrichting (met de as dus) volgt na differentiatie van formule (9.7) uit:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left( \frac{dy}{dx} \right)_{x=l} = \frac{1}{2} \frac{V_p}{V_a} \cdot \frac{l}{d} \quad (9.9)$$

Vergelijken we formule (9.8) en (9.9) nader, dan volgt tevens dat:

$$y_1 = \frac{1}{2} l \operatorname{tg} \alpha \quad (9.10)$$

Dit betekent dus dat de raaklijn van de parabool in het punt P steeds de x-as op de halve plaatlengte zal snijden. Dit snijpunt D heet deflektiepunt. Voor praktische beschouwingen kunnen we dus uitgaan van de veronderstelling dat de elektronenbundel in het punt D plotseling met een knik ombuigt.

Uit de formule voor  $\operatorname{tg} \alpha$  (9.9) volgt nog iets merkwaardigs, nl. dat in deze formule  $e$  en  $m$  niet voorkomen, wat dus betekent dat elektronen en ionen over eenzelfde hoek worden afgebogen.

Een nadere berekening leert dat de afbuiggevoeligheid, dit is de grootte van de afbuiging op het scherm per volt spanningsverschil tussen de platen, niet erg groot is. Uit het voorgaande zal het duidelijk zijn dat de afbuiggevoeligheid toeneemt naarmate  $l$  groter,  $d$  kleiner,  $V_a$  lager, of de afstand tussen afbuigplaten en scherm groter wordt.

Verder blijkt het nodig, teneinde een hogere afbuiggevoeligheid te bereiken, de afbuigplaten een meer ingewikkelde vorm te geven; zie b.v. fig. 9.3. U kunt zelf uit de formule voor  $\operatorname{tg} \alpha$  wel afleiden dat bij hoge eindspanningen  $V_a$  (b.v. 18 kV) en grote afbuighoeken  $\alpha$  (b.v.  $\alpha = 45^\circ$ ) enorm hoge afbuigspanningen  $V_p$  vereist zijn, die men in een televisieontvanger bezwaarlijk zou kunnen opwekken. Om deze reden wordt elektrostatische afbuiging alleen toegepast in buizen waar men werkt met lage anodespanningen (max. 3 kV) en kleine afbuighoeken (b.v.  $20^\circ$ ).

Als bijzonderheid van de elektrostatische deflektie in oscillograafbuizen kan nog genoemd worden dat bij de meeste types de anode aan aarde wordt gelegd en de katode met een negatieve hoogspanning wordt verbonden. De afbuigplaten worden rechtstreeks aan de uitgang van de versterkers aangesloten, die gemiddeld op aardpotentialaal staan. Dit is noodzakelijk om ongewenste lenswerking te voorkomen.

De toepassing van elektrostatische afbuiging is reeds uitvoerig behandeld in hoofdstuk 4: de katodestraal-oscillograafbuis.

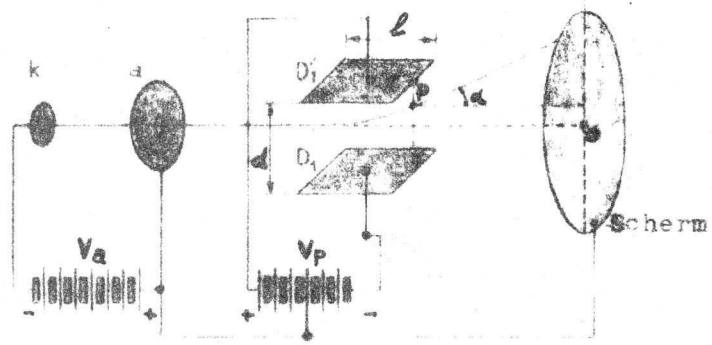


Fig. 9.1

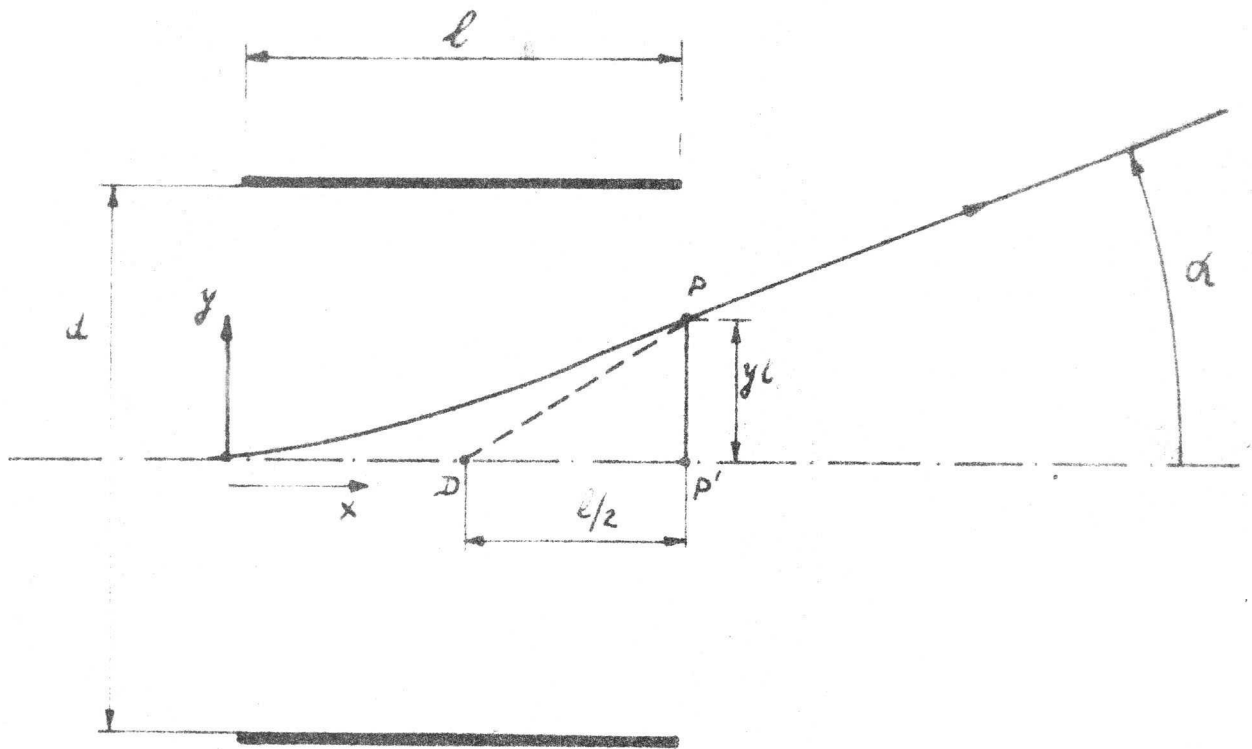


Fig. 9.2

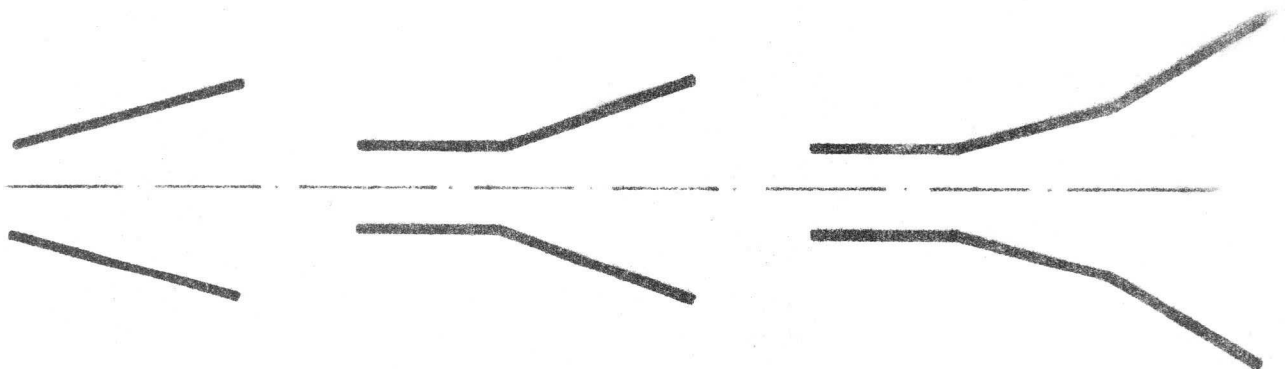


Fig. 9.3

### 9.3. Magnetische Afbuiging.

#### 9.3.1. Theoretische beschouwingen.

Een magnetisch veld oefent op een elektrische stroom een kracht uit, de z.g. Lorentzkracht, zoals we in hoofdstuk 8.1 reeds hebben gezien.

Beschouwen we nu een homogeen magnetisch veld met veldsterkte  $H$  in een richting loodrecht op de buisas, terwijl een elektron met een snelheid  $v$  in de richting van de buisas het veld wordt ingeschoten, dan ondervindt dit elektron een kracht  $K$  volgens :

$$K = e v \mu_0 H \quad (9.11)$$

Deze kracht staat steeds loodrecht op de momentele richting van voortbeweging.

T.g.v. deze kracht loopt het elektron op een cirkelbaan in een vlak loodrecht op de richting van  $H$ . De tangentiale snelheid blijft hierbij  $v$ .

Zoals in hoofdstuk 8.1 reeds werd verklaard volgt de straal  $R$  van deze cirkel uit :

$$R = \frac{mv}{e \mu_0 H} \quad (9.12)$$

In fig. 9.4 is aangegeven dat het veld  $H$  werkzaam is over een lengte  $l$  waarbij wordt aangenomen dat het veld abrupt begint en eindigt (magnetische veldsterkte  $H$  is loodrecht op vlak van tekening). Na het verlaten van het veld, zie punt  $P$ , loopt het elektron verder volgens de raaklijn in  $P$  aan de cirkel. Deze raaklijn snijdt de buisas in  $D$ , het z.g. deflektiepunt. Ten opzichte van de oorspronkelijke bewegingsrichting is het elektron dan afgebogen over een hoek  $\alpha$ .  
Uit fig. 9.4 volgt verder :

$$\sin \alpha = \frac{l}{R} = \frac{l e \mu_0 H}{mv} \quad (9.13)$$

Drukken we nu  $v$  uit in de versnellingsspanning  $V_a$  volgens form. (7.3) :

$$e V_a = \frac{1}{2} m v^2$$

dan volgt :

$$\sin \alpha = \frac{l \mu_0 H}{\sqrt{\frac{2m V_a}{e}}} \quad (9.14)$$

Nu geldt voor kleine afbuighoeken bij benadering :  $\sin\alpha \approx \text{tg}\alpha$ , zodat form. (9.14) dan overgaat in :

$$\text{tg}\alpha = \frac{1}{\mu_0} H \sqrt{\frac{e}{2m V_a}} \quad (9.15)$$

In deze formule blijkt  $\frac{e}{m}$  voor te komen wat niet het geval is in de overeenkomstige formule voor de elektrostatische afbuiging; zie form. (9.9).

Van dit feit maakt men een handig gebruik in een kanon met z.g. ionenval, waarop we in hoofdstuk 10 nog nader zullen terugkomen. Bij niet homogene afbuigvelden moeten we onder  $l$  verstaan de effectieve spoellengte. Beschouwen we n.l. in fig. 9.5 de veldsterkte-verdeling langs de buis van een deflektiespoel met maximale waarde  $H_0$ , dan kan men van deze spoel de effectieve spoellengte  $l_0$  definiëren als de lengte van die denkbeeldige spoel met homogeen afbuigveld, waarvan de afbuiging luistert naar formule (9.14) door hierin voor  $l$  en  $H$  resp.  $l_0$  en  $H_0$  te substitueren, ofwel :

$$l_0 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} H \cdot dz}{H_0} \quad (9.16)$$

Dat betekent dat in fig. 9.5 het oppervlak begrensd door de  $H$  verdeling en de  $z$ -as gelijk is aan het oppervlak van de gestippelde rechthoek (=  $l_0 \cdot H_0$ ).

Uit fig. (9.4) volgt verder :

$$PP' = R (1 - \cos\alpha) \text{ en } DP' = PP' \text{ ctg}\alpha \quad (9.17)$$

zodat uit (9.13) en (9.17) voor  $DP'$  volgt :

$$DP' = l \frac{(1 - \cos\alpha) \cos\alpha}{\sin^2\alpha}$$

Deze formule kan worden omgewerkt tot :

$$DP' = \frac{l}{2} \left( 1 - \text{tg}^2 \frac{\alpha}{2} \right) \quad (9.18)$$

Het deflektiepunt ligt dus, in tegenstelling tot de elektrostatische afbuiging, niet vast, doch verschuift bij toenemende afbuighoek in de richting van het scherm.



Vergelijken we nu de magnetische en elektrostatiche afbuiging met elkaar, dan valt het volgende op :

- 1) De afbuiging is in beide gevallen recht evenredig met de sterkte van het veld; zie  $V_p$  in (9.9) en  $H$  in (9.15).
- 2) De afbuiging is in beide gevallen recht evenredig met de lengte  $l$  van het afbuigveld.
- 3) De grootte van de afbuiging neemt bij magnetische afbuiging in mindere mate af bij toeneming van  $V_a$  dan bij de elektrostatiche afbuiging. Dit maakt magnetische afbuiging aantrekkelijk bij hoge versnellingsspanningen.
- 4)  $e$  en  $m$  hebben bij magnetische - wel en bij elektrostatiche afbuiging geen invloed op de afbuiging.
- 5) De positie van het deflektiepunt is bij magnetische afbuiging afhankelijk en bij elektrostatiche afbuiging onafhankelijk van de afbuighoek  $\alpha$ .
- 6) Magnetische afbuiging heeft nog het voordeel dat de elektronensnelheid bij afbuiging niet door de afbuigvelden wordt beïnvloed, hetgeen bij elektrostatiche afbuiging wel het geval is. Er ontstaat dan een spotvervorming die vooral bij grote afbuighoeken zeer ernstig kan zijn.
- 7) De afbuigvelden voor de horizontale en verticale afbuiging beïnvloeden elkaar bij de elektrostatiche afbuiging, wat niet het geval is bij magnetische afbuiging. In het eerste geval moet men daarom beide afbuigsystemen achter elkaar monteren, terwijl bij magnetische afbuiging beide systemen in elkaar worden gebouwd, waardoor een kortere halslengte en grotere afbuighoeken verkregen kunnen worden.

### 9.3.2. Konstruktie van deflektiespoelen.

Zoals in hoofdstuk 6 reeds werd besproken moet de elektronenstraal in een televisieweergeefbuis een geïnterliniëerd lijnenraster beschrijven. Dit komt tot stand door de werking van twee loodrecht op elkaar staande magnetische velden, waarvan de veldsterkten zaagtandvormig met de tijd veranderen; het ene veld met de rasterfrequentie, het andere met de lijnfrequentie.

Hoe dit in principe in zijn werk gaat is in fig. 9.6 nader aangegeven voor de horizontale zowel als voor de verticale afbuiging. Met het behandelde in de hoofdstukken 4 en 6 spreekt deze figuur voor zichzelf. Opgemerkt kan nog worden dat de magnetische veldsterkte evenredig is met de stroom door de spoel.

Meestal zijn de afbuigspoelen van een ringvormige ferroxcube-kern voorzien waardoor de krachtlijnen gebundeld, dus het magnetisch veld versterkt wordt. Ferroxcube heeft n.l. een kleine magnetische weerstand, doch een grote ohmse weerstand, zodat de wervelstroomverliezen bij de (hoge) lijnfrequentie klein blijven.

Een verder belangrijk punt is de spoellengte. Uit form. (9.15) volgt n.l. dat de afbuiging bij eenzelfde veldsterkte toeneemt naarmate de spoellengte  $l$  groter is; men kan ook zeggen dat de afbuiggevoeligheid dan groot is.

Deze afbuiggevoeligheid wordt behalve door de effectieve spoellengte medebepaald door de spoeldiameter. Deze spoeldiameter is weer afhankelijk van de halsdiameter, de inwendige spoelkerndiameter en de benodigde ruimte voor de windingen. Hoe kleiner de spoeldiameter hoe gevoeliger de spoel wordt.

Nu is het zo dat de spoellengte  $l$  in kanonrichting niet willekeurig vergroot kan worden. Een te lange spoel in deze richting heeft n.l. tot gevolg dat de elektronenbundel bij afbuiging in de hals-konus overgang tegen het glas aanloopt, voordat de rand van het scherm is bereikt. Dit gebeurt ook bij elke willekeurige spoel die in kanonrichting wordt verschoven, zoals m.b.v. fig.9.4 duidelijk zal zijn. Men noemt dit verschijnsel afschaduwen. Uit fig. 9.4 volgt ook nog dat dit afschaduwen bij een bepaalde maximale waarde van  $\alpha$  ten nauwste samenhangt met de positie van het deflektiepunt  $D$ . Een homogene afbuigspoel met gunstige afschaduweigenschappen, dus kleine afstand  $DP'$ , zal echter minder gevoelig zijn, omdat  $l$  dan kleiner moet zijn zoals uit form.(9.18) volgt.

In de praktijk zijn de afbuigspoelen echter allesbehalve homogeen en heeft men door speciale konstruktie-maatregelen een hoge afbuiggevoeligheid en gunstige afschaduweigenschappen weten te combineren, zoals we aanstonds zullen zien.

Wat de vorm van de afbuigspoelen betreft onderscheidt men twee types, zadelspoelen en toroïdspoelen.

Zadelspoelen worden hoofdzakelijk voor de horizontale afbuiging toegepast, terwijl toroïdspoelen speciaal geschikt zijn voor de verticale afbuiging.

De eenvoudigste vorm van een zadelspoel is in fig. 9.7a aangegeven en van de eenvoudigste toroïdspoel in fig. 9.8a.

Fig. 9.9 toont hoe de spoelen op de ferroxcube ring gewonden worden. Om deze figuur niet te gekompliceerd te maken, zijn gesloten windingen getekend en zijn de aansluitdraden weggelaten. Het verloop van de krachtlijnen is voor één bepaalde richting van de stroom in de figuren 9.7b en 9.8b aangegeven voor de zadel- resp. toroïdspoel.

In de praktische uitvoering bestaan de spoelen uit vele windingen, waarbij ook de windingsverdeling nog van groot belang is. In afbeelding 9.10 is een zadelspoelhelpt te zien, zoals deze voor  $110^\circ$  beeldbuizen wordt gebruikt.

Duidelijk is hier de zadelvorm te bespeuren. De ene zadeltop is zodanig omgebogen dat deze het contour van de ballon volgt. Hierdoor wordt de spoel effectief naar voren verlengd. Het deflektiepunt schuift dus in de richting van het scherm en de spoel wordt daardoor minder kritisch voor afschaduwten. Op deze wijze kan men een optimaal kompromis afbuiggevoeligheid/afschaduwveiligheid bereiken.

In afbeelding 9.11 is een halve toroïdspoel te zien, gewikkeld op een ferroxcubekernhelpt. De vorm van de kern is zodanig dat de combinatie van lijn en beeldspoel zo goed mogelijk het contour van de ballon volgt. Voor een afbeelding van de combinatie zie fig. 9.12. Twee van zulke spoelcombinaties vormen samen de complete deflektiespoel. Ze worden vaak ingegoten samen met een kunsthars huis, waaraan tevens een aantal permanente korrekciemagneetjes kunnen worden bevestigd.

Men kiest de wikkeldverdeling van lijn en beeldspoel, om redenen waarop we hier niet verder kunnen ingaan n.l. meestal zo dat de spoel zonder deze korrekciemagneten een raster schrijft dat een weinig kussenvormig is. Wat dit inhoudt is in fig. 9.13 (overdreven) aangegeven.

De korrekciemagneten dienen er nu voor om het in fig. 9.13 vertekende raster weer recht te maken.

In afbeelding 9.14 tenslotte is een complete deflektiespoel te zien. We onderscheiden in deze afbeelding het volgende :

- bij 1) ruimte voor vaste korrekciemagneet.
- bij 2) axiaal instelbare korrekciemagneet.
- bij 3) klem met poolschoenen en 2 korrekciemagneetjes
- bij 4) centreermagneet.

Deze centreermagneet is vlak achter de deflektiespoel gemonteerd en dient om "het midden van het beeld" met het midden van het scherm te doen samenvallen.

Meestal zal dit n.l. niet zonder meer het geval zijn. Van de oorzaken hiervan kunnen we noemen :

tolerantie-invloeden, invloed aardmagnetische veld of andere magnetische velden uit het televisie-apparaat (b.v. luidspreker).

Zo'n centreermagneet kan b.v. zijn samengesteld uit 2 vlak tegen elkaar gemonteerde, diametraal gemagnetiseerde schijven, welke 2 dwarsvelden produceren. Door nu de schijven t.o.v. elkaar te verdraaien wordt de grootte van het resulterende veld geregeld en door draaiing van het geheel om de buisas wordt de richting van deze resultante ingesteld. Het resulterende veld centreert nu het "beeld" met het scherm.

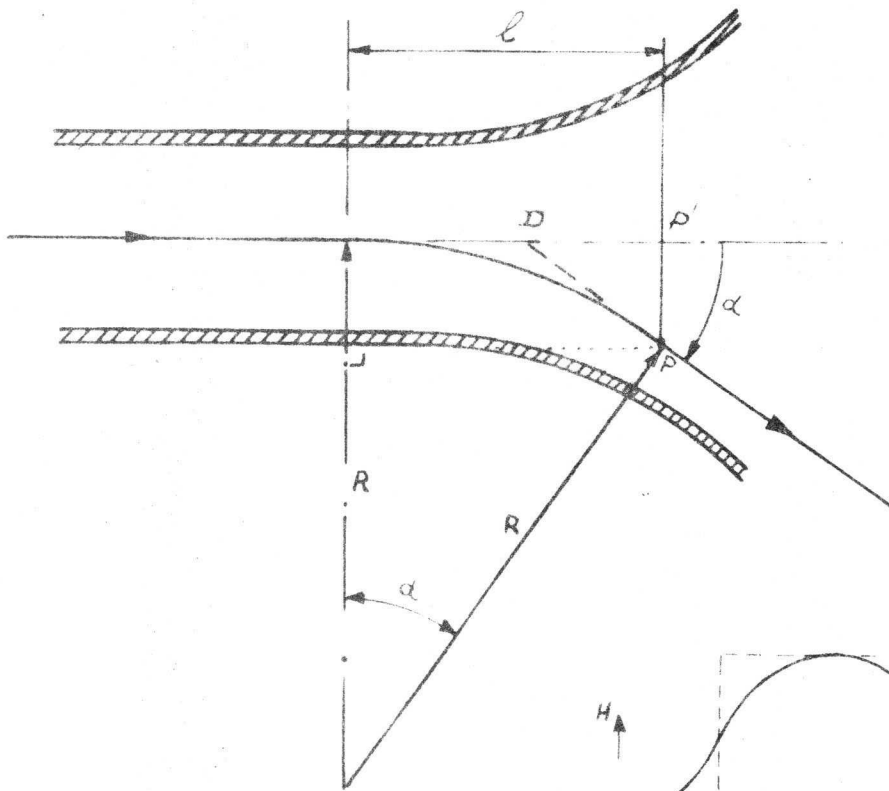


Fig. 9.4

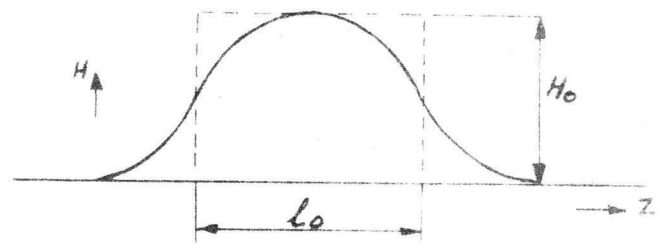


Fig. 9.5

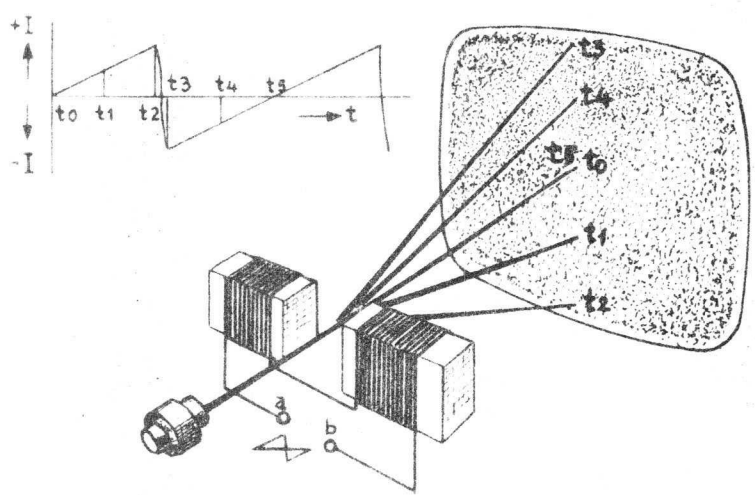
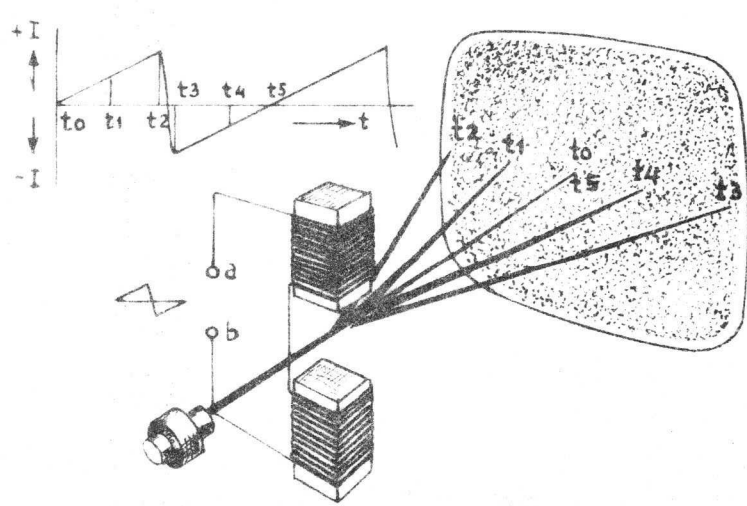


Fig. 9.6



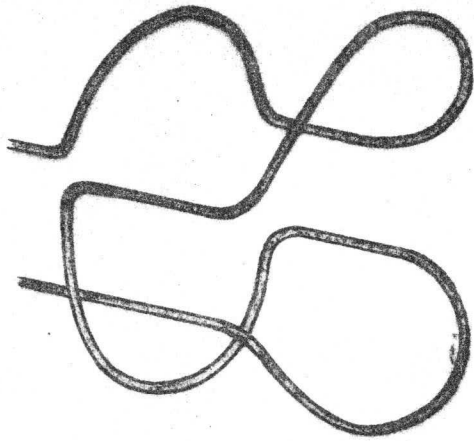
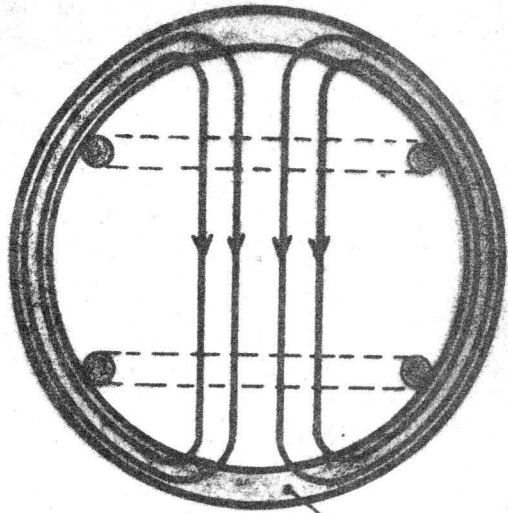


Fig. 9.7



ferroxcubering

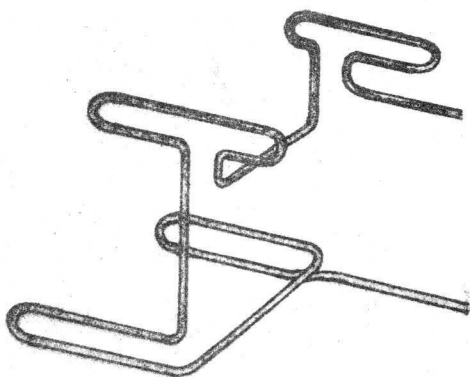


Fig. 9.8

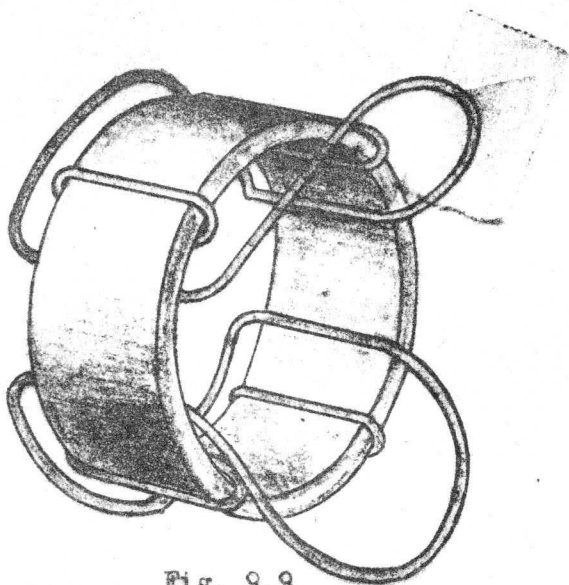
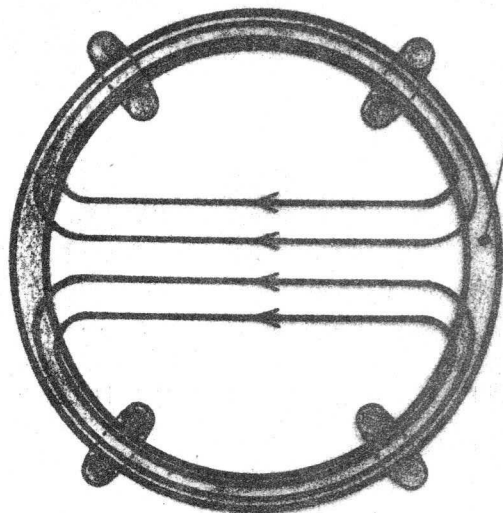


Fig. 9.9

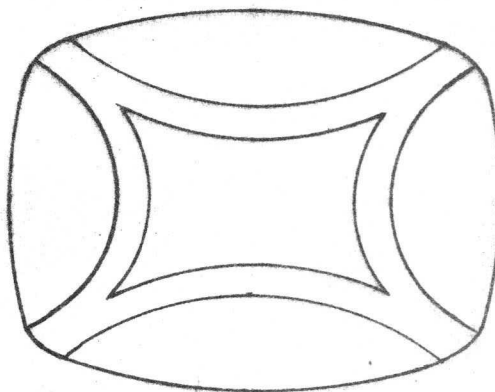


Fig. 9.13

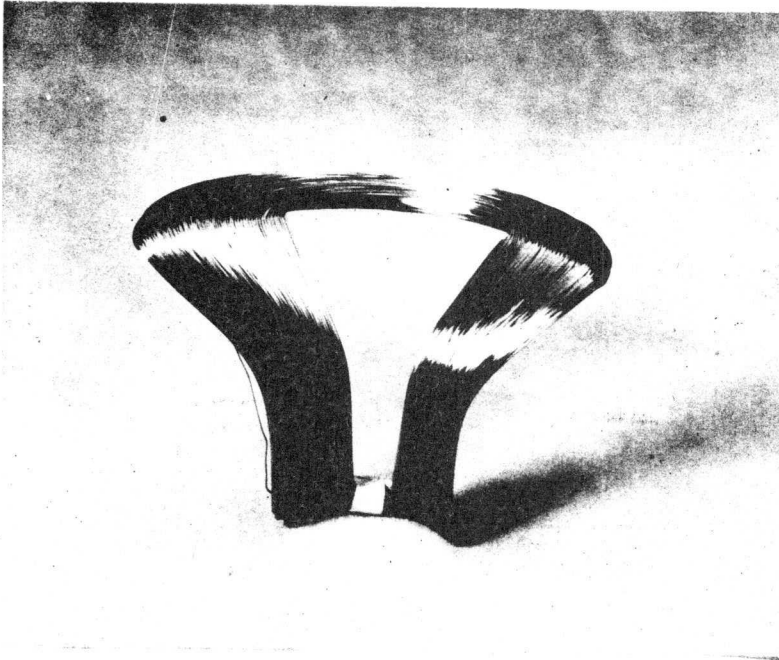


Fig. 9.10

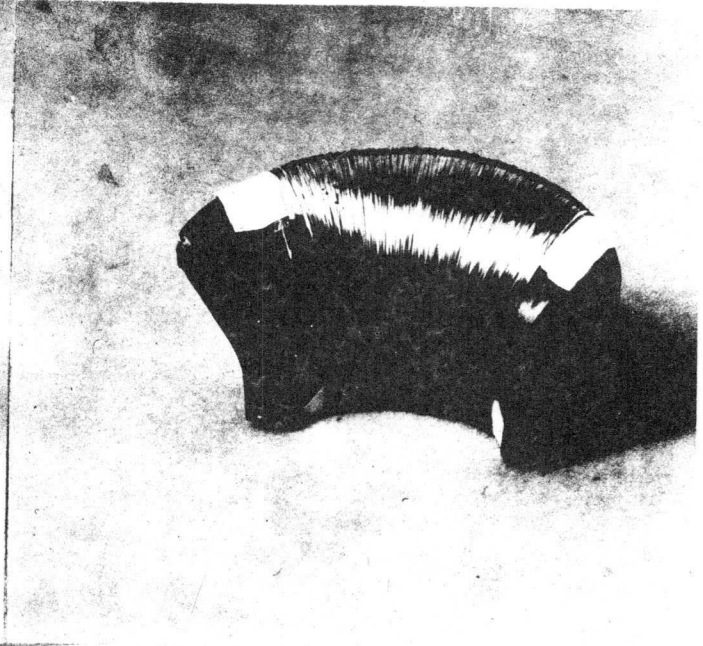


Fig. 9.11

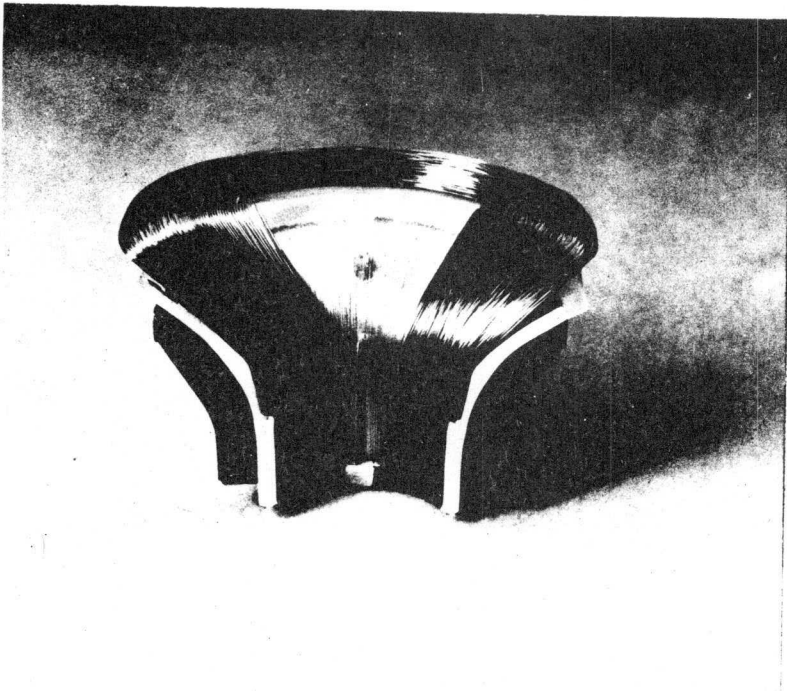


Fig. 9.12

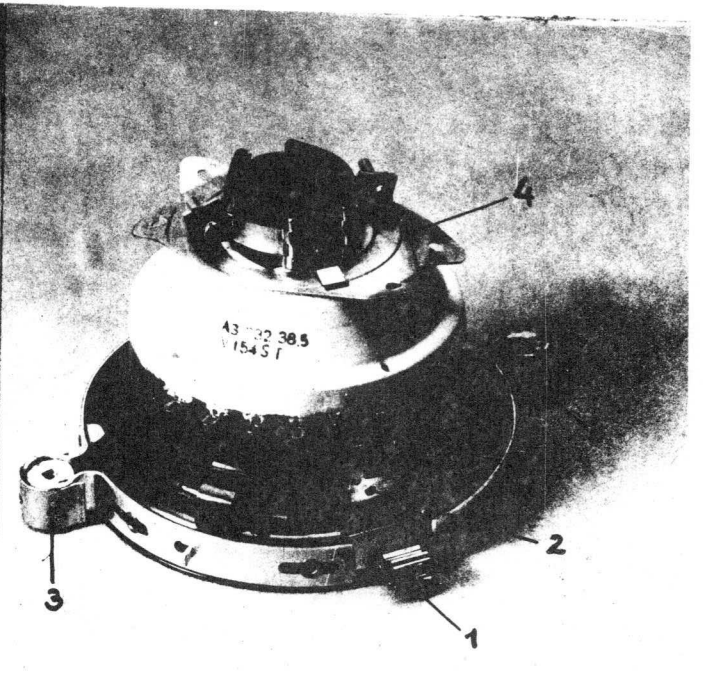


Fig. 9.14

10.

### De direkt zichtbeeldbuis voor zwart - wit Televisie II.

Na deze uitvoerige behandeling van de beweging van elektronen in elektrostatische en magnetische velden zullen we nu een moderne beeldbuis nog eens wat nader bekijken.

Als eerste moeten we even stilstaan bij de afmetingen. In de loop van de jaren heeft men eerst ronde beeldbuizen en daarna rechthoekige beeldbuizen gemaakt met schermafmetingen gemeten over de diagonaal van  $\approx 20$  tot  $\approx 70$  cm.

Het is duidelijk dat bij toenemend schermoppervlak ook de lengte van de beeldbuis en dus de diepte van het televisie-apparaat toeneemt. Om de beeldbuis weer te verkorten heeft men daarom de maximale afbuighoek vergroot van  $50^\circ$  via  $70^\circ$  en  $90^\circ$  naar  $110^\circ$  bij de modernste beeldbuizen, terwijl men gelijktijdig kortere elektronenkanonnen heeft ontwikkeld.

Voor een overzicht van enkele types beeldbuizen, zie fig. 10.1, terwijl in fig. 10.3 enkele elektronenkanonnen van de laatste jaren zijn weergegeven, gemonteerd op een (nog niet afgesmolten) plaatstel. Tevens is vermeld in welke buistypes ze worden toegepast.

We zullen nu twee types beeldbuizen nader bekijken en wel een buis van het type AW 43-80, een 43 cm (=17")  $90^\circ$  beeldbuis met ionenvalmagneet en een buis van het type A 47-11W, een 47 cm (=19") implosievaste  $110^\circ$  beeldbuis.

10.1

#### De AW 43-80 $90^\circ$ Beeldbuis.

In fig. 10.4 is een achterzij-aanzicht van deze beeldbuis te zien met er omheen de ionenvalmagneet en de afbuigspoel. Het "konus"-glas is gedeeltelijk weggenomen, zodat U een idee krijgt over de glasdikte. Ook is een gedeelte van de deflektiespoel opengewerkt, zodat het elektronenkanon beter zichtbaar wordt. In fig. 10.5 is van deze buis de langs-doorsnede getekend.

Het getal 43 in de type-aanduiding heeft betrekking op de afmeting van de ballon op de schermdiagonaal; ook de maximale afbuighoek van  $90^\circ$  is gemeten in diagonaalrichting.

Bekijken we nu het elektronenkanon in fig. 10.5 wat nader. Elektronen worden geëmitteerd door een indirect verhitte katode. Onder nominale condities is de gloeispanning 6,3 Volt bij 300mA, zodat deze buis zowel in een 300 mA serie - als 6,3 Volt parallelcircuit toegepast kan worden. De emissie, sturing, voorfokussing en versnelling van de elektronen vindt plaats in het gebied katode,  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $g_3$ ,  $g_4$  op een wijze zoals in de voorgaande hoofdstukken is besproken.

We merken op dat  $g_4$  uit twee delen is opgebouwd, waarvan de assen een hoek met elkaar maken; dit is de z.g. ionenval.

Door deze ionenval wordt voorkomen dat negatieve ionen die in de omgeving van de katode gevormd zijn het scherm kunnen bereiken. Zonder deze "val" zouden ze evenals de elektronen door de verschillende velden in de buis versneld, gefokuseerd en afgebogen worden.

Echter volgt uit form (9.15) voor magnetische afbuiging dat  $t_g$  evenredig is met  $\sqrt{\frac{e}{m}}$ .

In het gunstigste geval, nl. bij een negatief waterstofion, is de afbuiging daarom ongeveer 43 maal kleiner dan die van een elektron.

Er zal dan een gefokuseerd ionenbombardement plaats hebben op een klein oppervlakje in het midden van het scherm. Na enige tijd zal de fosfor daar ter plaatse minder gaan oplichten. De rechthoekige donkere vlek die dan zichtbaar wordt noemt men ionenvlek. Men kan dit verschijnsel op twee manieren voorkomen.



De eerste manier is de ionenval.

Om de hals van de buis bevindt zich dan voor de knik in  $g_4$  een ionenval-magneet.

Door het magnetische dwarsveld worden de elektronen zodanig afgebogen dat ze in de richting van de buisas in de hoofdfokuslens ( $g_4 - g_5 - g_6$ ) worden geschoten.

Negatieve ionen echter worden door dit dwarsveld praktisch niet afgebogen en vliegen tegen de wand van  $g_4$  en worden daar ontladen.

Ze lopen a.h.w. in de val; vandaar de naam ionenval.

In fig. 10.2 zijn twee uitvoeringsvormen van ionenvalmagneten aangegeven.

Type a bestaat uit twee permanente magneetjes die door een metalen bladveer tegen de hals van de beeldbuis worden gedrukt. Type b bestaat uit slechts één magneet met poolschoenen, die met 2 bladveren om de hals worden geklemd.

Een nadeel van de ionenval is het noodzakelijke instellen door de gebruiker.

De tweede manier om een ionenvlek op het scherm te voorkomen wordt verkregen door over de fosforlaag heen een aluminiumlaag aan te brengen.

Boven een bepaalde dikte blijkt deze laag nl. nagenoeg ondoordringbaar voor ionen, terwijl de elektronendoorgang bij een voldoende hoge eindanodespanning relatief weinig wordt gehinderd. Alle moderne beeldbuizen zijn dan ook zonder ionenval uitgerust.

We vervolgen nu weer de loop van de elektronenbundel na de  $g_4$ .

De hoofdfokuslens wordt gevormd door  $g_4 - g_5 - g_6$ , een lens van het overlappende unipotentialtype, waarvoor we naar hoofdstuk 8.2 kunnen verwijzen. In de ruimte tussen  $g_6$  en scherm is geen elektrostatisch veld meer aanwezig; dit is een z.g. veldvrije ruimte.

We onderscheiden in fig. 10.5 verder nog een ringband - of pillengetter en enkele centreerveren met welke laatste het kanon in de hals wordt gecentreerd. Voor de functie van de getter verwijzen we naar de behandeling van andere elektronenbuizen.

Na het verlaten van het kanon doorloopt de elektronenbundel het afbuigveld waarvoor we verwijzen naar hoofdstuk 9.

Op het scherm aangekomen moet de negatieve lading van de elektronen weer worden afgevoerd omdat anders het scherm zich negatief zou opladen en nieuw aankomende elektronen zou afstoten.

Vroeger werden de elektronen afgevoerd door de fosforlaag of een daaroverheen aangebrachte laag een secundaire emissiecoëfficiënt groter dan 1 te geven, ofwel door op het schermglas een doorzichtige, geleidende laag (b.v. Tinoxyde) aan te brengen.

Bij moderne beeldbuizen wordt dit ladingtransport echter verzorgd door de over de fosforkorrels opgedampte aluminiumlaag, welke tot ver in de konus doorloopt (laag S). Deze aluminiumlaag maakt in de hals-konus overgang elektrisch contact met een grafietlaag (aquadag), welke zich uitstrekt tot in de hals waar door middel van een contactveer een elektrisch geleidende verbinding met de eindanode van het elektronenkanon tot stand komt. Op deze wijze staat de eindanode dus op schermpotential.

In de AW 43-80 is deze aluminiumlaag nog zo dun dat de ionenval nog niet gemist kan worden.

In de fig. 10.4 en 10.5 is nog te zien hoe de eindanodespanning aan de aquadaglaag wordt toegevoerd, nl. door een metalen doorvoer welke in de konus is ingesmolten bij D en via een aquadagstrip en de opgedampte aluminiumlaag verbonden is met de aquadaglaag in de hals.

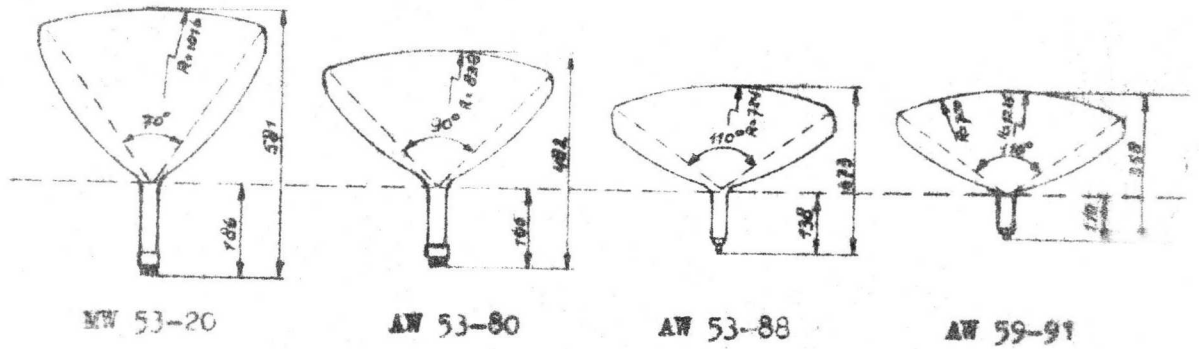


Fig. 10.1

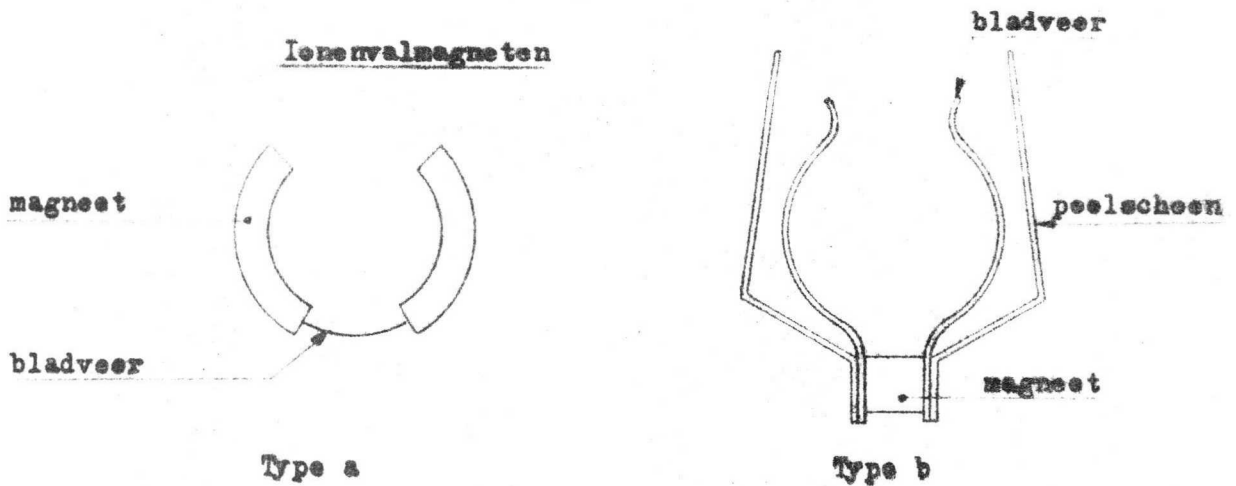
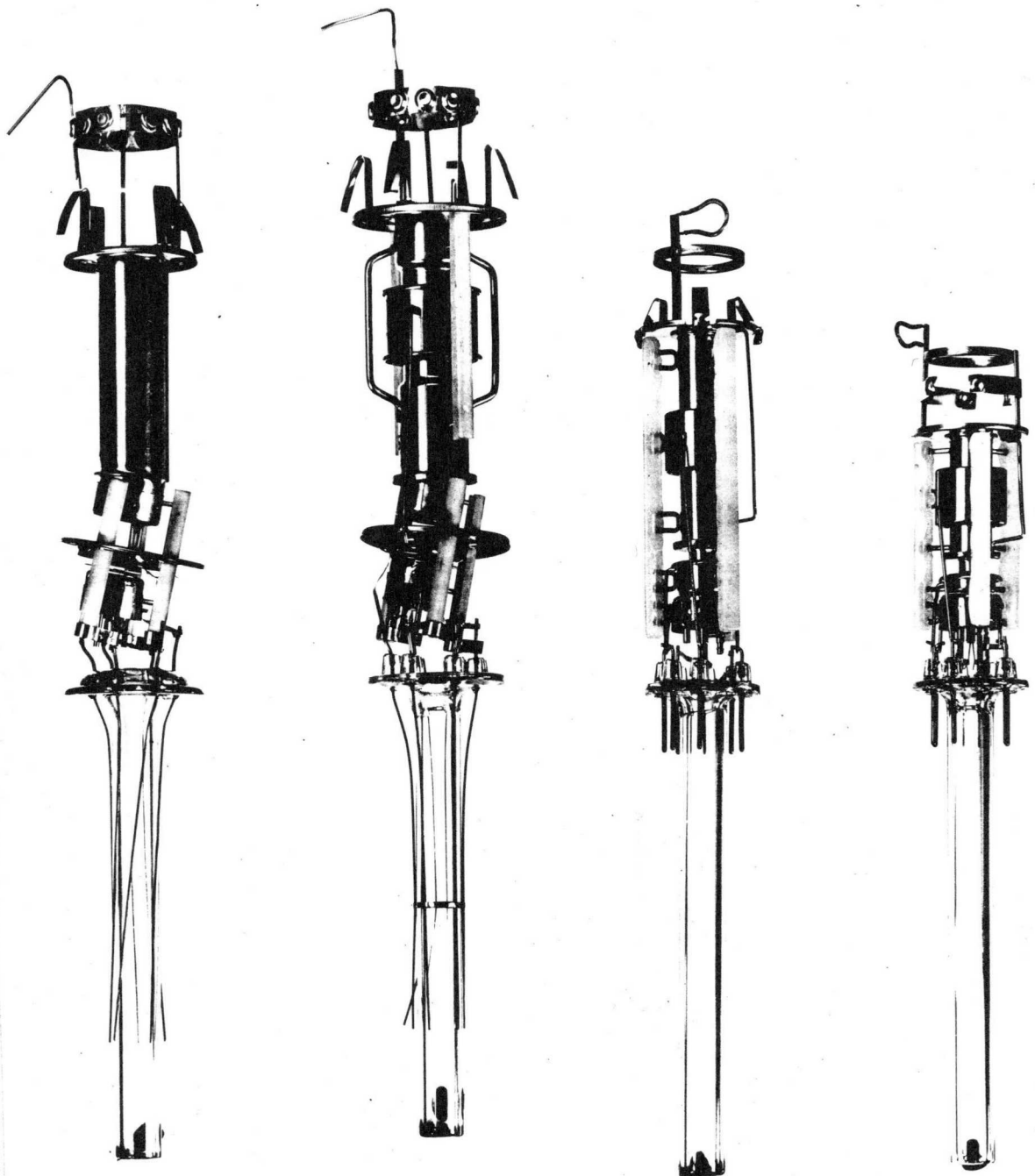


Fig. 10.2

Voorts is in de figuren nog aangegeven een geleidende laag A welke behalve in een gebied om de hoogspanningsdoorvoer D en het spoelgebied aan de buitenzijde van de konus is aangebracht. Deze laag A wordt gewoonlijk aan aardpotentialaal gelegd. De lagen A en S vormen een condensator, bij deze AW 43-80 van  $\approx 1200$  pF, die men als buffercondensator van het hoogspannings PSA gebruikt.



70° - 90°  
magnetisch  
fokus

MW 53-20  
MW 53-80

90°

AW 43-80  
AW 53-80

110°

electrostatisch gefokuseerd

AW 43-88  
AW 53-88  
AW 47-90  
AW 59-90

110°

AW 47-91  
AW 59-91  
A 47-11W  
A 59-11W

Fig. 10.3

-61b-

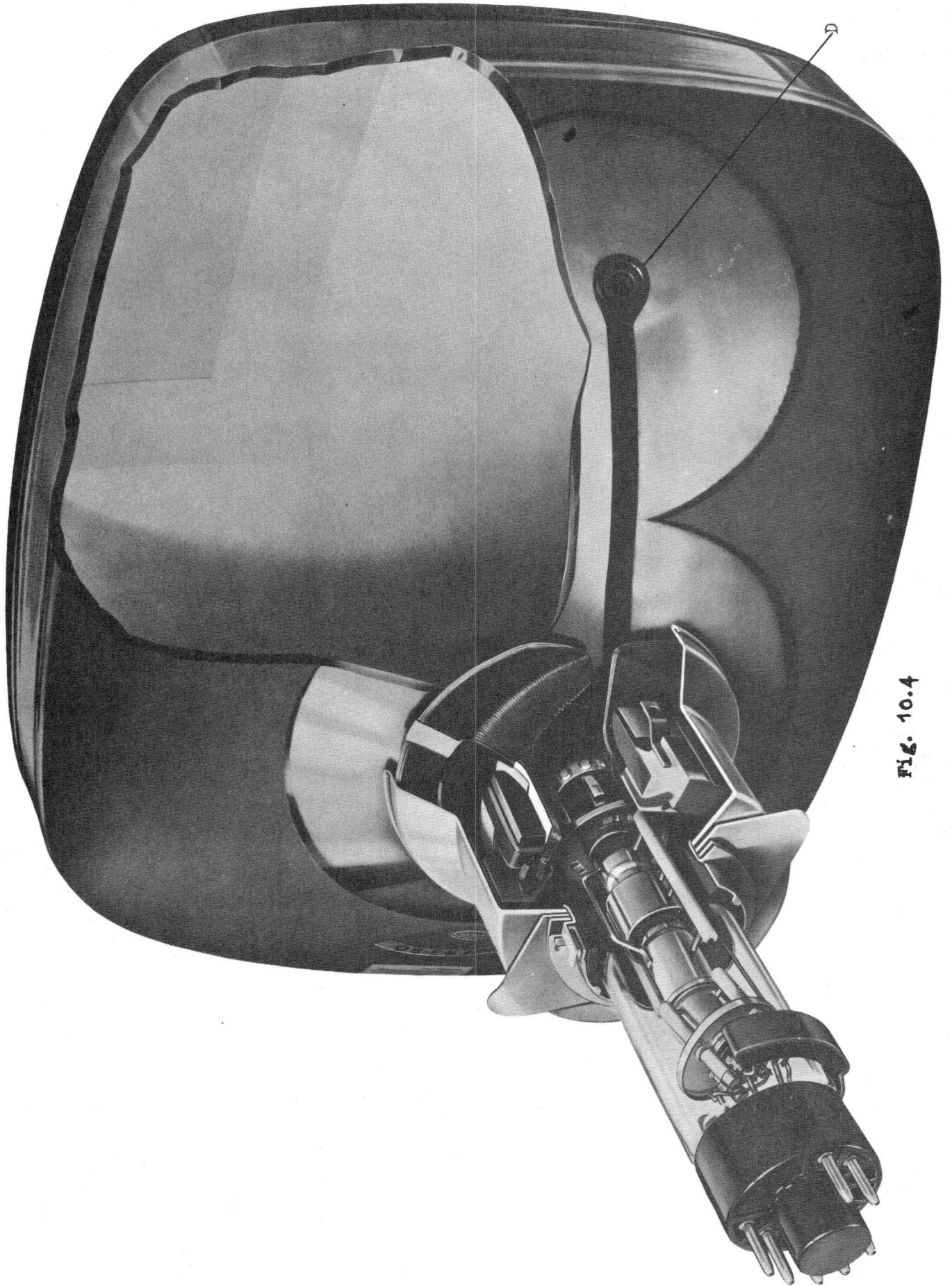


FIG. 10.4

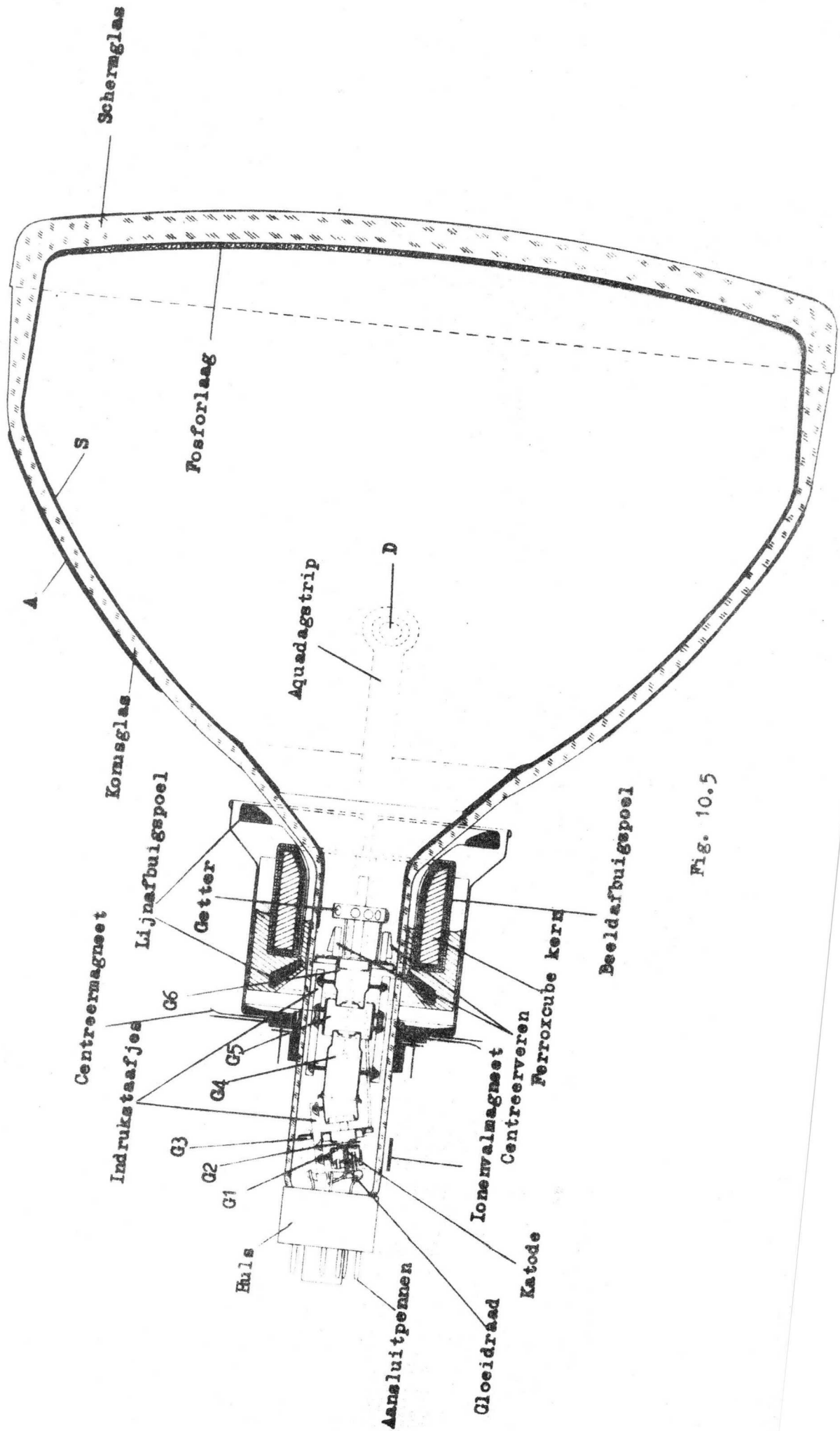


Fig. 10.5

10.2 De A 47-11 W. Implosievaste 110° beeldbuis.

10.2.1 Vergelijking met de AW 43-80 Beeldbuis.

In de ontwikkelingsgang van de beeldbuis is de A 47-11 W samen met de A 59-11 W een der meest recente buizen voor zwart-wit televisie. Beide buizen hebben een afbuighoek van 110°, terwijl de schermen in vergelijking met de 90° 43 resp. 53 cm beeldbuizen meer rechthoekig zijn geworden, waardoor de diagonaalmaat toenam tot 47 resp. 59 cm, ofwel 19" resp. 23".

In fig. 10.6 is een langs-doorsnede in diagonaalrichting van de A 47-11 W getekend, terwijl de schermdoorsnedes in lijn en beeldrichting mede zijn aangegeven (gestippeld).

In vergelijking met de 90° beeldbuis van fig. 10.5 zijn de volgende verschilpunten aan te geven.

- 1.) Kort kanon zonder ionenval.
- 2.) parabolische hals-konus overgang; verkleining van halsdoorsnede.
- 3.) implosievaste ballonkonstruktie, zie 10.2.2

ad 1.) Kort kanon zonder ionenval.

In het vorige hoofdstuk is er reeds op gewezen dat de ionenval gemist kan worden indien over de fosforlaag heen een aluminiumlaag is aangebracht van zodanige dikte dat de ionen voldoende worden afgeremd voor zij de fosfor kunnen bereiken.

Deze techniek heeft men vanaf de eerste 110° buizen toegepast.

Ook is reeds gewezen op de korte kanonlengte van de moderne kanonnen (zie fig. 10.3). In fig. 10.6 blijkt ook nog dat extra winst in buislengte is verkregen door de hulskonstruktie van fig. 10.5 te vervangen door een konstruktie waarbij de aansluitpennen reeds deel uitmaken van het plaatstel. Vergelijk hiertoe ook de kanonnen in fig. 10.3 met elkaar. We wijzen verder nog op de volgende verschillen met het 90° kanon van fig. 10.5.

- a.) Indrukstaafjes van kersima + glas in fig. 10.5 zijn vervangen door multiform (poederglas) vooral i.v.m. betere hoogspanningseigenschappen.
- b.) Centreerveren zijn vervangen door (horizontale) dempingsveren die geen centerende functie meer hebben doch de kanonamplitude, in geval van resonantie van dit kanon door uitwendige oorzaken (luidspreker), moeten dempen. Een goede centrering van kanon t.o.v. hals komt tot stand door de twee onderdelen kanon en plaatstel voldoende star te verbinden en het samenstel kanon + plaatstel en de hals (ballon) voldoende nauwkeuring uit te richten bij het samenstellen (insmelten).  
Vergelijk ook samenstelling kanon - plaatstel van AW 43-80 en AW 47-91 kanon in fig 10.3, doch merk op dat het in deze figuur getekende AW 47-91 kanon nog met 3 centreerveren is uitgerust, in afwijking van de recente versie zoals deze in fig. 8.10 of fig. 10.6 voorkomt.
- c.) De ringband of pillengetter van fig. 10.5 is bij de 110° buis vervangen door een ringgootgetter. Bij het verstuiwen van de getter in fig. 10.6 komt een veel grotere hoeveelheid Barium terecht op het scherm.  
De getterende werking van de vergrote Bariumspiegel is gunstiger, terwijl de Bariumlaag op het scherm naast de Aluminiumlaag mede een rol speelt bij het voorkomen van ionenbranden.

ad 2) In hoofdstuk 9.3 is reeds opgemerkt dat een nauwere hals gunstig is voor de afbuiggevoeligheid van de afbuigspoel. Bij de overgang van de  $90^{\circ}$  naar de  $110^{\circ}$  buizen, welke overgang met een aanzienlijk verlies in afbuiggevoeligheid gepaard ging, heeft men door een nauwere halsdiameter te kiezen (28 mm inplaats van 36 mm) een gedeelte van dit verlies weer goedge maakt. In dit verband is ook de parabolische hals - konusovergang in fig. 10.6 van groot belang, zoals in hoofdstuk 9.3.2 reeds werd aangetoond.

#### 10.2.2 Implosievaste ballonkonstruktie.

Zoals in de voorgaande hoofdstukken duidelijk is gemaakt hebben de zwart-wit beeldbuizen in de loop der jaren een aanzienlijke ontwikkeling ondergaan.

De deflektiehoek werd vergroot; het beeldscherm eveneens, (waarbij dit steeds rechthoekiger werd) en de kanonnen werden verkort.

Dit alles resulteerde in een aanzienlijke reductie van de lengte van de beeldbuis, zodat steeds ondiepere kastontwerpen mogelijk werden.

Als jongste ontwikkeling in deze evolutie staat de implosievaste ballonkonstruktie, de door Philips ontwikkelde Direct Vision buis, ook wel P-buis genoemd.

Bij televisieapparaten wordt nl. gewoonlijk vóór het front van de buis een "veiligheidsruit" geplaatst voor het geval de buis mocht "imploderen" (zie ook hoofdstuk 6.3a en b). Hieronder verstaat men het onder bepaalde ongunstige omstandigheden plotseling ineensstorten van de buis onder invloed van de atmosferische druk.

De ballon is steeds zo ontworpen dat hij de spanningen t.g.v. de atmosferische druk kan weerstaan.

Bevinden zich echter in het glasoppervlak krasjes of andere beschadigingen en wordt dit glas bovendien aan vocht en temperatuurwisseling blootgesteld, dan bestaat de kans dat die krasjes, indien zij zich toevallig bevinden in een gebied dat onder trekspanning staat, geleidelijk aan dieper worden. Het glas wordt ter plaatse steeds verder verzwakt of "vermoeid".

Neemt de sterkte zodanig af dat een spontane breuk ontstaat, dan zal de barst zich zeer snel over het gehele ballonoppervlak voortplanten en vertakken, nog voordat het luchtdrukverschil zich door de ontstane opening heeft kunnen vereffenen.

De ballonscherven worden dan naar binnen geworpen en vervolgens aan de voorzijde weer naar buiten geslingerd.

Ter bescherming van de omgeving tegen deze regen van glasscherven is in elk televisieapparaat tot voor kort een veiligheidsruit toegepast. Het is duidelijk dat dit geen bescherming biedt voor een onderhoudstechnicus, noch voor degene die bij de fabricage de buis moet hanteren. Deze en nog enkele andere redenen hebben geleid tot de ontwikkeling van een buis waarbij de implosie zelf absoluut voorkomen wordt en derhalve alle beschermingsmaatregelen overbodig zijn.

Wat hiertoe aan de ballon gedaan moet worden volgt uit fig. 10.7

In deze figuur is getekend de ballondoorsnede over een vlak waar de spanningen in het buitenoppervlak het grootst zijn. Er bestaan twee zulke vlakken en wel zijn dit de twee symmetrievlakken door de as van de buis.

Nu wordt de sterkte van een geëvacueerde ballon, die blootgesteld is aan de atmosferische druk, voornamelijk bepaald door de plaatsen waar de tangentiële normaalspanningen aan het buitenoppervlak een trekkracht uitoefenen. Deze tangentiële spanning heeft een komponent in het vlak van tekening van fig. 10.7 ( $\angle 1$ ) en een komponent loodrecht hierop ( $\angle 2$ ). In fig. 10.7 zijn  $\angle 1$  en  $\angle 2$  aangegeven met de omtrekslijn van de ballon als absislijn. Loodrecht hierop is in elk punt de grootte van de spanning uitgezet; trekspanningen naar buiten en drukspanningen naar binnen.

Voor de duidelijkheid zijn  $\sphericalangle 1$  en  $\sphericalangle 2$  aan verschillende zijden van de ballon uitgezet. Trekspanningen blijken alleen op te treden in het randgebied tussen a en a' en b en b'. Het grootste deel van de ballon bevindt zich dus onder drukspanning. Kwalitatief is in andere vlakken door de as van de buis eenzelfde spanningspatroon aanwezig.

Uit het voorgaande volgt dat het bedwingen van een implosie mogelijk moet zijn door om het randgebied van de ballon dat onder trekspanning staat een bandage aan te brengen dat op deze plaats alle vormverandering en uitzetting van de omtrek tegengaat en aldus de verwijding van een eventuele barst begrenst en de voortplanting daarvan stuit.

Het schermgedeelte van het trekspanningsgebied komt niet voor bedekking met een bandage in aanmerking, doch is ten gevolge van zijn vorm (bolvorm) reeds sterk genoeg.

In fig. 10.6 is deze bandage aangegeven. Zij bestaat uit een metalen band, die de ballon met enige tussenruimte omgeeft en tevens dienst doet als gietmal voor de polyesterhars die deze ruimte opvult.

Tevens worden in de 4 hoekpunten bevestigingsoren mee ingegoten waarmee de buis op eenvoudige manier in de kast kan worden bevestigd.

In fig. 10.6 is verder te zien dat de konus voorzien is van een dunne laag glasweefsel die met hars is bespoten. Deze laag dient om eventuele tegen de konus aanvliegende schermdelen op te vangen en zodoende hun uitwerking te beperken.

Voor een afbeelding van de A 59-11 W zie fig. 10.8

Uitgebreide beproevingen hebben aangetoond dat de toegepaste methode doeltreffend is.

Als voordelen van deze implosievaste beeldbuis kunnen verder nog worden genoemd:

- 1.) Gewicht is  $\approx 20\%$  minder dan konventionele buis + bevestigingsmateriaal + beschermingsruit.
- 2.) Eenvoudiger montage in kast.
- 3.) Nieuwe mogelijkheden voor het kast-ontwerp.
- 4.) Geen last van stof in ruimte tussen buis en beschermingsruit.
- 5.) Verbetering van beeldcontrast door het verminderen van het aantal reflekerende glas-lucht overgangen; zie ook hoofdstuk 6.3b.



A 47-11 W

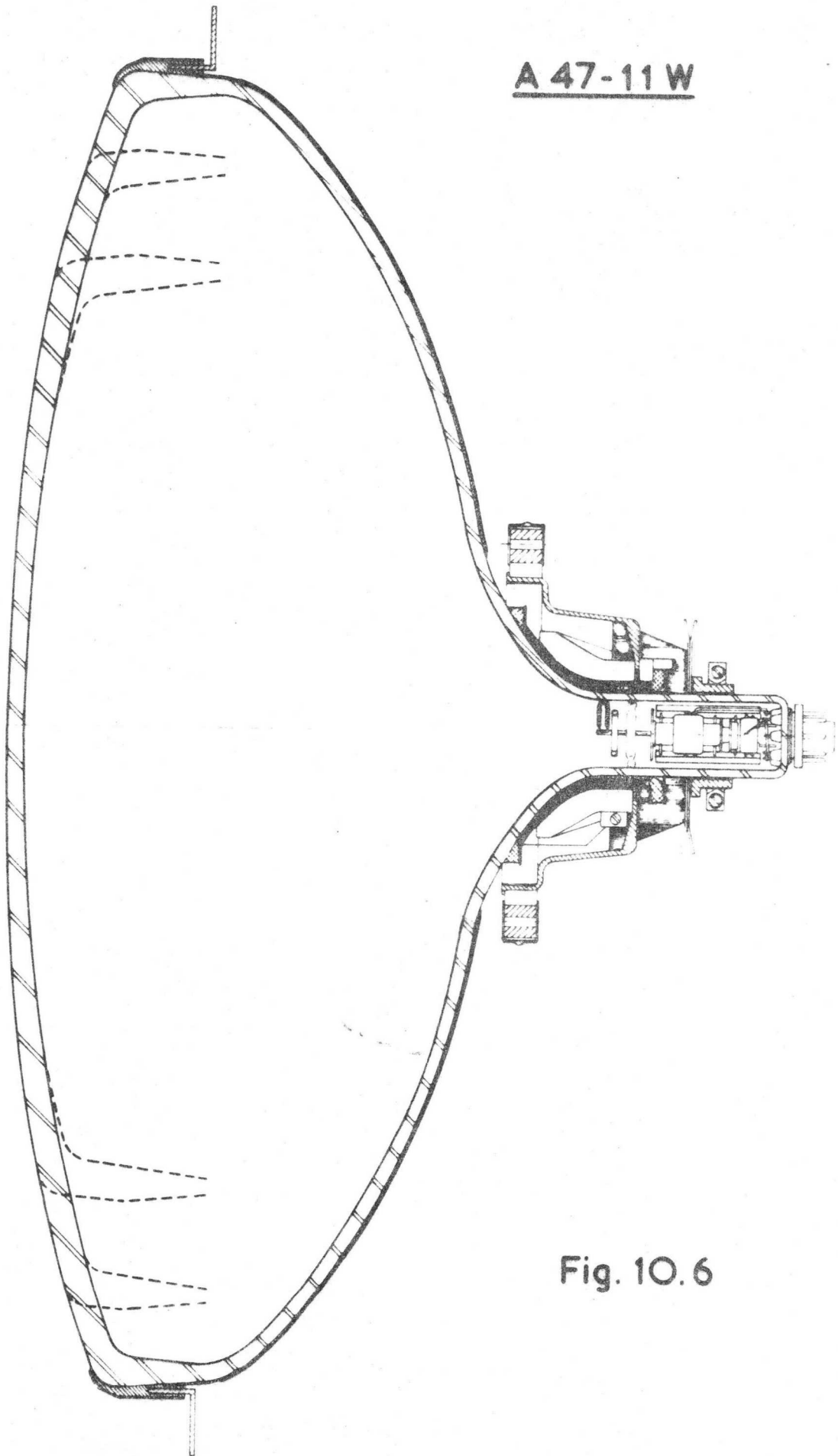


Fig. 10.6

- 64 b -

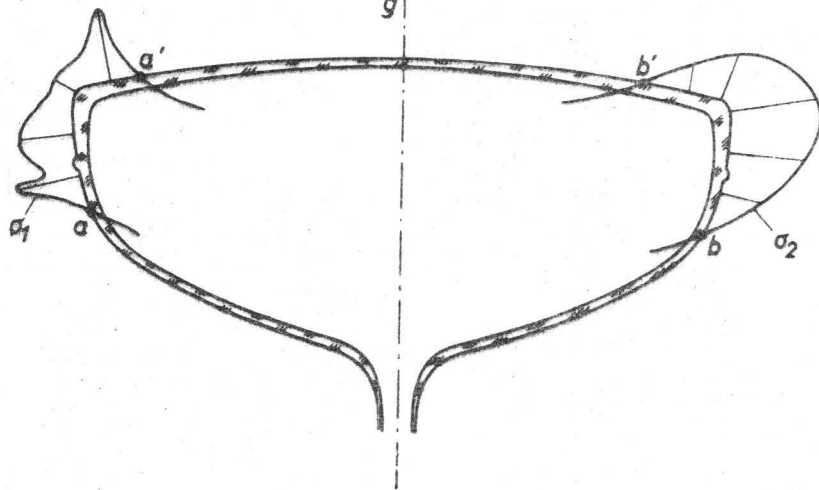


fig. 10.7

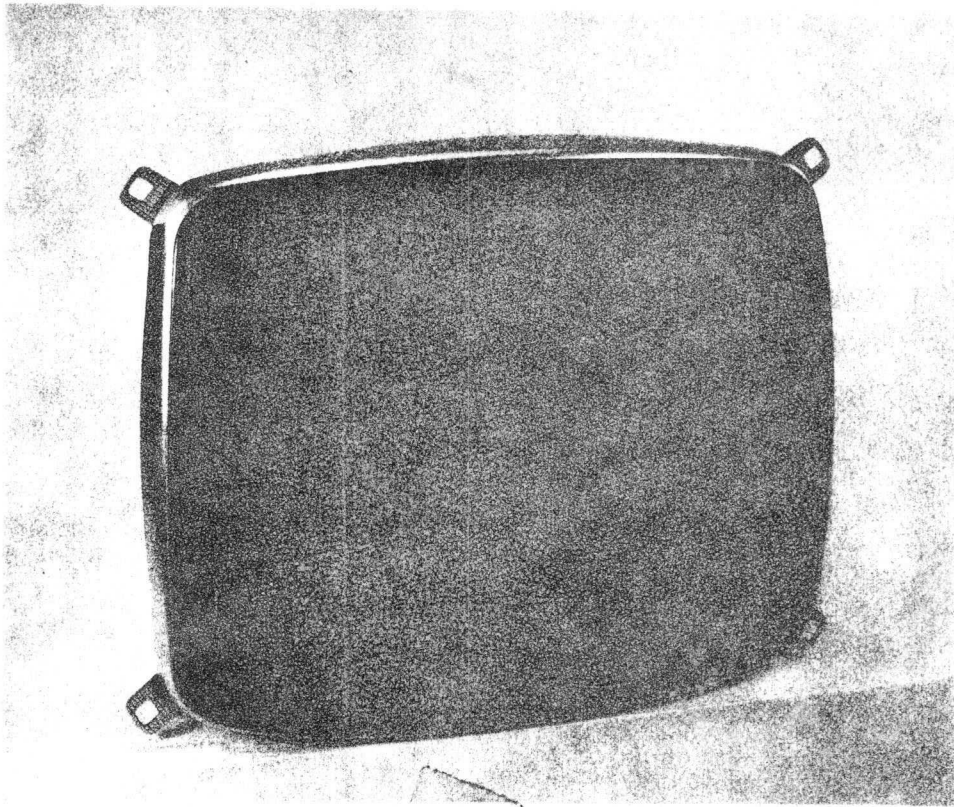
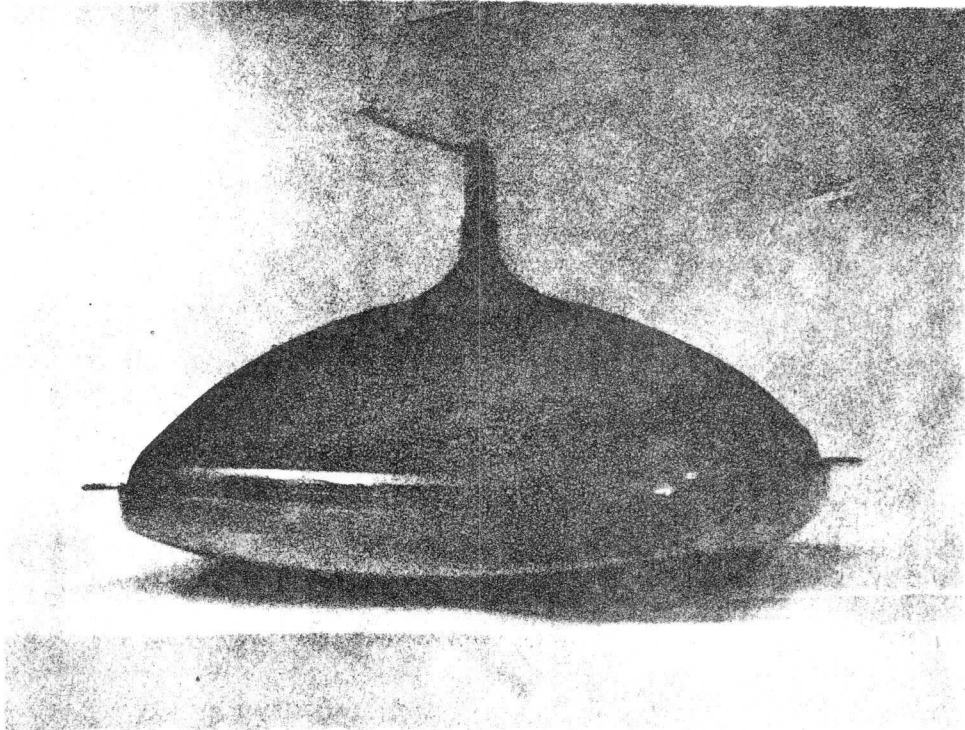


fig. 10.8



11. Het meten van oscillograafbuizen en zwart - wit T.V. buizen (Inleiding tot het praktisch werk).

11.1 Algemeen.

Het meten van oscillograafbuizen gebeurt volgens het meetvoorschrift van het betreffende buistype en de toelichtingen bij het controleren van oscillograafbuizen RV - 6 - 4 - 0/403 en RV-6-3-0/402.

Voor het meten van zwart - wit T.V. buizen bestaan overeenkomstige voorschriften en toelichtingen, zoals:

Handleiding bij het meten van D.Z. buizen volgens de L-eis RV-6-3-0/405.

Toelichtingen voor het controleren van het schermglas RV-6-4-57/408 en RV-6-4-57/416.

Enkele metingen zullen hier uitvoeriger worden beschreven.

11.2 De gasmeting.

Evenals met het elektrodesysteem van een radiobuis kan men ook met het kanon van een katodestraalbuis de restgasdruk van de betreffende buis meten.

Het principe van deze methode is dat men een gedeelte van de in de ballon aanwezige gasmoleculen door botsingen met snel bewegende elektronen ioniseert, waarbij positieve en negatieve gasionen ontstaan.

De negatieve ionen zijn moeilijk van de elektronen af te splitsen (magneetveld - vergelijk met ionenvlek beschreven in hoofdstuk 10) en dus voor de gasmeting onbruikbaar.

De positieve ionen kan men echter gemakkelijk op een negatieve elektrode opvangen. Zij nemen uit deze elektrode een elektron op en worden daardoor weer neutraal. De hierdoor in de uitwendige keten ontstane elektronenstroom, die echter meestal ionenstroom wordt genoemd, is evenredig met de restgasdruk en met de ioniserende elektronenstroom in de buis.

De gevoeligheid van deze meting, dus de verhouding ionenstroom/ioniserende elektronenstroom, hangt af van de geometrie van het elektrodesysteem en de aangelegde spanningen.

In fig. 11.1 is het meetschema weergegeven en zijn enkele elektronenbanen en banen van positieve ionen te zien.

Volgens het meetvoorschrift van de A59-11W wordt de  $V_{g2}$  op 250 Volt ingesteld en wordt de ioniserende elektronenstroom ingesteld op  $400 \mu A$  door de  $-V_{g1}$  te regelen.

De bundelvorming in het triodegedeelte geschied zoals in hoofdstuk 7.5 is beschreven.

Na het passeren van het  $G2$  - gat worden de elektronen echter door de negatief ingestelde  $G3$  afgeremd ( $V_{g3} = -40V$ ). Hierdoor worden de elektronen zoals men dat noemt gespiegeld en lopen terug naar de  $G2$ .

De positieve ionen worden onder invloed van de negatieve  $G3$  versneld en door deze  $G3$  opgevangen. ( $-I_{ag3g5}$ ).

Deze ionenstroom is zeer klein, in de grootte orde van  $10^{-10}$  -  $10^{-8}$  Ampere.

De gasdruk wordt bij deze meting uitgedrukt in nA ionenstroom. Om hieruit de absolute gasdruk te bepalen is een ijfing vereist, die echter nog afhankelijk is van de samenstelling van het restgas.

Het is duidelijk dat hierdoor aan deze gasmeting geen absolute, doch alleen een relatieve waarde kan worden toegekend.

Voor het verkorte kanon (zie fig. 10.3 geheel rechts) geldt voor een "normale" restgassamenstelling:  $100 nA = 1$  eenheid =  $10^{-5}$  mm Hg.

De restgasdruk van dit type buizen ligt ongeveer tussen  $10^{-7}$  en  $10^{-5}$  mm Hg.

De gasdrukmeting op de bovenbeschreven manier wordt uitgevoerd bij de fabricage en levensduurtesten van KSB's. Vooral bij levensduurtesten is men vaak niet alleen in de gemiddelde restgasdruk geïnteresseerd, doch ook in de restgassamenstelling.

In het ontwikkelingslaboratorium kan deze restgassamenstelling bepaald worden met het zg. omegatron. In het kader van deze cursus zal hier niet verder op in worden gegaan.

### 11.3 De meting van de spotdiameter.

#### 11.3.1 Meetapparatuur.

Voor het beoordelen van de kwaliteit van een katodestraalbuis is de intensiteitsverdeling in de lichtstip of spot die op het scherm verschijnt, indien de deflektie wordt uitgeschakeld, van groot belang.

Meestal heeft deze intensiteitsverdeling de gedaante als in fig. 11.2 is aangegeven.

Het meten van deze intensiteitsverdeling kan op verschillende manieren gebeuren, doch deze metingen zijn als regel tijdrovend, vereisen een uitgebreide apparatuur, terwijl de interpretatie van de meetresultaten niet eenvoudig is.

Om een eerste-orde indruk van een buis te krijgen is het daarom eenvoudiger de spotgrootte te meten met een (10x) vergrotend mikroskoop + meetokulair. Men stelt hiertoe de mikroskoop scherp op de fosforkorrels van het fluorescentiescherm en meet dan de diameter van de nog juist licht gevende zone van de stilstaande spot.

Het kanon mag bij deze meting echter niet continu stroom leveren omdat dan de fosfor door de plaatselijk hoge temperatuur onmiddellijk zou verbranden, de Aluminium zou verdampen en een gat in het glas gesmolten zou worden. Daarom wordt de bundelstroom door middel van impulsen intermitterend onderdrukt, zodat slechts gedurende een fractie van de tijd elektronen op het scherm vallen; zie fig. 11.3.

Het is hierbij van essentieel belang dat gedurende de top van de puls de gewenste en vooraf met ingeschakelde deflektie, ingestelde stroom inderdaad tot stand komt.

Op fabrieksmeet tafels meet men meestal wegens het gevaar van inbranden van het scherm tijdens de schakelmanipulaties niet met een stilstaande spot, maar met een z.g. spotraster.

De deflektie wordt hier niet uitgeschakeld. De bundelstroom wordt door een elektronische apparatuur op bepaalde tijden tot de gewenste stroomwaarde gepulst. Er ontstaan hierdoor op het scherm een aantal stilstaande spots die men kan meten.

Het nadeel van deze methode is dat door de horizontale afbuiging de spot in deze richting iets wordt uitgerekt (pulstijd > lijnelement) terwijl de spots meestal ook iets trillen (overspreken) en flikkeren (25 Hz); men meet dan te grote waarden.

Voor beide meetmethodes wordt de bundelstroom automatisch gepulst tot de gewenste en vooraf ingestelde waarde d.m.v. een schakelbuis. In fig. 11.4 is het principeschema van deze schakeling weergegeven.

De werking van deze schakeling is als volgt.

Bij geopende schakelaar S kan er door de schakelbuis (EL 34) geen stroom lopen en treedt er dus over de weerstand R geen spanningsval op.

Het rooster 1 van de beeldbuis is dan direct verbonden met het negatieve Vg1 PSA, zodat de bundelstroom op elke gewenste waarde kan worden ingesteld, waarbij de deflektie natuurlijk ingeschakeld behoort te zijn.

De bundelstroom is b.v. af te lezen op de meter in de katodeleiding.

Als men echter de schakelaar S sluit trekt de EL 34 stroom, zodat er over de weerstand R een spanningsval optreedt, die zo groot is gekozen dat hierdoor de beeldbuis volledig wordt afgeknepen.

Aan het suurooster van de EL 34 worden nu korte impulsen toegevoerd.

Gedurende de tijd  $\tau$  wordt de EL 34 volledig afgeknepen en valt er over R dus geen spanning wat tot gevolg heeft dat het rooster van de beeldbuis precies op de ingestelde Vg1 spanning staat. M.a.w. gedurende de tijd  $\tau$  wordt de beeldbuis tot de vooraf ingestelde stroomwaarde uitgestuurd; zie fig. 11.3-

Opgemerkt moet nog worden dat er aan de vorm van de puls die uiteindelijk op het rooster van de beeldbuis terecht komt hoge eisen worden gesteld t.a.v. de stijgtijd en de vlakheid van de top. In verband hiermee is de totale capaciteit in het EL 34 anodecircuit van groot belang.

Teneinde deze capaciteit voldoende klein te maken teneinde hiermee een kleine spreiding van apparaat tot apparaat te verkrijgen, wordt het schakelbuiscircuit vlak bij de buisvoet van de beeldbuis gebouwd.

De pulsduur voor een stilstaande spot van de G1 puls is 250 n sec.

(50% breedte), de stijgtijd 25 n sec. (tussen 10 en 90% van de pulsamplitude) terwijl de amplitude 125 Volt bedraagt.

Voor de opwekking van de stuurpuls voor de schakelbuis, welke puls een amplitude van 50 Volt moet hebben, worden verschillende methodes toegepast.

### 11.3.2 Toepassingen.

Beperken we ons vooreerst tot het midden van het scherm van een beeldbuis met een drie-elektrodelen als hoofdfokuslens, dan is de spotdiameter afhankelijk van de ingestelde bundelstroom en de instelling van deze fokuslens, (de fokusspanning dus).

Bij elke bundelstroom kunnen we de fokusspanning zodanig instellen dat de spotdiameter minimaal wordt; dit is de z.g. optimale fokusconditie.

Het blijkt nu dat de diameter  $d_s$  die we nu meten ongeveer overeenkomt met de 5% waarde van de intensiteitsverdeling; zie fig 11.2.

Nu hebben we in hoofdstuk 7.5 gezien dat er bij elke bundelstroom een verschillende optimale fokusinstelling hoort. Dit betekent dus dat bij een konstante fokusspanning zoals deze in de praktijk voorkomt niet alle bundelstromen optimaal gefokuseerd kunnen zijn.

Het is daarom dan ook dat spotmetingen niet alleen als functie van de bundelstroom, maar ook bij verschillende fokusspanningen worden uitgevoerd. Uitgaande van de optimale fokusconditie neemt de spotdiameter tot bij een positiever zowel als negatiever fokusspanning; dit geldt althans voor lage bundelstromen.

Bij hogere bundelstromen zien we iets merkwaardigs gebeuren indien we uitgaande van de optimale fokusconditie de fokusspanning verlagen.

In de spotdiameter onderscheiden we dan een kern van hoge helderheid met daaromheen een lichtzwakkere zone van grotere diameter, de z.g. waas.

Wordt de fokusspanning verder verlaagd, dan wordt de kerndiameter kleiner en de waasdiameter groter.

Bij verhoging van de fokusspanning vanuit de optimale fokusconditie neemt de spotdiameter toe zonder dat scherp begrensde zones van verschillende helderheid kunnen worden waargenomen. Fig. 11.5 geeft de resultaten weer van de meting van de spotdiameter als functie van de fokusspanning bij verschillende bundelstromen van de AW 59-91 beeldbuis.

In deze figuur zijn de waasdiameters gestippeld getekend, terwijl de verzameling van de optimale fokuscondities voor de verschillende bundelstromen door een vloeiende lijn (A) is aangegeven.

Het verloop van deze lijn als functie van de fokusspanning wordt behalve door de in hoofdstuk 7.5 behandelde oorzaken mede bepaald voor:

- a.) onvolkomenheden van de hoofdfokuslens, de z.g. sferische aberratie.
- b.) ruimteladingseffekten aan het scherm.

In de praktijk kan men uit het verloop van de lijn A belangrijke conclusies trekken over het kanonontwerp, waarop we echter in het kader van deze cursus bezwaarlijk kunnen ingaan.

Naast de meting van de spotdiameter in het midden van het scherm kan deze ook op andere plaatsen van het scherm worden uitgevoerd.

In vergelijking met de spotdiameter in het midden van het scherm valt dan het volgende op:

- 1.) De optimale fokusspanning ligt hoger; ofwel de fokuslens moet zwakker worden ingesteld.

Dit volgt uit formule (8.7):

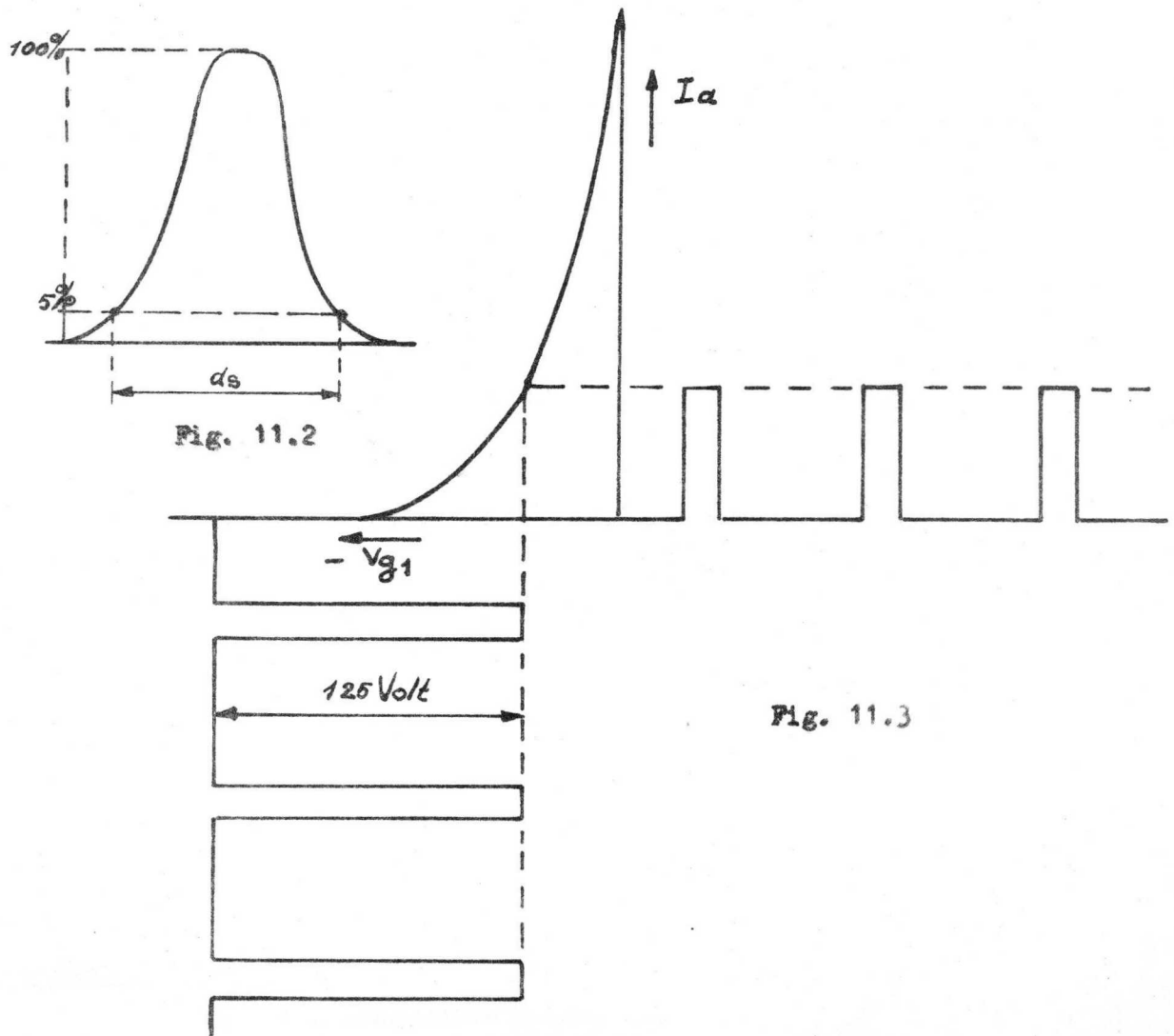
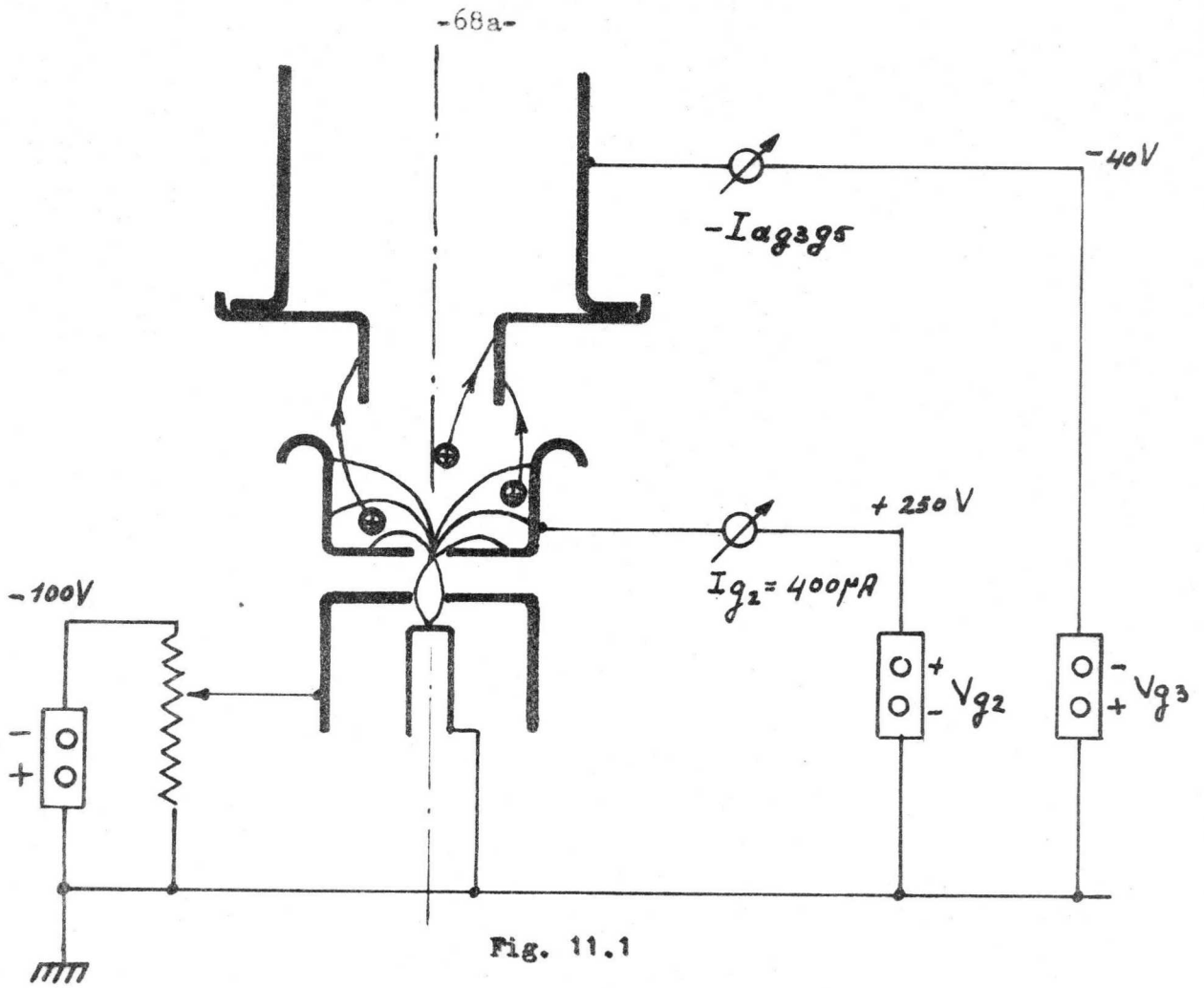
$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}$$

Immers, bij afbuiging neemt de afstand van lens tot scherm ( $= s'$ ) toe omdat het scherm niet sferisch is, zodat de lenssterkte  $\frac{1}{f}$  moet afnemen.

- 2.) Er treden (verschillende soorten) afbuigfouten op die resulteren in een toenemende spotdiameter, terwijl de vorm van de spot elliptisch wordt.

Keren we nu nog even terug naar fig. 11.5, dan is hierin nog aangegeven een lijn B. Deze lijn B geeft die instelling van de fokuslens aan, waarbij we gemiddeld over het gehele scherm een zo goed mogelijk beeld krijgen.

Voor fokusspanningen groter dan  $V\text{-foc.}(B)$  blijkt de beeldkwaliteit in het centrale deel van het scherm af te nemen terwijl de randen scherper worden. Bij  $V\text{ foc.} < V\text{ foc.}(B)$  zien we, overal in het beeld waar scherpe zwart-wit overgangen voorkomen, het detailcontrast verlagen ten gevolge van de toenemende waasdiameter bij hoge straalstromen.



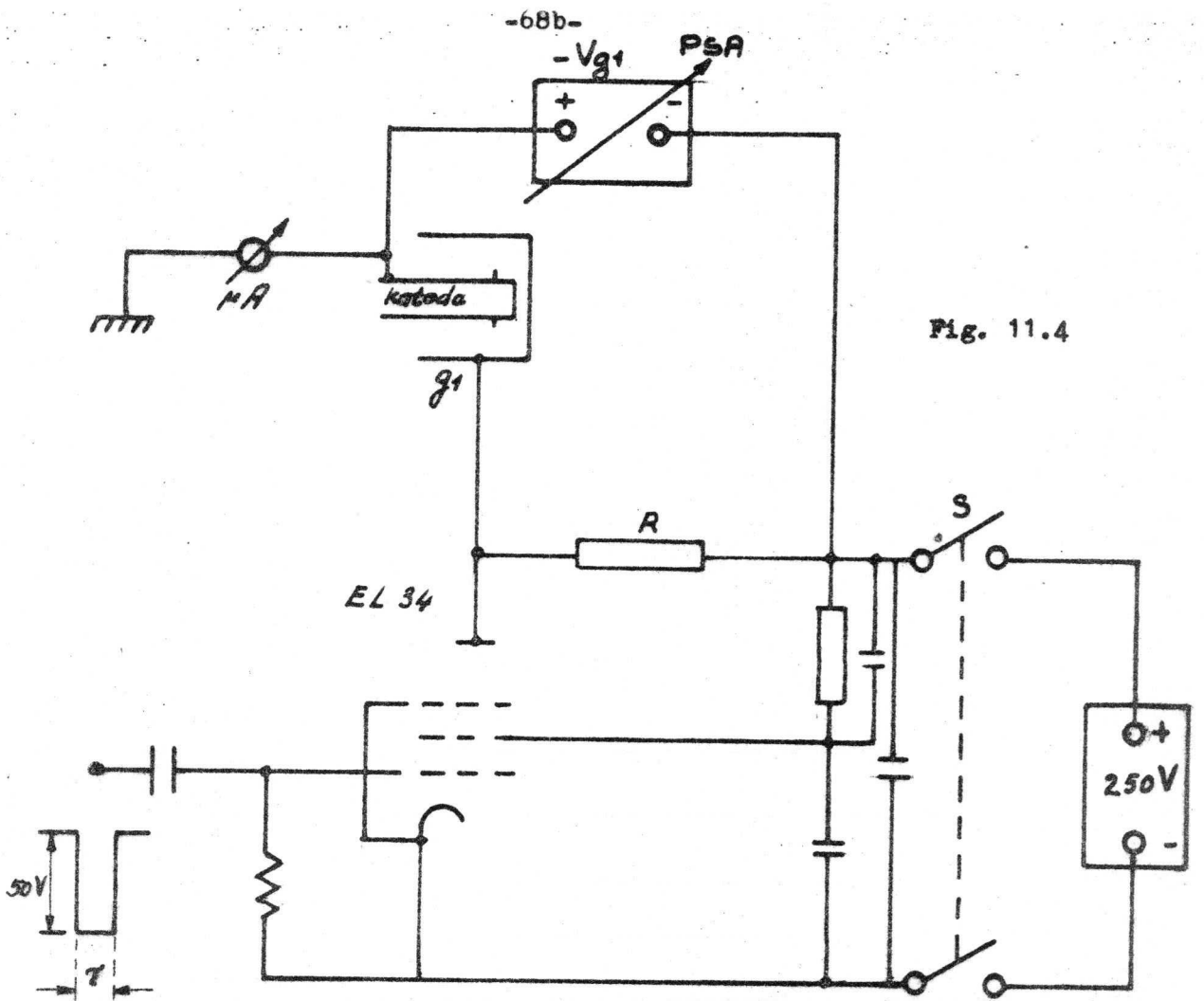


Fig. 11.4

