

K. Møller Jacobsen:

Elektronrør

Lærehæfte til brug ved undervisningen i svagstrøms-  
elektroteknik i Elektroteknikums stærkstrømsafdeling.

## Elektroners bevægelse i elektriske og magnetiske felter. =====

### En elektrons bevægelse i et elektrostatisk felt.

Vi erindrer om,

at en elektron kan opfattes som en elektrisk ladet partikel,  
at denne partikels masse er

$$m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg},$$

når partiklen er i hvile eller bevæger sig med en hastighed, der er mange gange mindre end lysets,

at partiklens elektriske ladning er negativ og har størrelsen

$$q_e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ coulomb},$$

at en elektron i et elektrostatisk felt vil bevæge sig mod feltliniernes retning, idet den vil gå fra den elektrode, der har det laveste potential til den elektrode, der har det højeste potential.

Vi erindrer ligeledes om definitionen på feltstyrken i det elektriske felt:

Feltstyrken i et elektrisk felt er den kraft, der virker på en positiv enhedsladning. Den måles f. eks. i newton pr. coulomb.

Feltstyrken beregnes af formlen

$$E = \frac{dU}{dx}$$

Kraften, som virker på en elektron, bliver altså

$$F_e = q_e E$$

og elektronen får derved en acceleration, der bestemmes af

$$a = \frac{F_e}{m_0}$$

Idet vi antager, at elektronen til tiden  $t = 0$  befinder sig ved den elektrode med det laveste potential (katoden), og at dens begyndelseshastighed er nul, vil vi beregne elektronens hastighed, når den befinder sig på stedet  $x$ , se fig. 1.

I denne figur har vi antaget, at katodens potential er nul, og anodens potential er  $U$ .

Under påvirkning af den accelererende kraft  $F_e$  har elektro-

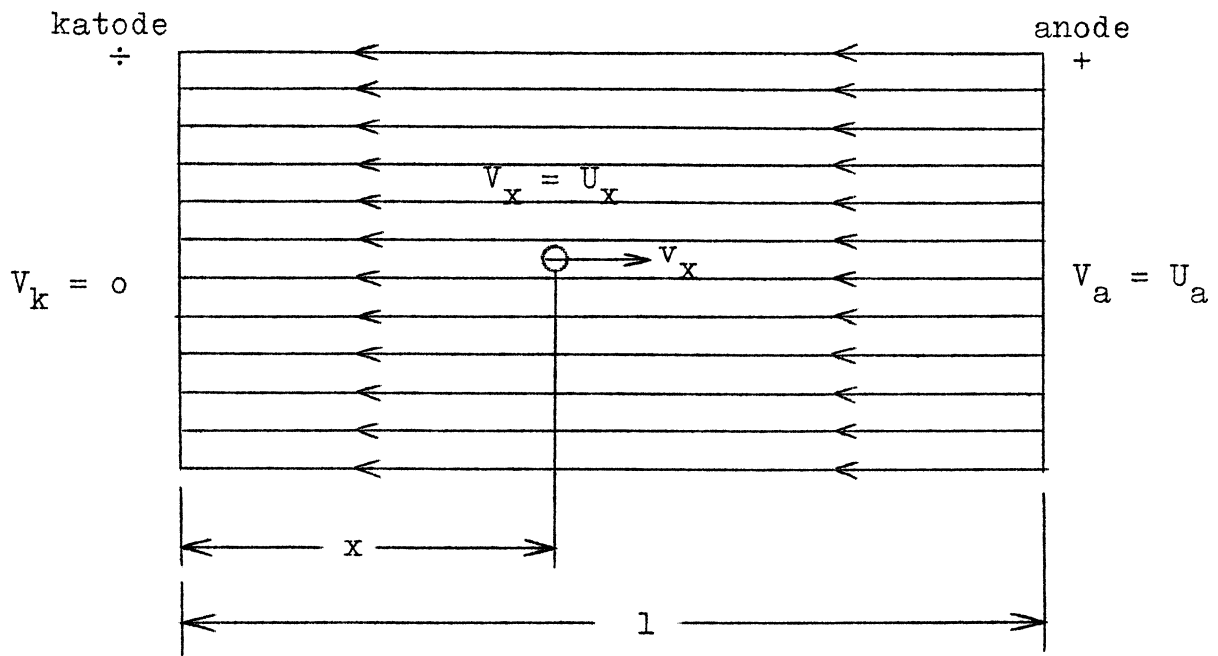


fig. 1.

nen nået en hastighed  $v_x$  og fået et indhold af bevægelsesenergi  $W_{b_x}$  bestemt af

$$W_{b_x} = \frac{1}{2} m_0 v_x^2$$

Da potentialforskellen mellem to punkter i feltet er defineret som det arbejde, som man skal udføre (eller får udført), når man fører en positiv enhedsledning fra det ene punkt til det andet, finder man, at den energi, som elektronen er i besiddelse af, er lig med dens ladning multipliceret med den potentialforskald, den har gennemløbet. Altså

$$q_e U_x = \frac{1}{2} m_0 v_x^2$$

eller

$$q_e E x = \frac{1}{2} m_0 v_x^2$$

hvoraf

$$v_x = \sqrt{\frac{2 q_e}{m_0} U_x}$$

eller

$$v_x = \sqrt{\frac{2 q_e E}{m_0} x}$$

Indsætter man heri de kendte værdier af  $q_e$  og  $m_0$ , finder man

$$v_x = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{\div 19}}{9,1 \cdot 10^{\div 31}}} U_x = 0,593 \cdot 10^6 \sqrt{U_x} \sim 0,6 \cdot 10^6 \sqrt{U_x}$$

Indsættes spændingen  $U_x$  i volt, fås hastigheden i meter pr. sekund.

Eksempelvis bliver hastigheden, når elektronen har gennemløbet en spænding på 100 volt,

$$v_x = 5,93 \cdot 10^6 \frac{\text{m}}{\text{s}} = 5930 \frac{\text{km}}{\text{s}} \sim 6000 \frac{\text{km}}{\text{s}}$$

I dette eksempel vil elektronen da være i besiddelse af en bevægelsesenergi af størrelse

$$W_b = U_x q_e = 100 \cdot 1,6 \cdot 10^{\div 19} = 1,6 \cdot 10^{\div 17} \text{ joule}$$

Er den gennemløbne spænding 1 volt, vil elektronens bevægelsesenergiindhold være

$$W_b = 1,6 \cdot 10^{\div 19} \text{ joule.}$$

Denne energimængde benyttes ofte som energienhed inden for elektroteknikken og benævnes 1 elektronvolt (eV). Den finder også anvendelse i tilfælde, hvor energien ikke er fremkommet ved en elektrons bevægelse i et elektrisk felt.

Vi vil dernæst bestemme banen for en elektron, der kommer ind i et elektrostatisk felt med en begyndelseshastighed  $v_0$ , hvis retning er vinkelret på feltliniernes retning, se fig. 2.

Det elektrostatiske felt antages at være homogent med feltstyrken  $E$ .

Vi indtegner et koordinatsystem med begyndelsespunktet i det punkt, hvor elektronen træder ind i feltet, og abscisseaksen i elektronens bevægelsesretning i dette punkt. Ordinataksen tegnes parallel med feltlinierne med positiv retning i disses negative retning.

Når elektronen befinder sig i punktet med koordinaterne  $(x, y)$ , vil den være i besiddelse af en bevægelsesenergi givet ved

$$W_b = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{1}{2} m_0 (v_x^2 + v_y^2) = \frac{1}{2} m_0 v_x^2 + \frac{1}{2} m_0 v_y^2$$

hvor  $v_x$  og  $v_y$  er hastighedens komponenter efter henholdsvis X-aksen og Y-aksen.



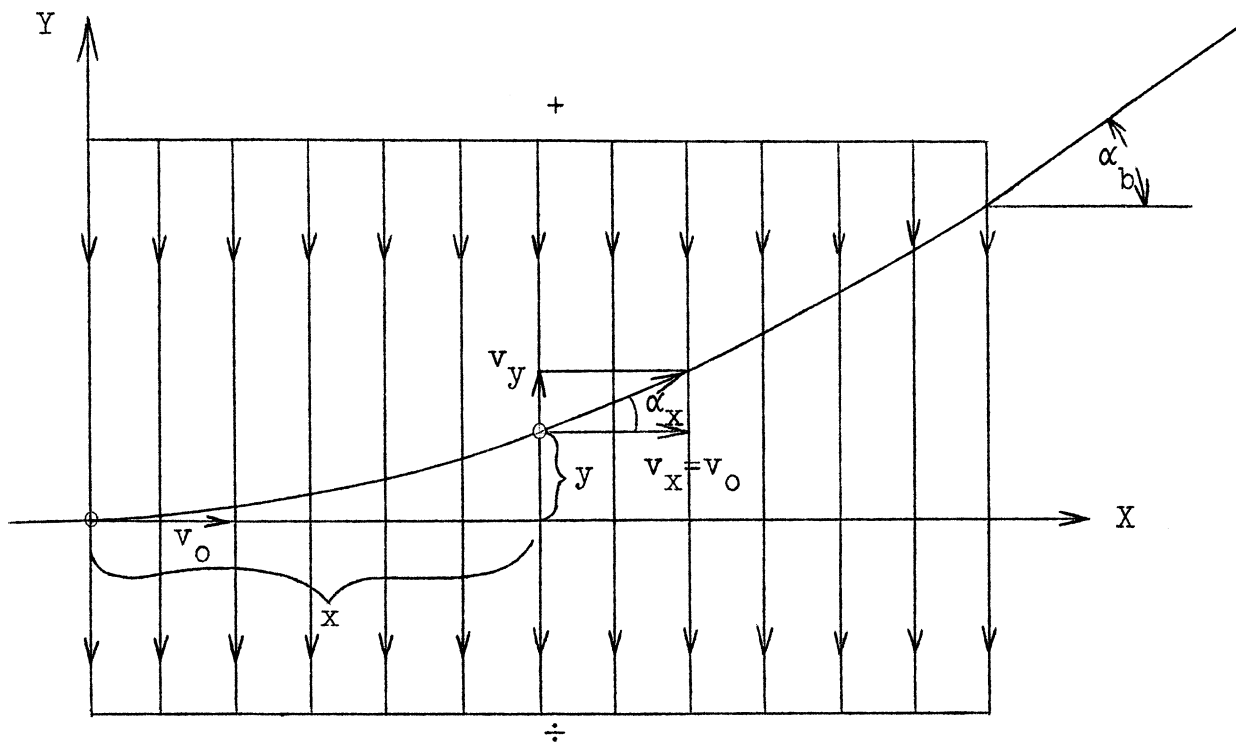


fig. 2.

Sætter man

$$W_{b_x} = \frac{1}{2} m_0 v_x^2$$

ser man, at denne bevægelsesenergi må være lig med den bevægelsesenergi, som elektronen var i besiddelse af, da den trådte ind i feltet. Feltkraften virker jo vinkelret på den oprindelige bevægelsesretning og har derfor ikke bevirket en hastighedsændring i X-aksens retning.

Altså  $v_x = v_0$

og

$$W_{b_x} = W_{b_0} = \frac{1}{2} m_0 v_0^2$$

Sætter man dernæst

$$W_{b_y} = \frac{1}{2} m_0 v_y^2,$$

må denne energi ifølge det tidligere anførte være lig med elektronens ladning gange med den gennemløbne spænding, altså

$$q_e E y = \frac{1}{2} m_0 v_y^2$$

Heraf

$$v_y = \sqrt{\frac{2 q_e E}{m_0} y}$$

Hældningskoefficienten i punktet  $(x, y)$  er givet ved

$$\operatorname{tg} \alpha_x = \frac{v_y}{v_x} = \frac{1}{v_0} \sqrt{\frac{2 q_e E}{m_0}} \sqrt{y}$$

eller, idet  $\operatorname{tg} \alpha_x = \frac{dy}{dx}$  :

$$\frac{dy}{dx} = \sqrt{\frac{q_e E}{W_{b_0}}} y^{\frac{1}{2}}$$

Banekurvens differentialligning bliver da

$$y^{\frac{1}{2}} dy = \sqrt{\frac{q_e E}{W_{b_0}}} dx$$

der har løsningen

$$2 y^{\frac{3}{2}} = \sqrt{\frac{q_e E}{W_{b_0}}} x$$

eller

$$y = \frac{q_e E}{4 W_{b_0}} x^2$$

Banekurven er altså en parabel, hvis akse er rettet mod feltliniernes positive retning, og hvis toppunkt er beliggende i det punkt, hvor elektronen træder ind i feltet.

Kurvens hældningskoefficient som funktion af den uafhængige variable  $x$  finder man ved i udtrykket for  $\frac{dy}{dx}$  at indsætte det foran fundne udtryk for  $y^{\frac{1}{2}}$ . Man har da

$$\frac{dy}{dx} = \frac{q_e E}{2 W_{b_0}} x$$

Specielt er man interesseret i den vinkel, som elektronbanen danner med X-aksen i det punkt, hvor elektronen forlader det elektrostatiske felt, idet denne vinkel giver os elektronens totale afbøjning ved passagen gennem feltet.

Er feltets bredde  $b$ , findes denne vinkel af

$$\operatorname{tg} \alpha_b = \left( \frac{dy}{dx} \right)_{(x=b)} = \frac{q_e E b}{2 W_{b_0}}$$

Man ser, at tangens til denne afbøjningsvinkel (og dermed med tilnærmelse også selve vinklen ved små værdier af denne) er direkte proportional med det elektrostatiske felts feltstyrke  $E$  og omvendt proportional med den bevægelsesenergi, som elektronen er i besiddelse af, når den træder ind i feltet.

Det første forhold bevirker, at en stråle af elektroner, som sendes ind mellem et par planparallelle plader, vil afbøjes proportionalt med den spænding, der påtrykkes pladerne. Denne anordning kan benyttes som et meget hurtigt virkende voltmeter, hvor elektrostrålen udgør voltmeterviseren. Da elektronernes masse er meget lille, vil en sådan "voltmeterviser" kunne følge selv meget hurtigt varierende spændinger. Metoden anvendes i de såkaldte katedestraleoskillografer.

Det andet forhold bevirker, at man kan ændre et sådant "voltmeter"s følsomhed (udslagets størrelse pr. volt) ved at ændre elektronens begyndelseshastighed  $v_0$ . Dette kan f. eks. gøres ved at ændre størrelsen af spændingen over den accelerationsstrækning, som den gennemløber, før den træder ind i det elektrostatiske felt.

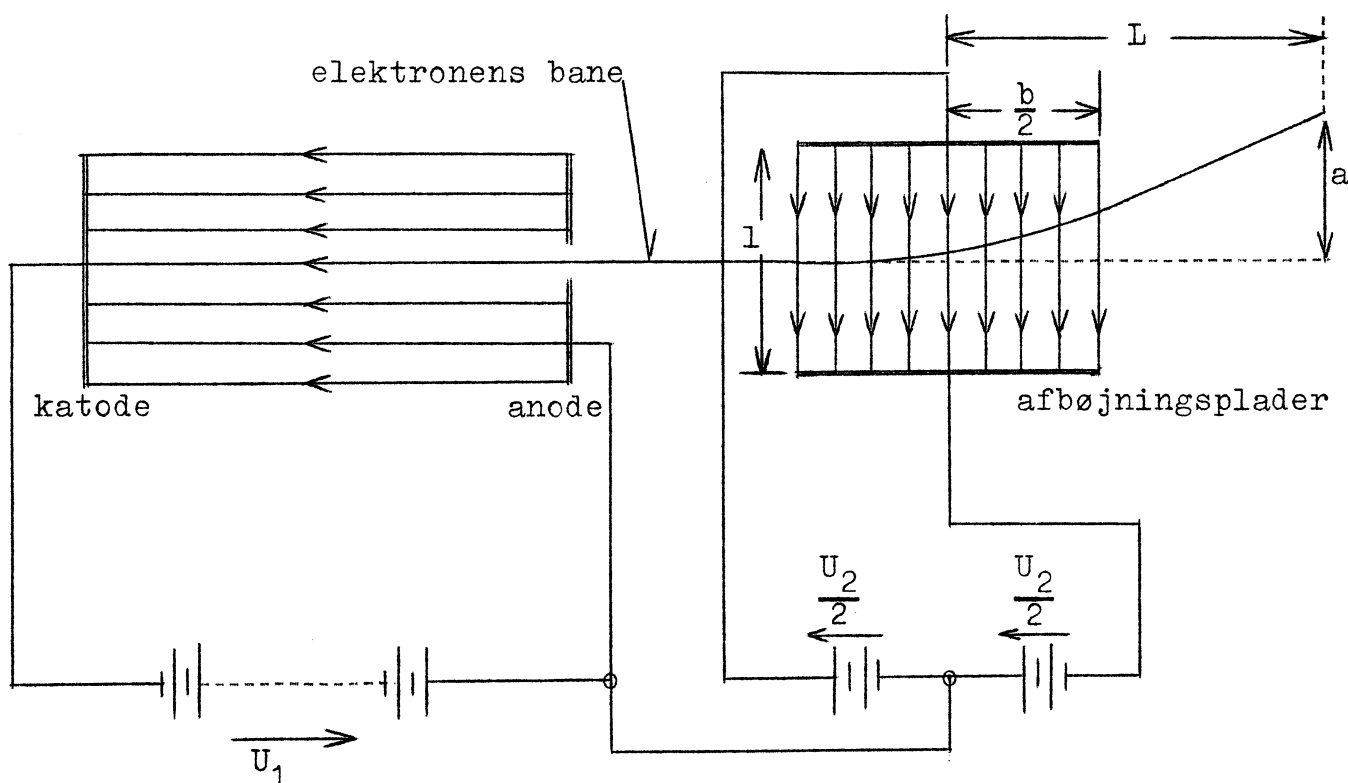


fig. 3.

I fig. 3 er vist princippet i en katodestråleoscillograf. Elektronen udgår fra katoden til venstre i figuren, accelereres af spændingen  $U_1$  mellem katoden og anoden, hvorved dens hastighed kan bestemmes af formlen øverst side 3, passerer gennem et hul i anoden og fortsætter med konstant hastighed hen til pladesættet til højre i figuren, hvor afbøjningen finder sted.

Afbøjningen  $a$  i afstanden  $L$  fra midten af pladesættet kan beregnes af formlen for  $\tan \alpha_b$ , idet

$$\tan \alpha_b = \frac{q_e E b}{2 W_{b_0}} = \frac{a}{L}$$

Da

$$W_{b_0} = U_1 q_e$$

og

$$E = \frac{U_2}{l}$$

finder man

$$a = L \frac{U_2}{U_1} \frac{b}{2l}$$

### En elektrons bevægelse i et magnetisk felt.

En elektrisk strøm er som bekendt defineret som den elektricitetsmængde, som passerer gennem et bestemt tværsnit pr. tidsenhed (coulomb pr. sekund). Definitionsformlen er

$$i = \frac{dq}{dt}$$

Denne formel forlænges med  $dx$  i tæller og nævner:

$$i = \frac{dq}{dx} \frac{dx}{dt}$$

hvoraf man kan udlede formlen

$$i dx = dq v$$

En ladning  $dq$ , som bevæger sig med hastigheden  $v$ , kan altså opfattes som et element af en strømførende leder, der fører strømmen  $i$ .

Befinder et sådant strømlederelement sig i et magnetisk felt med induktion  $B$ , vil det blive påvirket af en kraft

$$dF = B i dx \sin \alpha,$$

der er rettet vinkelret på lederelement og på felt.  $\alpha$  er vinklen mellem lederelement og den magnetiske induktions retning.

Har vi en elektron, som bevæger sig med hastigheden  $v$  i et magnetisk felt, vil den blive påvirket af en kraft

$$F_e = B q_e v$$

Da den nævnte kraft overalt virker vinkelret på elektronens bevægelsesretning, vil elektronens hastighed ikke ændre sig i størrelse, men derimod vil elektronen beskrive en kurve i feltet. Og da kraftens størrelse er konstant, vil denne kurve blive en cirkelbue, såfremt elektronen bevæger sig vinkelret på induktionslinierne.

Denne cirkelbues radius kan bestemmes af den ligevægtstilstand, som består mellem den nævnte kraft  $F_e$  og centrifugalkraften  $F_c$ :

$$F_e = F_c$$

eller

$$B q_e v = \frac{m_0 v^2}{r}$$

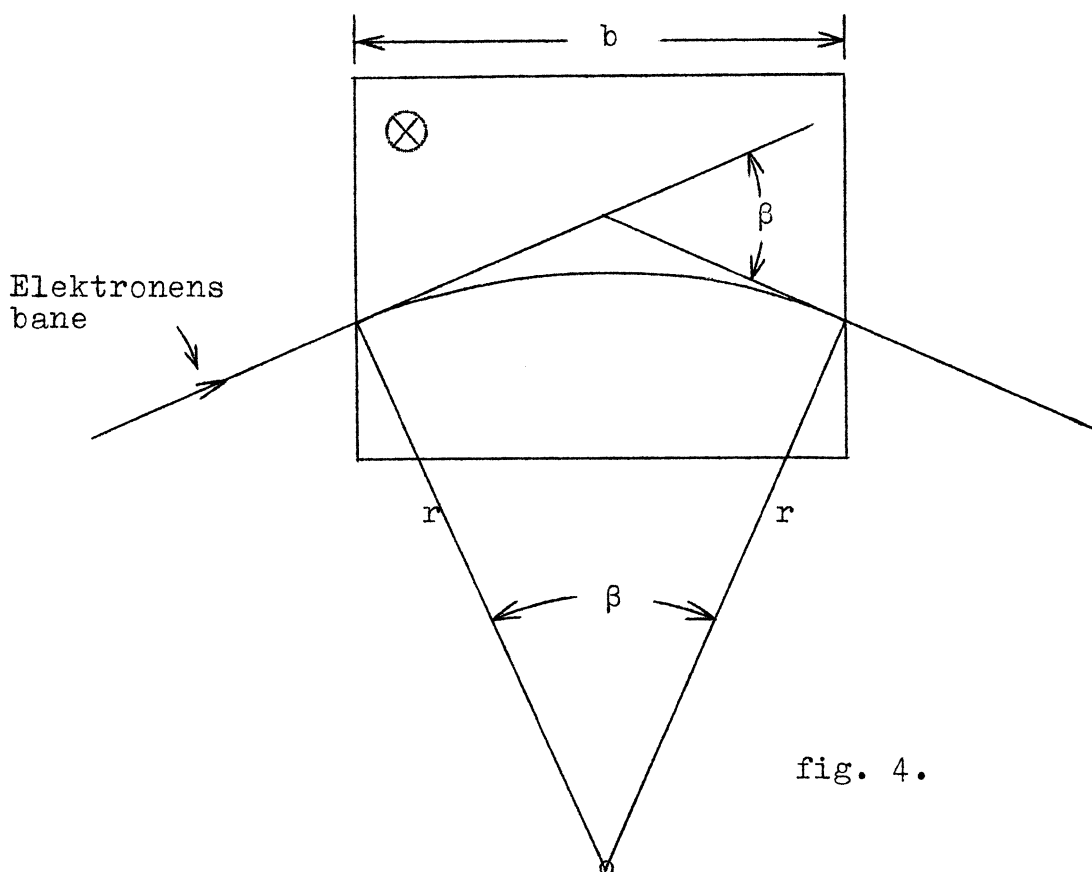


fig. 4.

hvoraf

$$r = \frac{m_o v}{q_e B}$$

Passerer elektronen gennem et magnetfelt med bredden  $b$ , vil den altså få en afbøjning fra sin oprindelige bane, se fig. 4.

Afbøjningsvinklen  $\beta$  kan beregnes af

$$2 r \sin \frac{\beta}{2} = b$$

hvoraf

$$\sin \frac{\beta}{2} = \frac{b}{2 r} = \frac{q_e B b}{2 m_o v}$$

Er vinklen lille, kan  $\sin \frac{\beta}{2}$  med tilnærmelse erstattes med selve vinklen, så at man da har

$$\beta \cong \frac{q_e B b}{m_o v}$$

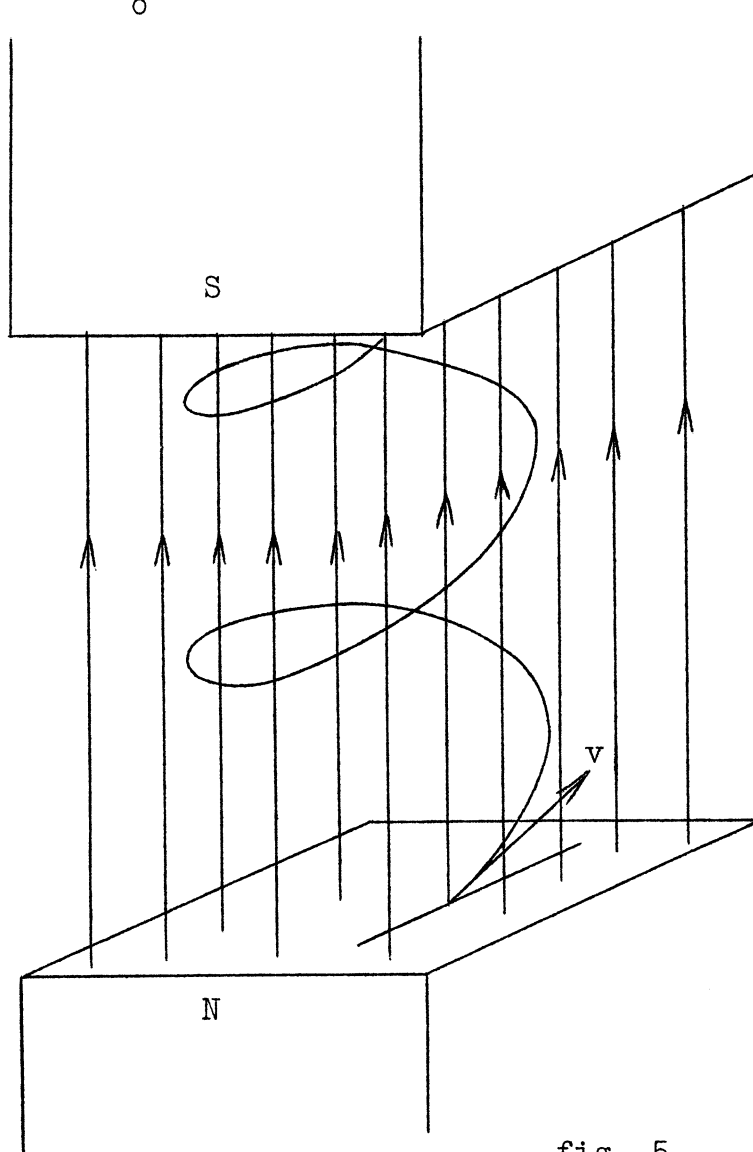


fig. 5.

Indføres elektronen i det magnetiske felt på en sådan måde, at dens bevægelsesretning til at begynde med danner en vis vinkel forskellig fra  $90^\circ$  med feltlinierne, vil elektronen ikke beskrive en cirkel, men en skruelinie, se fig. 5.

At elektronen i bevægelse er meget let påvirkelig af et magnetisk felt kan vises ved et taleksempel. Vi tænker os, at en elektron, der har gennemløbet en spændingsforskul på 100 volt, sendes vinkelret på feltlinierne ind i et magnetisk felt med induktionen  $B = 0,01 \frac{\text{Wb}}{\text{m}}$ . Den vil da beskrive en cirkel med radius  $r$ .

$r$  beregnes af

$$r = \frac{m_0 v}{q_e B} = \frac{9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 5,93 \cdot 10^6}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,01} = 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

eller

$$r = 3,4 \text{ mm}$$

Den magnetiske afbøjning af elektronstråler anvendes f.eks. i billedrørene i visse fjernsynsmodtagere og i katodestråleosillografer.

# E L E K T R O N R Ø R

=====

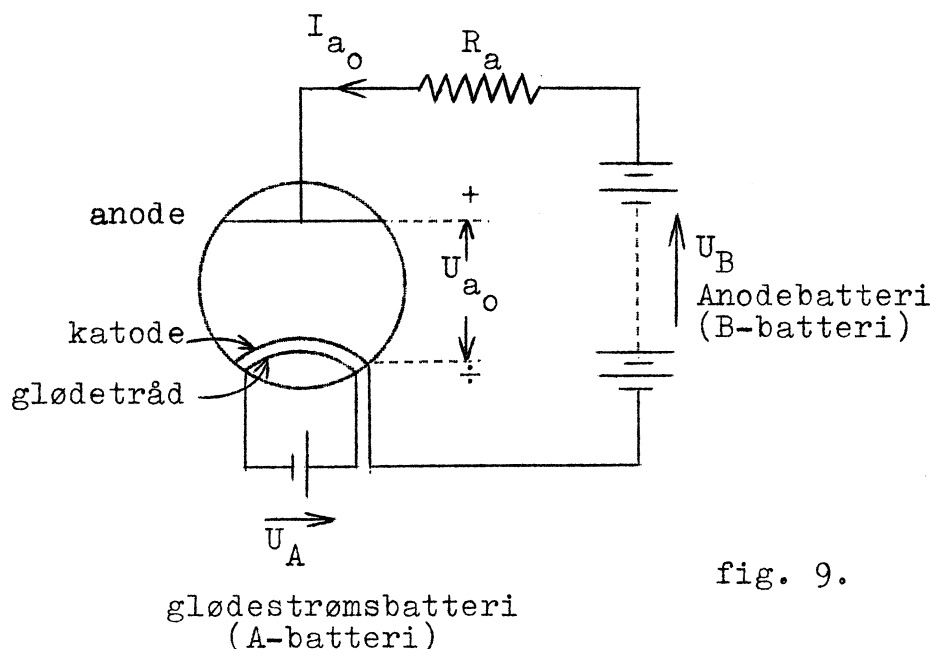
## Dioden.

Elektronrøret består af et system af elektroder, der er anbragt i en lufttom beholder, som regel et glasrør, fig. 6.

Elektroderne er ved gennemføringstråde forbundet til nogle kontaktben i en sokkel af isolationsmateriale. Den lufttomme beholder er ligeledes fastgjort til denne sokkel.

Når røret skal indkobles i et kredsløb, stikkes kontaktbene-  
ne ned mellem nogle fjedrende kontakter i en rørfatning, fig. 7.  
Til disse kontaktfjedre er da loddet de nødvendige forbindelses-  
tråde, for at røret kan indgå på rigtig måde i den ønskede op-  
stilling. Denne montage metode tillader hurtig og nem udskiftning  
af et defekt rør, fig. 8.

Det simpleste elektronrør, dioden, har to elektroder i den  
lufttomme beholder, nemlig en anode og en katode, se fig. 9, der  
viser signaturen for en diode.



Katoden kan være direkte eller indirekte opvarmet for at få den til at udsende elektroner (emittere). Fig. 10 viser forskellige katodeformer, og fig. 11 viser opbygningen af en indirekte opvarmet katode.





fig. 6: elektronrør  
med sokkel

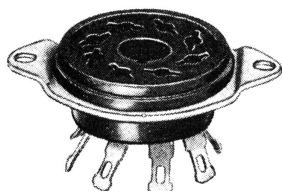


fig. 7: fatning til  
elektronrør

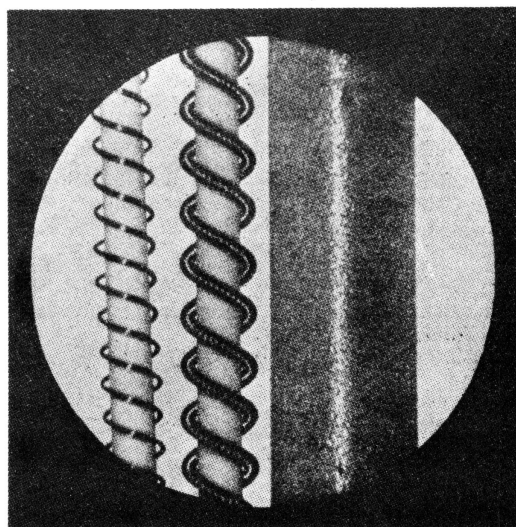


fig. 10: forskellige katode-  
former.

til venstre: bifilarviklet  
glødekatode  
i midten: dobbeltspiralvik-  
let glødekatode  
til højre: indirekte opvar-  
met glødekatode

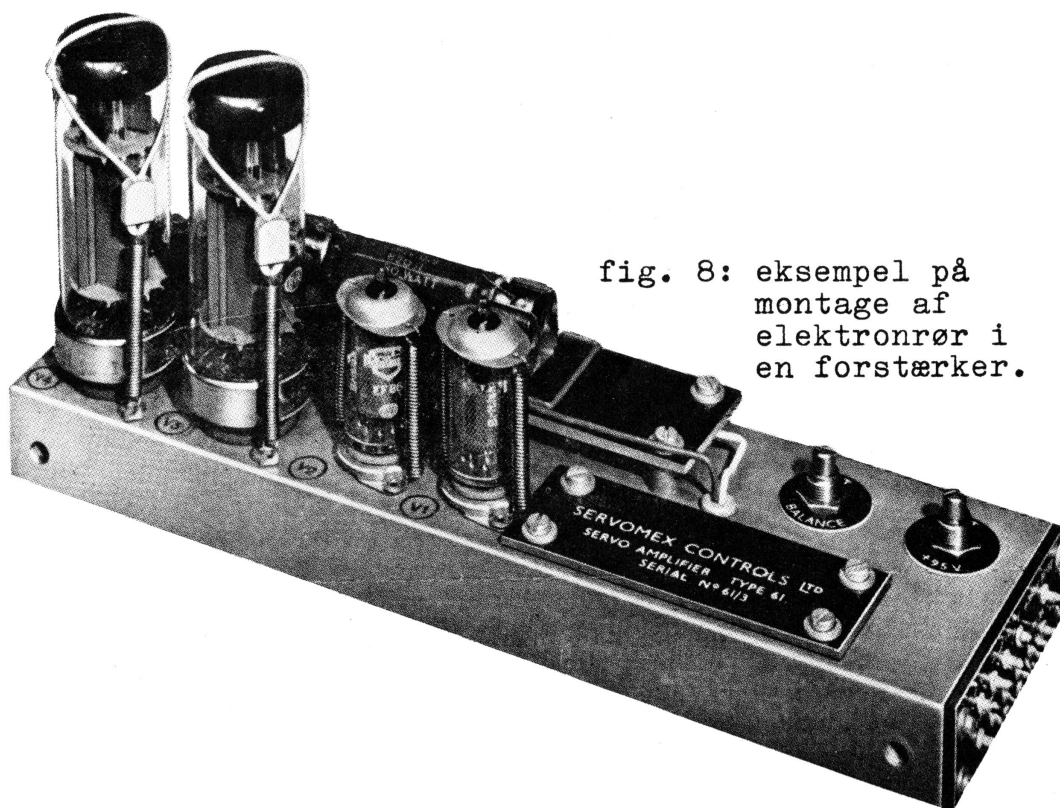


fig. 8: eksempel på  
montage af  
elektronrør i  
en forstærker.

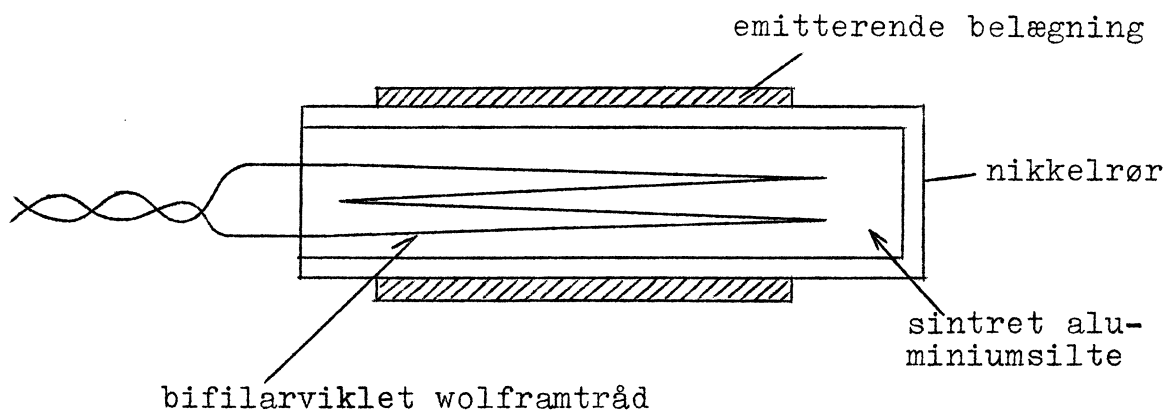


fig. 11.

Katoden er forsynet med en belægning af et stof, der let afgiver elektroner, når det opvarmes, f. eks. Barium- eller Strontium-karbonater ( $\text{BaCO}_3$  eller  $\text{SrCO}_3$ ).

Når røret efter elektrodernes montage er tilsmeltet og udpumpet, opvarmes de indre metaldele for at uddrive eventuelle luftrester.

Ved en overophedning af katoden udskilles kulilten fra karbonatet og pumpes ud sammen med de andre luftarter, som var i røret. Tilbage bliver da Barium- eller Strontiumilte, og katoden benævnes da en oxydkatode.

Sådanne oxydkatoder opvarmes til ca.  $650 - 900^\circ\text{C}$  ved normal drift.

Til direkte opvarmede katoder benyttes en glødetråd af Wolfram, der opvarmes til ca.  $2000 - 2300^\circ\text{C}$ .

Overtrækkes wolframkatoden med et lag Thoriumilte, behøver man kun at opvarme den til ca.  $1750^\circ\text{C}$  for at få tilstrækkelig elektronemission.

Man kan ikke ved hjælp af vakuumpumper pumpe røret fuldkommen lufttom, idet der altid vil være luftrester absorberet i metaldele, og selv om man som ovenfor nævnt opvarmer røret og derved udgløder elektroderne, hvorved en stor del af den absorbere de luft uddrives, kan man dog ikke fjerne alt fuldstændigt.

Man anbringer derfor et såkaldt Getter-materiale i en lille holder i røret. Dette materiale er f. eks. Magnium eller Barium, d.v.s. et letfordampeligt stof, der, når det fordamper, optager de sidste luftrester.

Getteret bringes til fordampning gennem højfrekvensopvarmning. Efter afkølingen ses Getter-materialet som et sølvskinnende lag på glasrørets inderside.

Kommer der luft i røret, bliver Getter-materialet mælkevidt.

Indirekte opvarmning af katoden kræver større glødeeffekt end den direkte opvarmning, hvorfor den sidstnævnte metode anvendes i apparater, hvor strømforbruget ønskes holdt nede på et minimum. F. eks. i transportable radioapparater eller måleinstrumenter, hvor man anvender tørlementer som strømkilde.

Ved direkte opvarmning bliver glødetråden imidlertid uens opvarmet på de forskellige steder som følge af anodestrømmens passage gennem den, se fig. 12, og det kan af holdbarhedshensyn være praktisk med visse mellemrum at vende glødestrømmens retning.

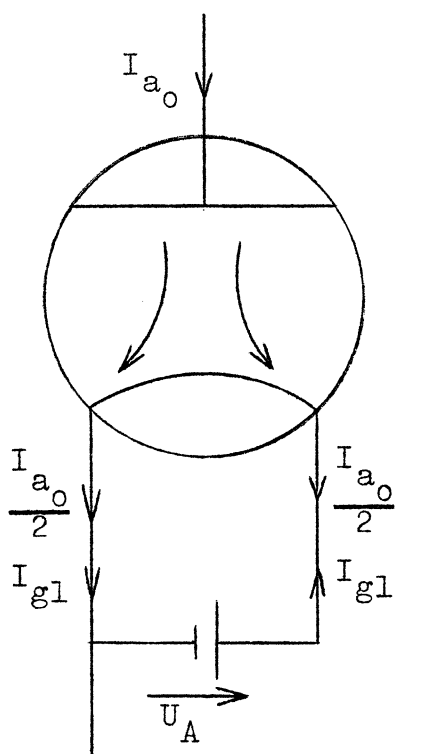


fig. 12.

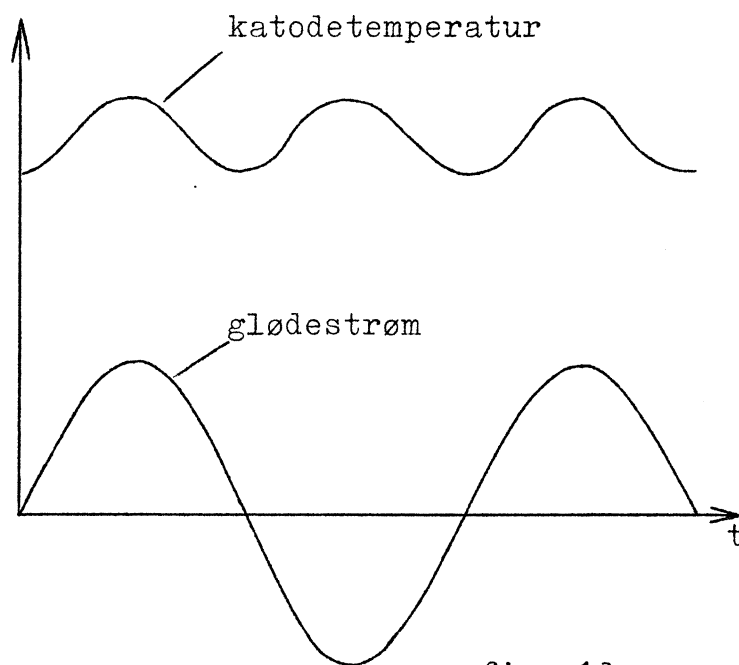


fig. 13.

Ved vekselstrømsopvarmning bortfalder denne ulempe, men i tilfælde af lille termisk tidskonstant for katoden (små masser, som skal opvarmes) kan opvarmning med vekselstrøm medføre en temperatur- og dermed en emissionspulsering med en frekvens lig med det dobbelte af glødestrømmens, se fig. 13.

Vekselstrømsopvarmningen af katoden kan således bevirke "brum" i radiomodtagere o. lign. apparater, og for at modvirke dette kan man udtage forbindelsen fra røret til vekselstrømskredse i det pågældende apparat i et punkt, hvis potential er lig med potentialet i glødetrådens midtpunkt.

I fig. 14a er der anvendt udtag i midten af glødestrøms-transformerens sekundærvikling, medens fig. 14b viser anvendelse af en ohmsk modstand.

De fleste elektronrør, som anvendes i radiomodtagere, forstærkere o.fl.a. steder, har glødespændinger af størrelsesorden 4 - 20 volt. En meget udbredt værdi er 6,3 volt.

Effektforbruget er nogle få watt.

Anoden i elektronrør er som regel en cylinder lavet af nikkel- eller jernplade (fig. 15).

Under drift opvarmes anoden dels som følge af varmeudstrålingen fra katoden og dels som følge af elektronbombardementet. Anodens temperatur er ca. 300 - 450°C.

Opvarmningen er således bestemt af antallet af elektroner, som rammer anoden, og af disse elektroners hastighed, d.v.s. af anodestrømmen og anodespændingen.

Anodebelastningen eller anodetabet beregnes som produktet af disse to størrelser.

Undertiden er anoden lavet af trådnet, dels for at reducere opvarmningen på grund af varmestralingen fra katoden og dels for at opnå en større køleflade, se fig. 16.

I reglen er anoden sværtet sort for lettere at kunne udstråle den opsamlede varme.

Ved større rør (senderrør og lign.) kan anoden forsynes med køleribber (fig. 17) eller eventuelt vandkøles (fig. 18).

Selve røret kan være af glas eller jern.

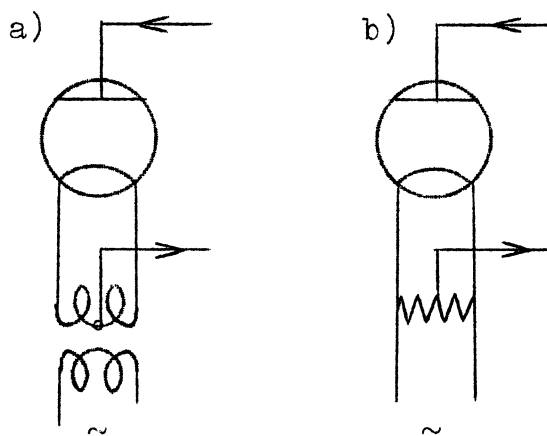


fig. 14.



fig. 15. Diode  
(Mazda)

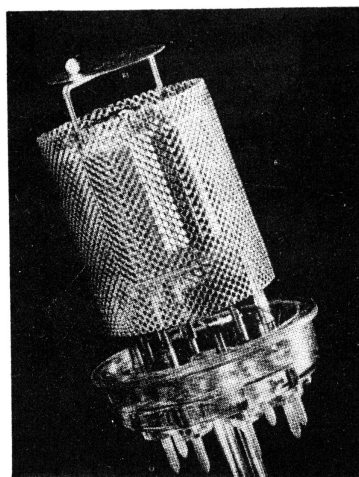


fig. 16. elektrodesystem  
med anode af tråd-  
net (Philips)  
Getterholderen ses  
øverst i figuren.

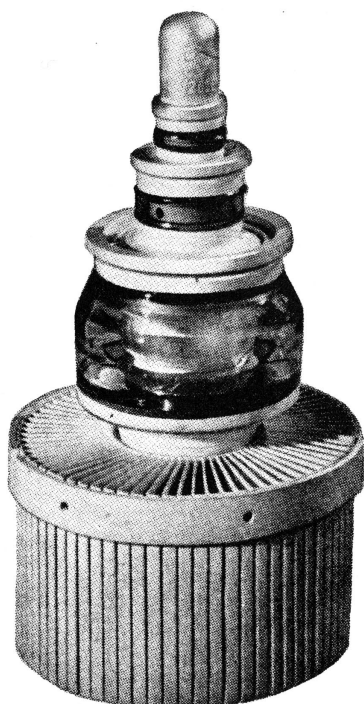


fig. 17. Luftkølet elek-  
tronrør til højfrekvens-  
opvarmningsformål (STC)

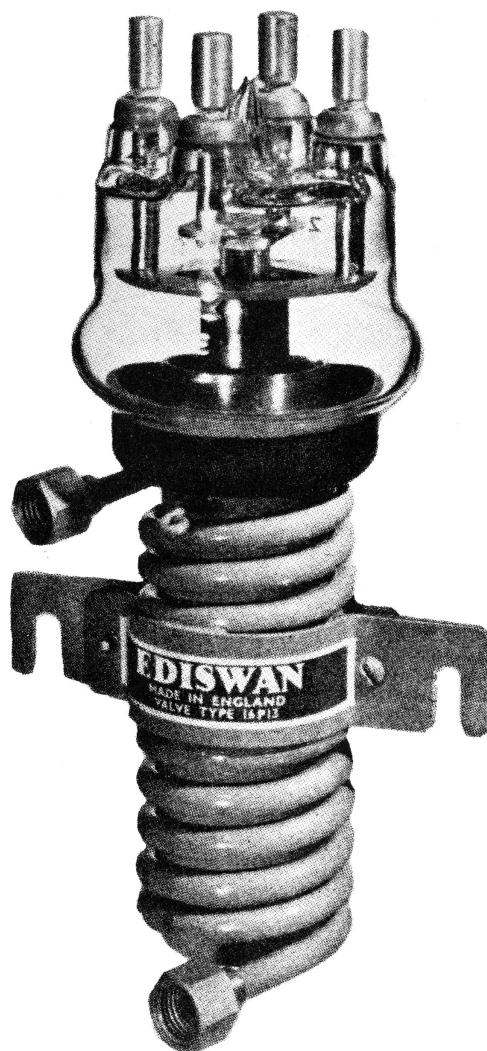


fig. 18. vandkølet højfrekvens-  
forstærkerør for en  
afgiven effekt på 7,5 kW  
(EDISWAN)



fig. 19. Elektronrør i  
miniatureudførelse  
(RCA)

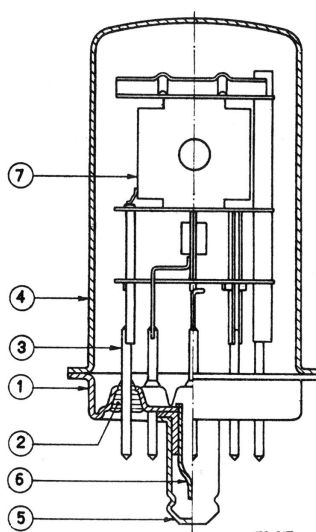
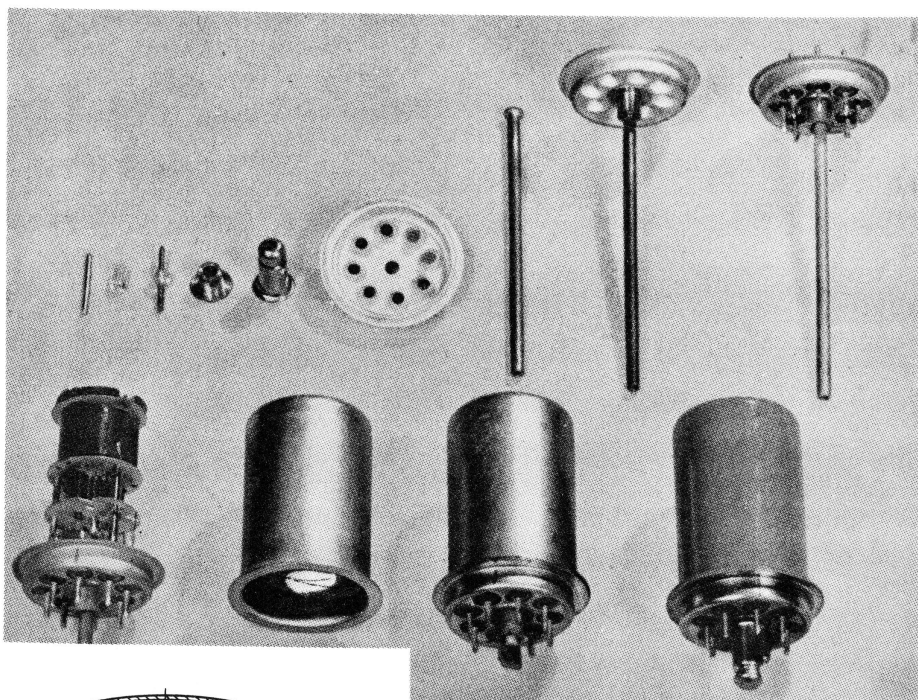


fig. 20. Elektronrør i stål-  
beholder (Philips).

- 1: Bundplade af jern
- 2: Glasperle
- 3: Gennemføringsstift af jern
- 4: Jernbeholder
- 5: Jernrør (styrer røret ved  
indsættelse i fatningen)
- 6: Evakueringsrør
- 7: Elektrodesystem.

Af glasrørene finder miniaturerørene større og større anvendelse. (fig. 19).

Ved glasrør er indersiden ofte overtrukket med en grafitbelægning for at hindre, at "løsgående" elektroner skal sætte sig på glassets inderside, og ved at danne lokale ladede områder give anledning til uønsket påvirkning af den normale elektronbevægelse mellem rørets elektroder.

Ved elektronrør i jernbeholder (almindeligvis kaldet "stål-rør") virker beholderen dels som mekanisk beskyttelse og dels som et elektrisk (og magnetisk) skærm over for forstyrrelser fra fremmede felter (fig. 20).

De forskellige elektroder er som allerede nævnt ved gennemføringer i elektrisk forbindelse med metalstifter (ben) i rørets sokkel. Disse gennemføringer skal være lufttætte ved temperaturvariationer. Man anvender derfor tråde af speciallegeringer, hvis varmeudvidelseskoefficienter er af samme størrelse som glassets.

Undertiden benyttes ikke særlig rørsokkel, men metalstiften (benet) er direkte indsmeltet i glasset.

Inden vi går over til nærmere at beskrive de forskellige elektronrørs egenskaber, vil vi indskyde et par bemærkninger om

### Elektronemission.

I et metal bevæger de frie elektroner sig som antydnet i fig. 21 rundt mellem de faststående metaljoner.

De hastigheder, som elektronerne bevæger sig med, er meget uregelmæssige og ret store, men til trods herfor kan elektronerne ved almindelig stuetemperatur ikke forlade metallet.

En elektron påvirkes af elektriske kræfter, dels fra metaljonerne og dels fra de øvrige frie elektroner, der omgiver den, og i det indre af metallet

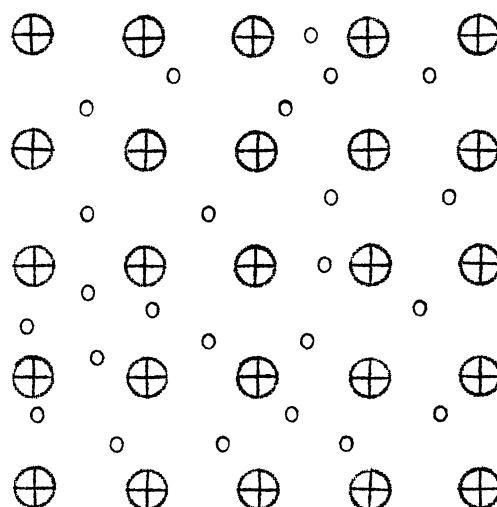


fig. 21.

vil summen af disse kræfter gennemsnitlig være nul, idet kræfterne fra jonerne og fra de frie elektroner praktisk talt ophæver hinanden.

Kommer en elektron imidlertid ud i nærheden af metallets overflade, vil tiltrækningskræfterne fra de positivt ladede joner få overvægt og forhindre elektronen i at forlade metallet.

De elektroner, som har den største hastighed, vil dog kunne passere overfladen og i en kort tid holde sig svævende uden for metallet. Derved dannes en negativ rumladning umiddelbart uden for metallets overflade, og denne negative rumladning vil ligeledes virke bremsende på de øvrige elektroners tendens til at forlade metallet.

Da de elektroner, der danner denne rumladning, jo stammer fra de yderste lag i metallet, vil dettes overflade være positivt ladet, hvorved man ser, at der er dannet et såkaldt dobbeltlag af plus- og minusladninger og med en tilhørende potentialforskkel.

En elektron, som skal forlade metallet (emittere fra dette), må passere dette dobbeltlag og må derfor være i besiddelse af en bevægelsesenergi, som er større end det arbejde, som kræves for at løbe gennem den nævnte potentialforskkel.

Dette arbejde, det såkaldte udtrædelses- eller løsrivelsesarbejde, kan måles i elektronvolt og kaldes da også udtrædelses- eller løsrivelsesspændingen  $U_1$ . Nedenfor er denne angivet for nogle metaller:

Wolfram:  $U_1 = 4,5 \text{ V}$

Barium :  $U_1 = 2,7 \text{ V}$

Cæsium :  $U_1 = 1,96 \text{ V}$

Opvarmes metallet, bevæger elektronerne sig hurtigere og får derved en større bevægelsesenergi, således at flere kan passere dobbeltlaget.

Denne form for elektronemission, hvor elektronernes bevægelsesenergi forøges som følge af tilført varmeenergi, kaldes termisk emission.

Ved en bestemt temperatur  $T$  målt i Kelvin-grader ( $^{\circ}\text{K}$ ) ( $T \text{ }^{\circ}\text{K} = 273 + t \text{ }^{\circ}\text{C}$ ) kan det største antal elektroner, der pr. tidsenhed forlader en arealenhed af metallets overflade, beregnes af



$$s_{\text{mæt}} = A_0 T^2 e^{-\frac{q_e U_1}{k T}}$$

Denne størrelse kaldes mætningsstrømtætheden.

Den teoretiske værdi af  $A_0$  er for alle metaller

$$A_0 = 120,4 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2}$$

$T$  er den absolutte temperatur målt i Kelvin-grader,

$U_1$  er løsrivelsesspændingen i volt,

$k$  er Boltzmanns konstant

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ joule pr. } ^\circ\text{K}$$

Denne strømtæthed kan ikke overskrides.

Der findes også andre former for elektronemission.

Forøges elektronernes bevægelsesenergi, ved at energi tilføres ved bestråling enten af synligt lys eller af mere kortbølgede stråler, som f. eks. ultraviolet lys eller røntgenstråler, taler man om fotoemission.

Tilføres den nødvendige energi mekanisk ved bombardement med andre elektroner eller joner, kaldes processen sekundæremission.

Og endelig kan elektroner rives løs fra metallets overflade ved påvirkning af meget kraftige elektriske felter. I dette tilfælde benyttes betegnelsen autoelektronisk emission.

I de almindelige elektronrør benyttes næsten udelukkende termisk emission.

Kun i nogle få specialtilfælde udnyttes sekundæremission direkte.

Sekundæremission kan imidlertid optræde i elektronrørene som et i de fleste tilfælde uønsket fænomen, men herom nærmere ved om-talen af de enkelte rørtyper.

Fotoemission udnyttes i de såkaldte fotoceller.

### Spændings- og strømforhold i rummet mellem anode og katode.

Alt efter størrelsen af potentialforskellen mellem anode og katode (anodespændingen  $U_{a_0}$ ) kan emissionsforløbet deles i tre områder:

- 1) begyndelsesområdet, hvor  $U_{a_0} \ll 0$
- 2) rumladningsområdet, hvor  $U_{a_0} > 0$  (eller svag negativ)
- 3) mætningsområdet, hvor  $U_{a_0} \gg 0$  og hvor  $I_a = s_{\text{mæt}} A$

(A er her katodeoverfladens emitterende areal).

Vi betragter hvert område for sig.

#### 1) Begyndelsesområdet.

Begyndelsesområdet er uden større betydning i praksis. Da anodespændingen her er stærkt negativ i forhold til katoden, vil kun et forholdsvis lille antal af de allerhurtigste elektroner nå over til anoden. Anodestrømmen er altså meget lille.

#### 2) Rumladningsområdet.

Rumladningsområdet er det område, som røret arbejder i i langt de fleste forekommende opstillinger.

Vi vil først kort repetere forløbet af de forskellige elektriske størrelser, (feltstyrke, potentialforskelle samt elektronhastighed) i rummet mellem katoden og anoden under den forudsætning, at der her kun findes et meget ringe antal elektroner. Kurver over de nævnte størrelser som funktion af afstanden fra katoden er vist i fig. 22a, b og c.

Disse forhold vil med god tilnærmelse være til stede, når katoden ikke er opvarmet (kold katode).

Opvarmes katoden nu, således at der udsendes elektroner fra den, bliver forholdene helt anderledes.

I nærheden af katoden er elektronhastigheden lille.

I nærheden af anoden er elektronhastigheden derimod stor, fordi elektronerne er blevet accelereret af de elektriske kræfter.

Strømtætheden er lig med forskydningen af ladningerne gennem et bestemt tværsnit (arealenhed) pr. tidsenhed.

Ved konstant strømtæthed er antallet af elektroner pr. rumfangsenhed derfor større i det område, hvor elektronerne bevæger sig langsomt, end i det område, hvor de bevæger sig hurtigt.

Elektrontætheden (antal elektroner pr. rumfangsenhed) er altså større i nærheden af katoden og aftager hen mod anoden.

Dette er antydnet i fig. 23a.

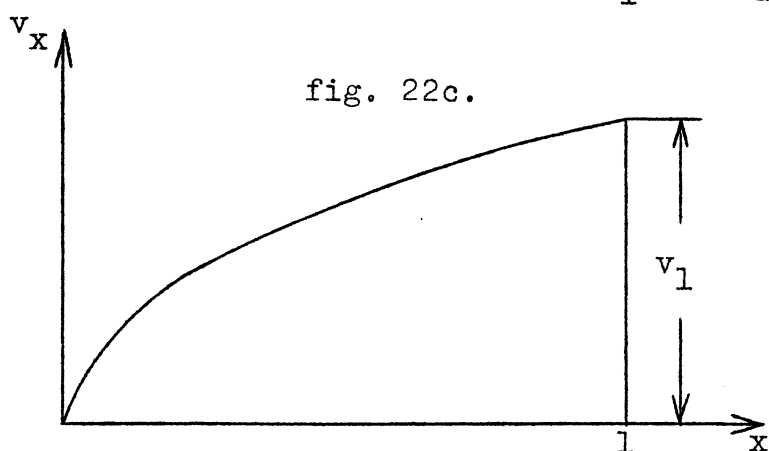
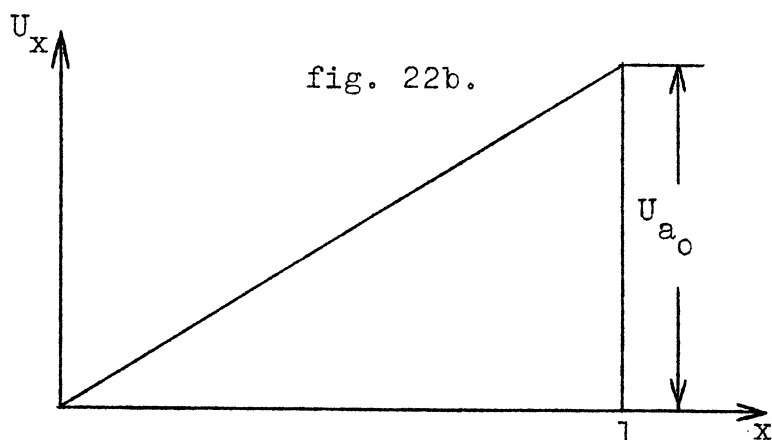
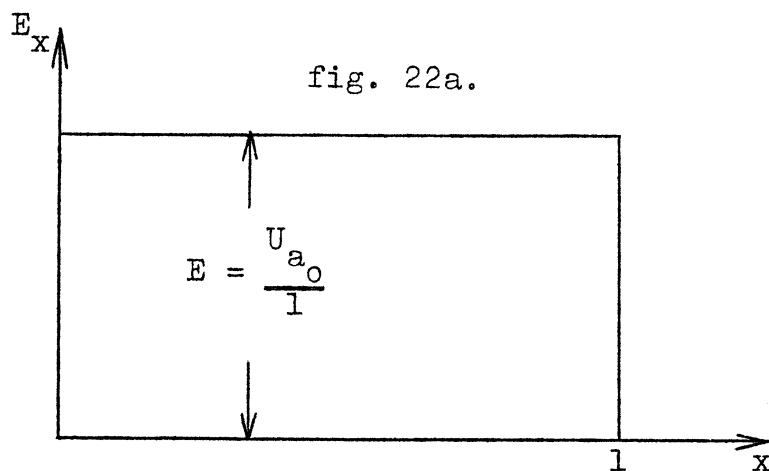
Den negative rumladning bevirker en ændring af potentialfordelingen gennem rummet mellem katode og anode.

Således er i fig. 23b vist potentialfordelingen såvel med (fuldt optrukket kurve) som uden rumladning (punkteret ret linie). Man ser, at rumladningen bevirker et fald i potentialet undtagen lige ved anoden, hvis potential naturligvis må være upåvirket af rumladningen, idet det alene er bestemt af den påtrykte spænding.

Hældningskoefficienten til den i fig. 23b viste kurve  $V$  (eller  $U$ ) =  $f(x)$  er et mål for den elektriske feltstyrke  $E$ . Man har jo, at

$$E = \frac{dU}{dx}$$

Vi vil nu antage, at katoden kan afgive et ubegrænset antal elektroner.



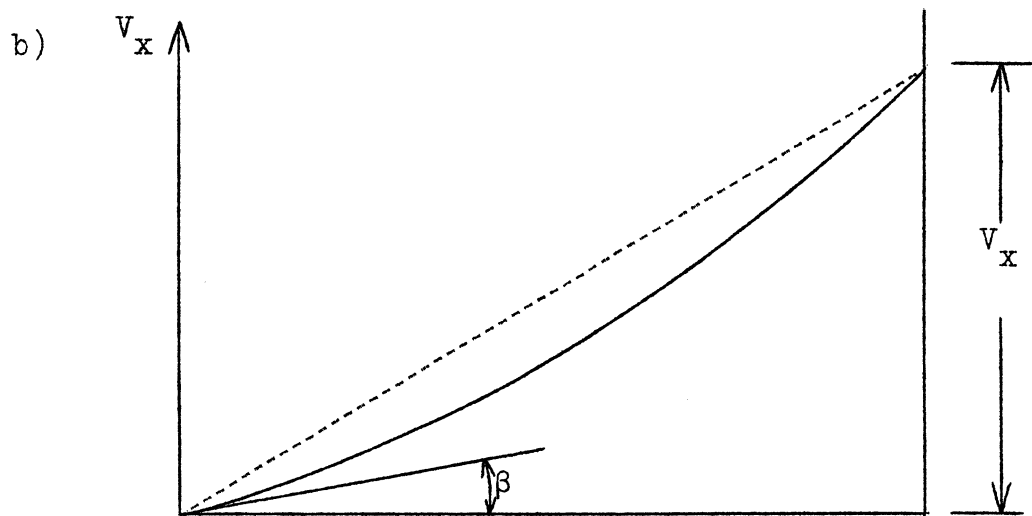
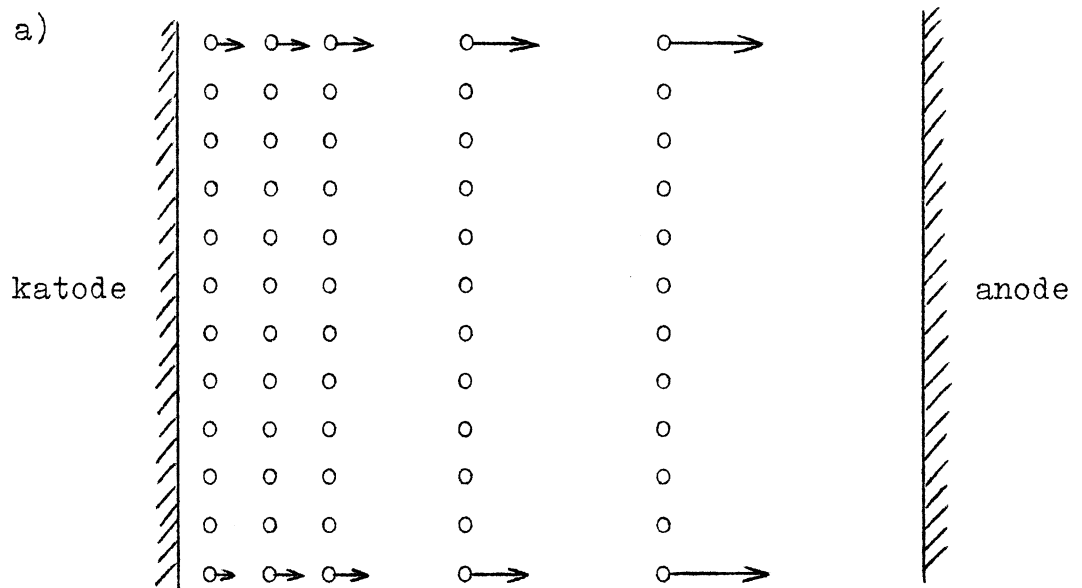


fig. 23.

Vi vil dernæst vise, at der ved en bestemt anodespænding  $U_a$  dannes en bestemt negativ rumladning.

Vinklen  $\beta$  i fig. 23b, hvis tangens er

$$\operatorname{tg} \beta = \left( \frac{dU}{dx} \right)_{x=0} = E_0$$

ses at være et mål for feltstyrken ved katodens overflade. I fig. 23b er denne feltstyrke tænkt positiv. Og der vil derfor virke en kraft på de fra katodeoverfladen emitterede elektroner, således at de accelereres, og rumladningen forøges.

Den forøgede rumladning umiddelbart uden for katodeoverfla-

den vil nedsætte potentialet her, men først når der udsendes så mange elektroner pr. tidsenhed, at rumladningen på det nævnte sted giver feltstyrken  $E_0 = 0$ , bliver tilstanden stationær. Strømtætheden forbliver da konstant.

Tænker man sig nemlig, at der er kommet så mange elektroner ud i rummet umiddelbart foran katoden, at feltstyrken her er blevet negativ, vil denne negative feltstyrke bremse de elektroner, der emitteres fra katoden, således at antallet ude i rummet reduceres til det ovenfor nævnte stationære antal, der giver værdien nul for feltstyrken umiddelbart uden for katodeoverfladen.

En anden værdi af anodespændingen giver en anden elektrontæthed, der vil bevirke, at feltstyrken ved katodeoverfladen igen bliver nul.

Strømmen gennem røret vil således være bestemt af rumladningen.

Potentialfordelingskurven har i ligevægtstilstanden (den stationære tilstand) en bestemt form, som ved givne elektrodedimensioner og elektrodeafstande er den samme ved enhver anodespænding. En ændring af anodespændingen ændrer kun tegningens spændingsmålestok.

Dette indebærer, at elektrontætheden på et bestemt sted mellem elektroderne er proportional med anodespændingen.

Da endvidere elektronhastigheden som foran fundet er proportional med kvadratroden af spændingen, bliver strømmen gennem elektronrøret proportional med anodespændingen i potensen  $\frac{3}{2}$ .

Den som følge af rumladningens tilstedeværelse begrænsede strøm kan altså udtrykkes ved formlen

$$I_a = k U_a^{\frac{3}{2}}$$

Konstanten  $k$  er afhængig af elektronrørets konstruktive data.

I fig. 24 er tegnet kurver over anodestrømmen gennem dioden som funktion af anodespændingen ved forskellige værdier af katodens temperatur.

Man bemærker, at den del af kurverne, som viser rumladningsstrømmen, praktisk talt er sammenfaldende ved de forskellige temperaturer, medens måtningsstrømmene tydeligt afhænger af temperaturens størrelse.

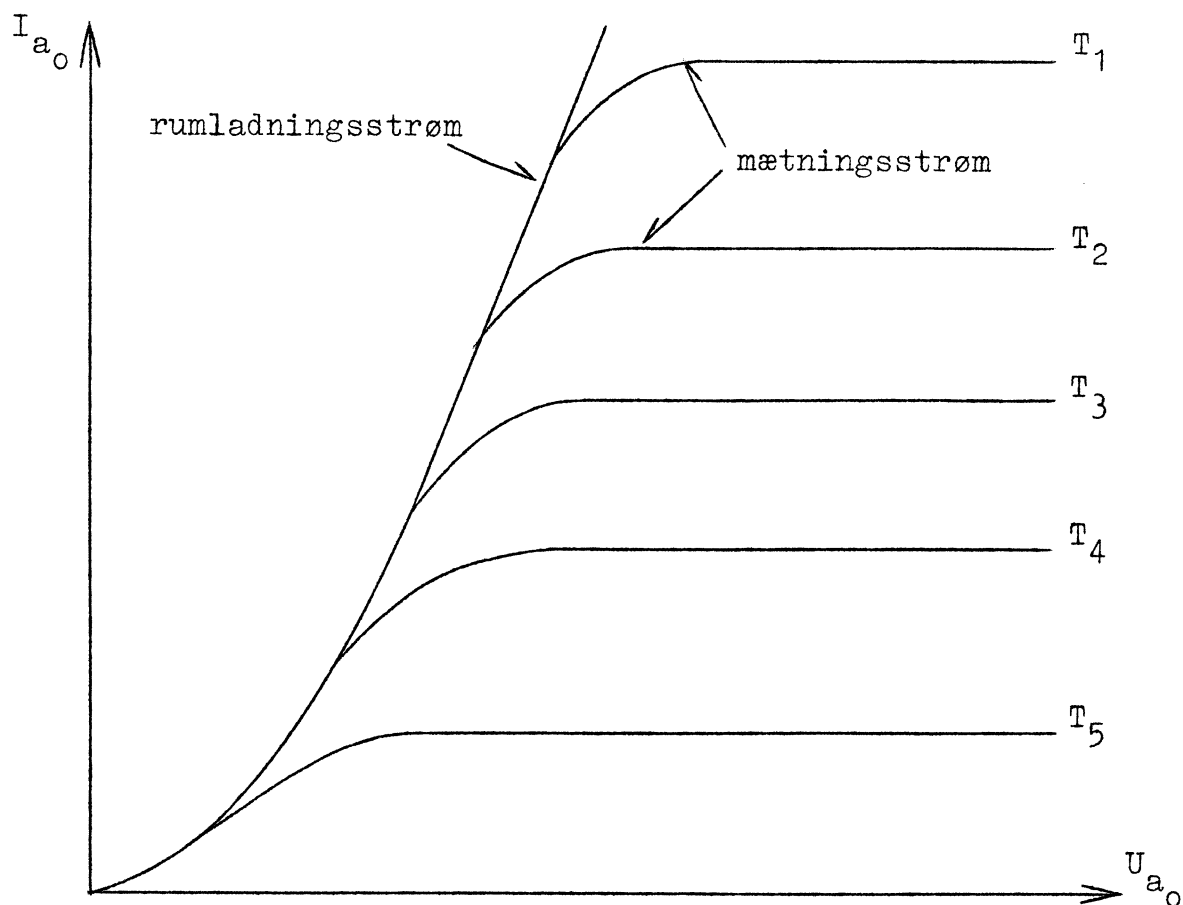


fig. 24.

De viste kurver gælder for en wolframkatode.

Ved oxydkatoder, hvor katodetemperaturen er relativ lav, iagttages ingen udpræget mætningsstrøm, idet mætningen indtræder gradvis.

Vi vender nu tilbage til spændingsforholdene i rummet mellem rørets elektroder.

Det virkelige forløb af potential, feltstyrke og elektronhastighed kan først angives, når fordelingen af de frie elektroner i nævnte rum er kendt, d.v.s. når man kender rumladningernes størrelse i de forskellige punkter i rummet.

Det kan imidlertid vises, at potentialforskellen  $U_x$  mellem katoden og et punkt i afstanden  $x$  fra denne kan bestemmes af formlen

$$U_x = k x^{\frac{4}{3}}$$

såfremt man går ud fra, at elektronerne har hastigheden nul ved katoden.

Heraf kan man udlede en formel for feltstyrken:

$$E_x = k_1 x^{\frac{1}{3}}$$

samt en formel for elektronhastigheden:

$$v_x = k_2 \sqrt{U_x} = k_3 x^{\frac{2}{3}}$$

De tre størrelser  $U_x$ ,  $E_x$  og  $v_x$  er vist som funktion af  $x$  i fig. 25, idet man har sat  $E_0 = 0$ , hvilket som foran nævnt er nødvendigt, for at tilstanden kan være stationær.

Man bemærker, at feltstyrken ved anoden nu er større, end den var, da der ingen rumladning var til stede, se fig. 22.

Uden rumladning var feltstyrken  $E_d$  ved anoden givet ved

$$E_d = \frac{U_{ao}}{d},$$

medens den, når rumladningen optræder, kan beregnes således:

Af formelen for  $U_x$  findes for  $x = d$  :

$$U_d = k d^{\frac{4}{3}} = U_{ao}$$

Divideres dette udtryk op i formelen for  $U_x$  haves:

$$\frac{U_x}{U_{ao}} = \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{4}{3}}$$

Feltstyrken  $E_x$  på stedet  $x$  findes nu ved at løse denne ligning med hensyn til  $U_x$  og differentiere dette udtryk. Man finder

$$E_x = \frac{dU_x}{dx} = \frac{4}{3} U_{ao} \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{3}} \frac{1}{d} = \frac{4}{3} \frac{U_{ao}}{d} \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{3}}$$

For  $x = d$  giver dette udtryk:

$$E_d = \frac{4}{3} \frac{U_{ao}}{d}$$

hvilket ses at være  $\frac{4}{3}$  gange den feltstyrke, som er til stede ved anoden, når der ingen rumladning er i røret, d.v.s. når røret ikke er opvarmet.

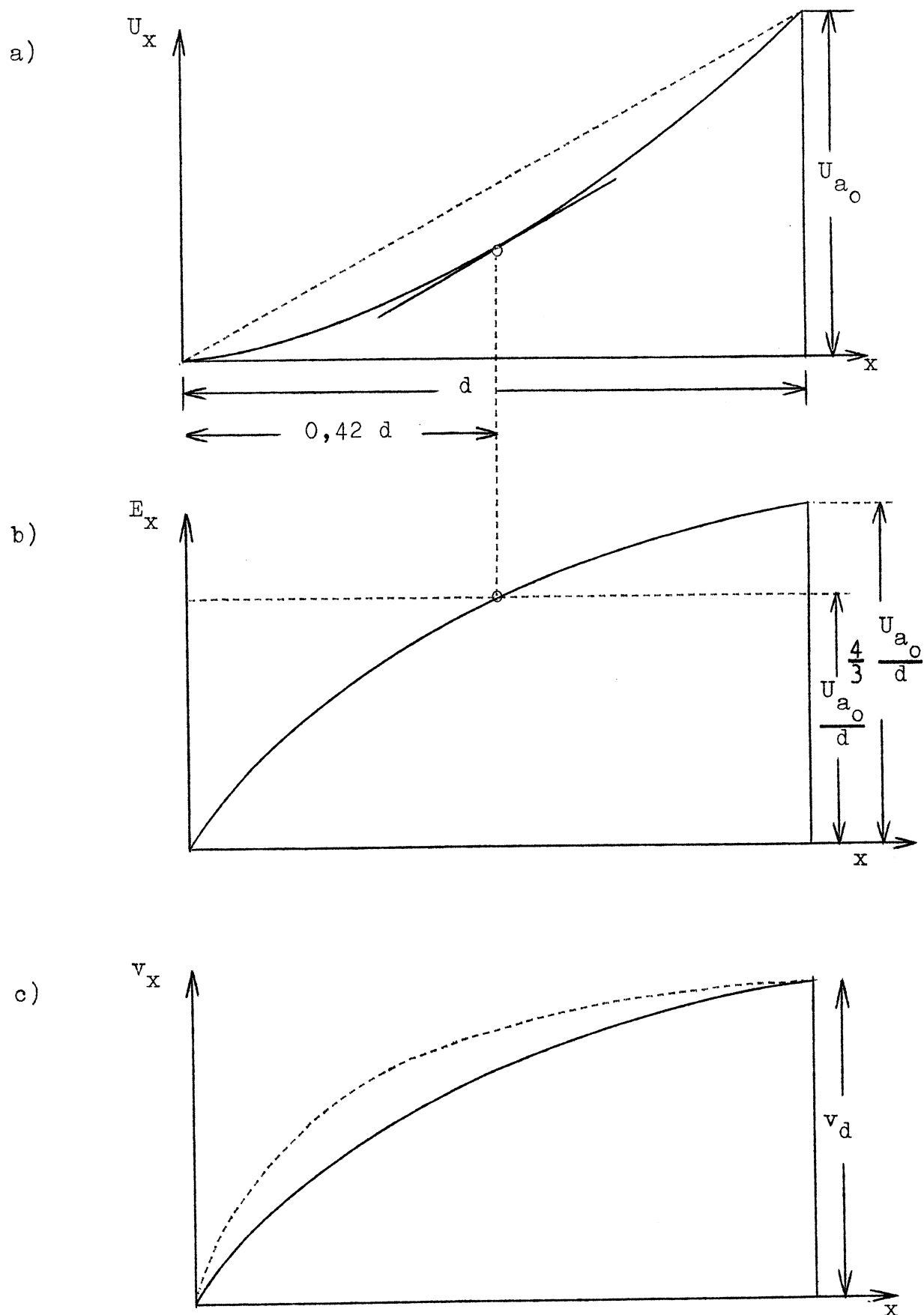


fig. 25.



Rumladningens tilstedeværelse medfører også, som det fremgår af det ovenfor fundne, at der er en større dielektrisk induktionsliniestrøm i røret, når det er opvarmet, end når det er koldt.

Man har som bekendt, at den dielektriske induktion  $D$  er proportional med feltstyrken  $E$ :

$$D = \epsilon E$$

samt

$$\Psi = D A = \epsilon E A$$

Heraf følger også, at rørets kapacitet er større, når katoden er opvarmet, end når den ikke er det.

$$C = \frac{\Psi}{U_{ao}}$$

Denne formel giver, at

$$\frac{C_{\text{varm katode}}}{C_{\text{kold katode}}} = \frac{\Psi_{\text{varm katode}}}{\Psi_{\text{kold katode}}} = \frac{E_{d_{\text{varm katode}}}}{E_{d_{\text{kold katode}}}} = \frac{4}{3}$$

Når katoden er opvarmet, således at der er rumladninger i røret, vil rørets kapacitet altså være ca. 30 % større end den kapacitet, man måler, når katoden ikke er opvarmet.

### Elektrontærsklen.

Elektronerne forlader imidlertid ikke katoden med hastigheden nul som forudsat i de foregående betragtninger, men med en vis hastighed forskellig fra nul.

Man vil derfor finde, at der et stykke uden for katoden findes flere elektroner, end man efter ovenstående beregninger skulle vente at finde.

Den virkelig tilstedeværende rumladning vil derfor i nærheden af katoden have den i fig. 26 viste virkning på potentialfordelings- og feltstyrkefordelingskurverne.

Inden for stykket  $\delta$  ses, at feltstyrken er rettet således, at elektronerne, der kommer fra katoden, bremses.

Dette medfører, at kun relativt hurtige elektroner kan passere dette bremsefelt, og der er således dannet en elektrontærskel, som forhindrer de elektroner, der ikke har tilstrækkelig stor hastighed, i at komme frem til anoden. De må gå tilbage til katoden.

Man vil i virkeligheden finde, at en forøgelse af katodens

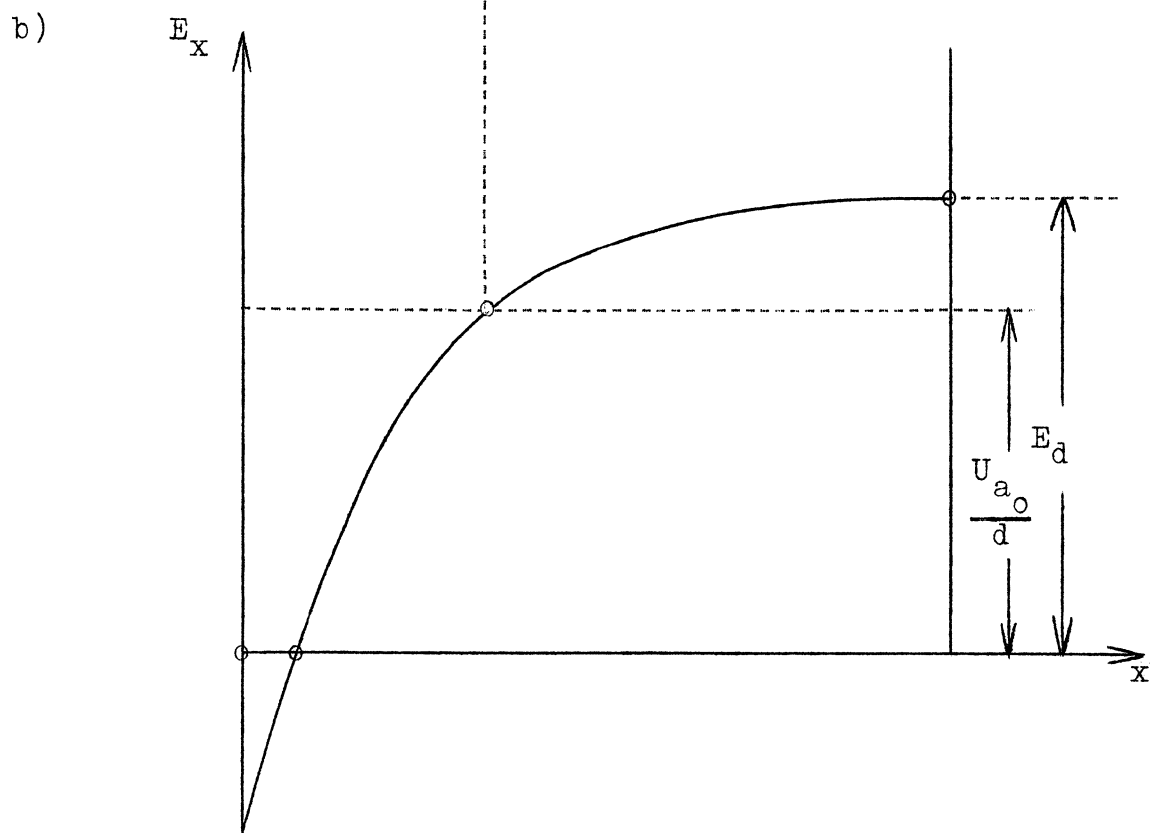
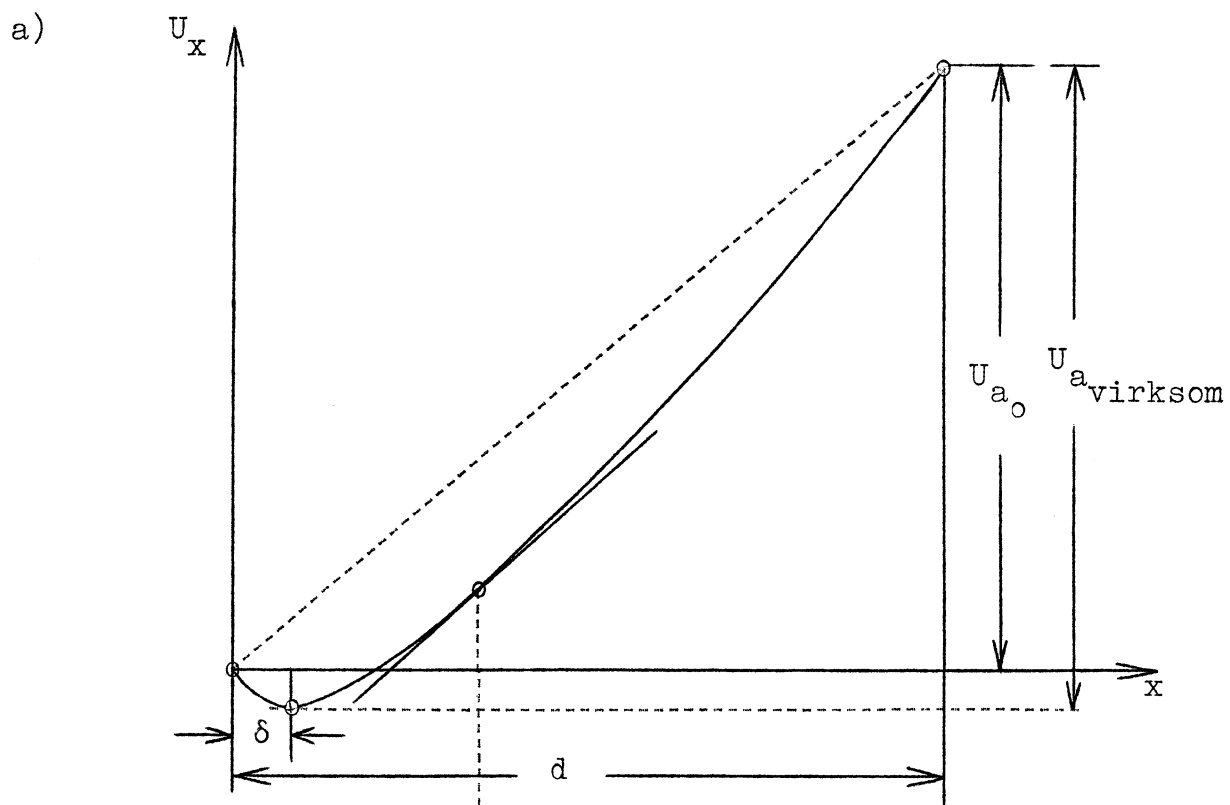


fig. 26.

temperatur ikke vil forøge anodestrømmen væsentlig, idet en sådan temperaturforøgelse vil medføre en forøgelse af de udsendte elektroners begyndelseshastighed, hvilket automatisk medfører en tilsvarende forøgelse af elektrontærsklens størrelse. Bremsfeltet bliver da kraftigere.

Anodestrømmens rumladningsområde er langt det vigtigste ved elektronrøret, idet rørets arbejds punkt normalt ligger inden for dette område.

### 3) Mætningsområdet.

De i mætningsområdet herskende forhold er allerede kort omtalte, og da området er uden praktisk betydning ved de anvendelser af elektronrørene, som beskrives i dette afsnit, skal vi ikke gå nærmere ind på forholdene i dette område.

#### Elektronsus.

Af det foregående fremgår, at anodestrømmen i et elektronrør er en partikelstrømning.

Den virkelige anodestrøm kan derfor opfattes som en jævnstrøm overlejret med en - ganske vist meget svag - vekselstrømslignende krusning.

Denne krusning af strømmen vil, såfremt den forstærkes tilstrækkeligt stærkt og gengives i en højttaler, give en hvæsende lyd, det såkaldte "rørsus".

Rørsuset er størst, når man arbejder i rørets mætningsområde.

### Trioden.

-----

#### Spændings- og strømforhold, forstærkningsfaktor.

Et elektronrør, som foruden katoden og anoden også har en tredje elektrode, det såkaldte gitter, anbragt mellem de to førstnævnte elektroder, kaldes en triode. Fig. 27 viser et elektronrør bestående af to triodesystemer indbygget i samme glasbeholder.

Gitteret er ofte lavet på den måde, at man har snoet en tynd metaltråd (nikkellegering eller molybdæn) til en skruelinie, der er anbragt koncentrisk med katoden.

Gittertrådens tykkelse kan f. eks. være ca. 0,03 mm og afstanden mellem gitteret og katoden kan gå helt ned til 0,1 - 0,2 mm.

I fig. 27 ses en anden udførelse, idet man her har givet katoden en flad form og viklet gitteret omkring to støtter, således at gittertrådene kommer til at gå parallelt med katodeoverfladen.

Anoden er presset i en sådan form, at den virksomme del af anodeoverfladen også er parallel med katodeoverfladen.

Ved langt de fleste anvendelser i praksis er potentialet på gitteret negativt i forhold til katoden, således at gitteret frastøder praktisk talt alle elektroner, der kommer i nærheden af det.

Gitterstrømmen er da forsvindende lille i sammenligning med anodestrømmen.

I fig. 28 er vist en triode med de batterier (spændingskilder) tilsluttet, som forsyner røret med de nødvendige spændinger. Disse batterier er

Glødestrømsbatteriet	: A-batteriet
Anodespændingsbatteriet	: B-batteriet
Gitterspændingsbatteriet	: C-batteriet.

Vi bemærker her, at alle spændinger og strømme er forsynet med indeks  $_0$ , hvilket angiver, at der er tale om jævnstrømme og jævnspændinger.

Samtidig er i figuren antydnet, at de på røret virkende spændinger ikke altid er lig med batterispændingerne, idet der er vist modstande indskudt såvel i anode- som i gitterkredsen.

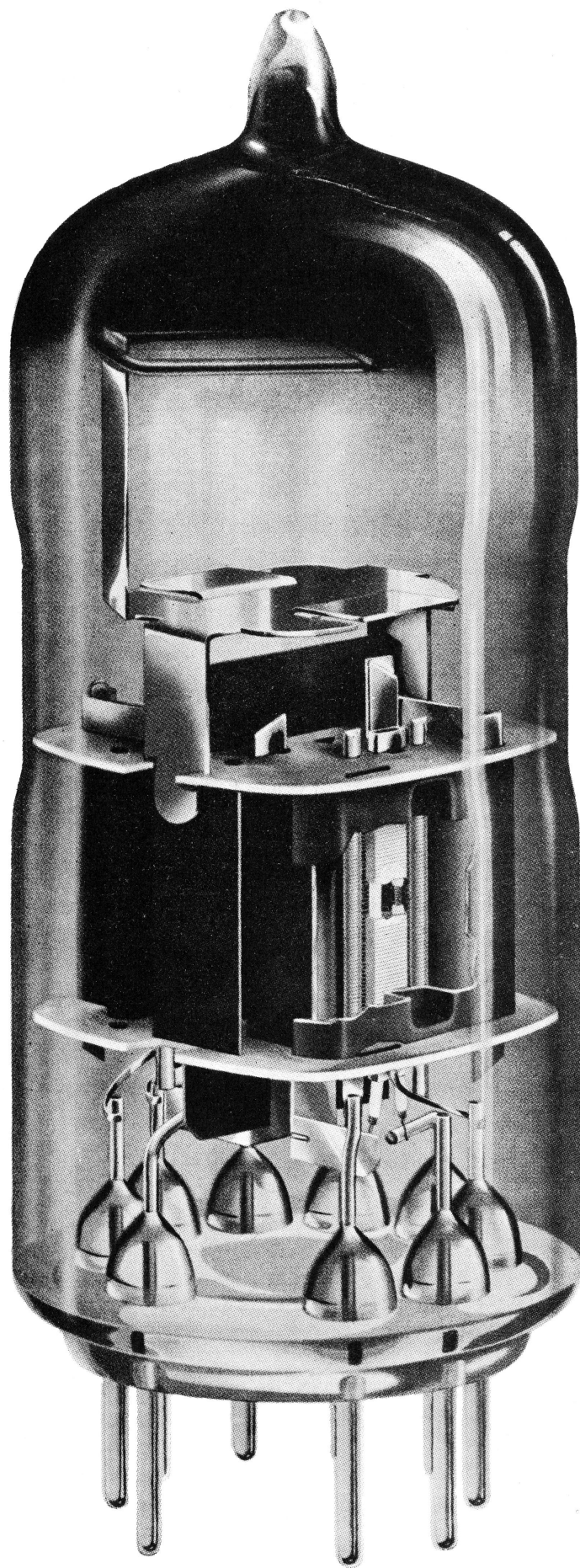
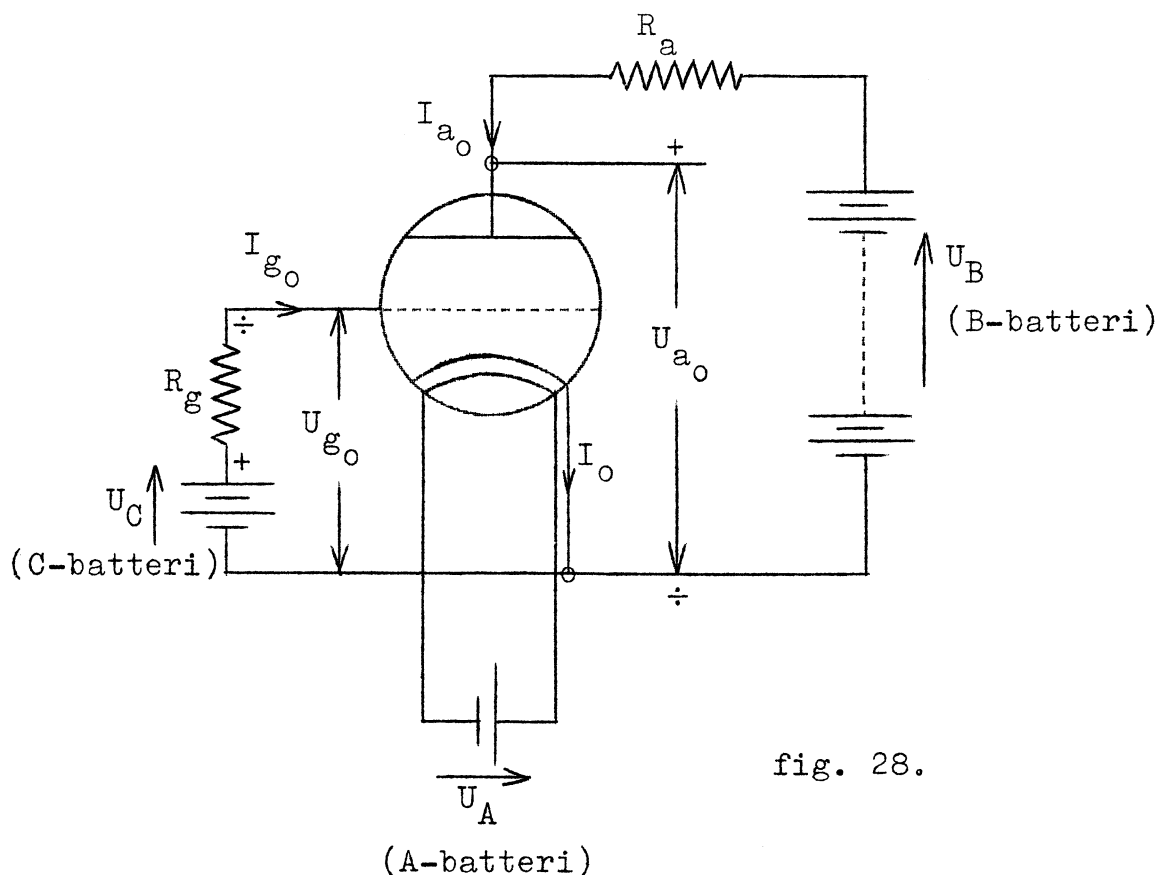


fig. 27: Elektronrør med  
to triodesystemer  
i samme glaskolbe  
(Philips)



I fig. 29 er vist kraftlinierne dels i det tilfælde, at anoden alene har et positivt potential i forhold til katoden (fig. 29a), dels i det tilfælde, at gitteret alene har et negativt potential i forhold til katoden (fig. 29b) og dels i det tilfælde, at begge de nævnte elektroder er tilsluttet respektive spændingskilder.

Da gitteret ligger meget nær ved katoden, vil en ændring af gitterspændingen virke meget stærkere på elektronetærsklens størrelse og dermed på elektronstrømmen (anodestrømmen), end den samme ændring af anodespændingen vil gøre.

Til trods for, at det negativt ladede gitter virker frastødende på elektronerne, der kommer fra katoden, vil virkningen fra anoden kunne komme gennem gitterets masker frem til katoden og trække elektroner bort herfra. Af fig. 29c fremgår, at anodens virkning på de fra katoden kommende elektroner varierer langs med katodens overflade, idet den er størst ud for gitterets masker og mindst ud for gitterets tråde.

Tænker vi os et bestemt tilfælde, hvor anodespændingen er

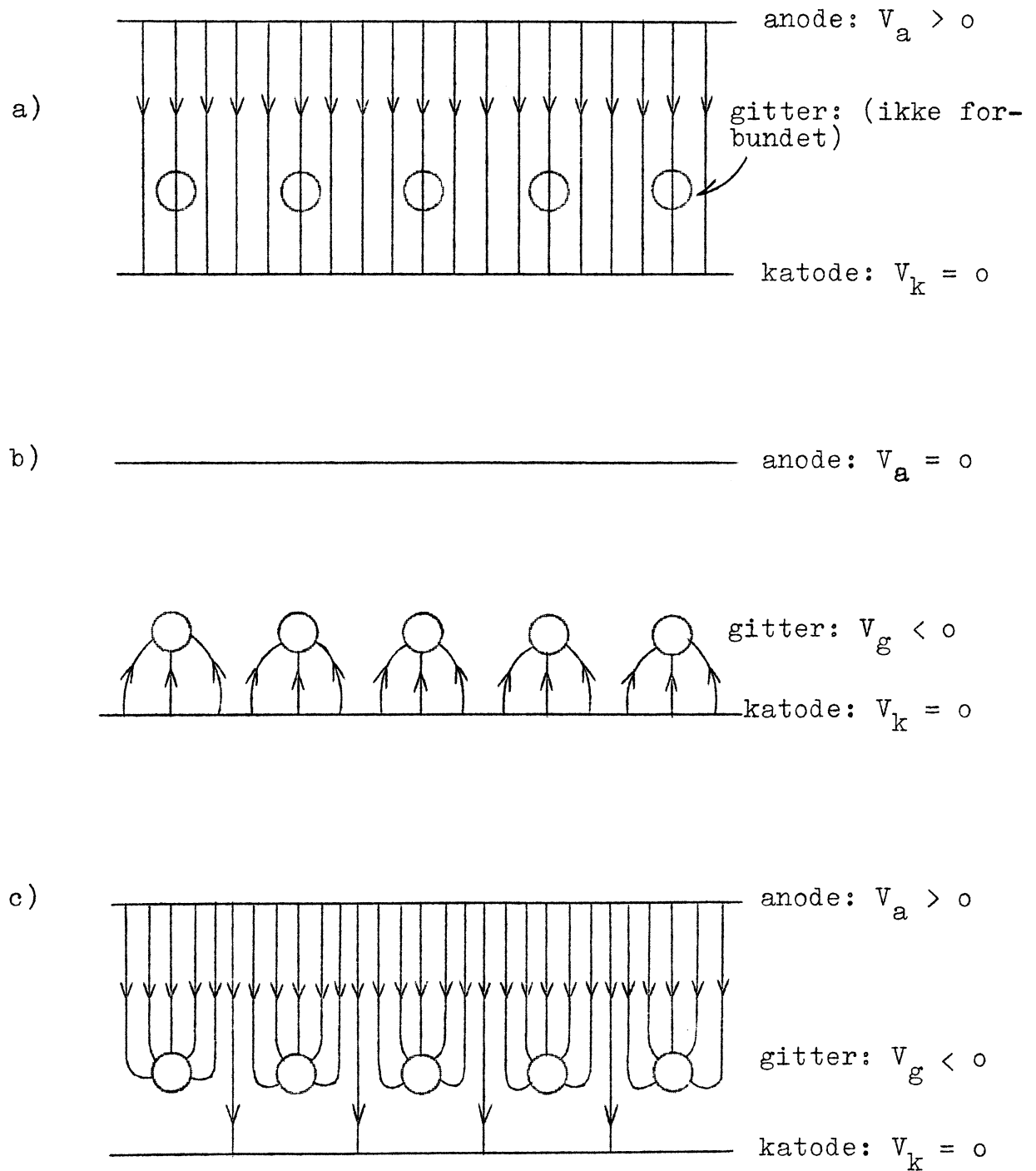


fig. 29.

positiv med værdien  $U_{a_0}$  og gitterspændingen negativ med værdien  $U_{g_0}$ , vil der gå en bestemt anodestrøm  $I_{a_0}$  bestemt af de to spændingers størrelse.

Giver vi nu anodespændingen en positiv tilvækst  $\Delta U_{a_0}$  uden

at ændre gitterspændingen, vil anodens virkning ved katodens overflade blive kraftigere (feltstyrken her bliver større), og anodestrømmen vokser til værdien  $I_{a_0} + \Delta I_{a_0}$ .

Forøger vi dernæst den negative gitterspænding med den negative tilvækst  $\Delta U_{g_0}$ , vil anodestrømmen atter aftage, og vi antager, at den valgte værdi af  $\Delta U_{g_0}$  netop er så stor, at anodestrømmen antager den oprindelige værdi  $I_{a_0}$ .

En ændring af gitterspændingen med  $\Delta U_{g_0}$  har altså samme virkning som en ændring af anodespændingen med  $\Delta U_{a_0}$ , men da gitteret ligger meget nærmere ved katoden, end anoden gør, vil gitterspændingsændringen være meget mindre end anodespændingsændringen.

Forholdet mellem de to spændingsændringer kaldes rørets forstærkningsfaktor  $\mu$ , og man har altså

$$\mu = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right] I_{a_0} = k$$

Da spændingsændringerne  $\Delta U_{a_0}$  og  $\Delta U_{g_0}$  almindeligt defineres som de positive tilvækster til de tilhørende spændinger, d.v.s. ved formlerne

$$U_a = U_{a_0} + \Delta U_{a_0} \quad (\text{for } I_{a_0} = k)$$

og

$$U_g = U_{g_0} + \Delta U_{g_0} \quad (\text{for } U_{a_0} = k)$$

og da der som foran nævnt skal benyttes en negativ "tilvækst" i  $U_{g_0}$  for at kompensere for den positive tilvækst  $\Delta U_{a_0}$  i  $U_{a_0}$ , ses, at forstærkningsfaktoren  $\mu$  efter ovenstående formel matematisk set bliver negativ.

Almindeligvis opgives den numeriske værdi af  $\mu$ .

Den reciprokke værdi af forstærkningsfaktoren kaldes gennemgrebet D:

$$D = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right] I_{a_0} = k$$



Betegnelsen "gennemgrebet" skyldes, at denne størrelse siger noget om den virkning, hvormed anodespændingen "griber gennem" gitterets masker. Gennemgrebet er derfor mindst (og forstærkningsfaktoren størst) for fintmaskede gitre.

I praksis har  $D$  værdier fra ca. 0,01 - 0,3

Forstærkningsfaktoren vil da ligge mellem ca. 100 og ca. 3.

Vi gentager:

Anodestrømmen stiger, når

- 1) anodespændingen stiger, d.v.s. gives en positiv tilvækst,
- 2) gitterspændingen gives en positiv tilvækst, d.v.s. gøres mindre negativ, end den var i forvejen.

Anodestrømmen falder, når

- 1) anodespændingen gøres mindre positiv, d.v.s. gives en negativ tilvækst,
- 2) gitterspændingen gøres mere negativ, d.v.s. gives en negativ tilvækst.

Triodens  $I_{a_0}$  -  $U_{a_0}$  -diagram. Indre modstand.

Da anodestrømmen  $I_{a_0}$  afhænger såvel af anodespændingen  $U_{a_0}$  som af gitterspændingen  $U_{g_0}$ , kan man skrive

$$I_{a_0} = f(U_{a_0}, U_{g_0})$$

Vil man afbilde en sådan funktion grafisk, kan dette gøres i et tredimensionalt koordinatsystem (rumkoordinatsystem), men da et sådant er vanskeligere at overse end et plant, plejer man at tegne et antal kurver i et plant koordinatsystem. Den ene af de tre variable gives da en række faste værdier, hvoraf hver giver os en ny kurve, når de to andre varierer.

Således er i fig. 30 anodestrømmen  $I_{a_0}$  afsat som funktion af anodespændingen  $U_{a_0}$  ved forskellige konstante værdier af gitterspændingen  $U_{g_0}$ .

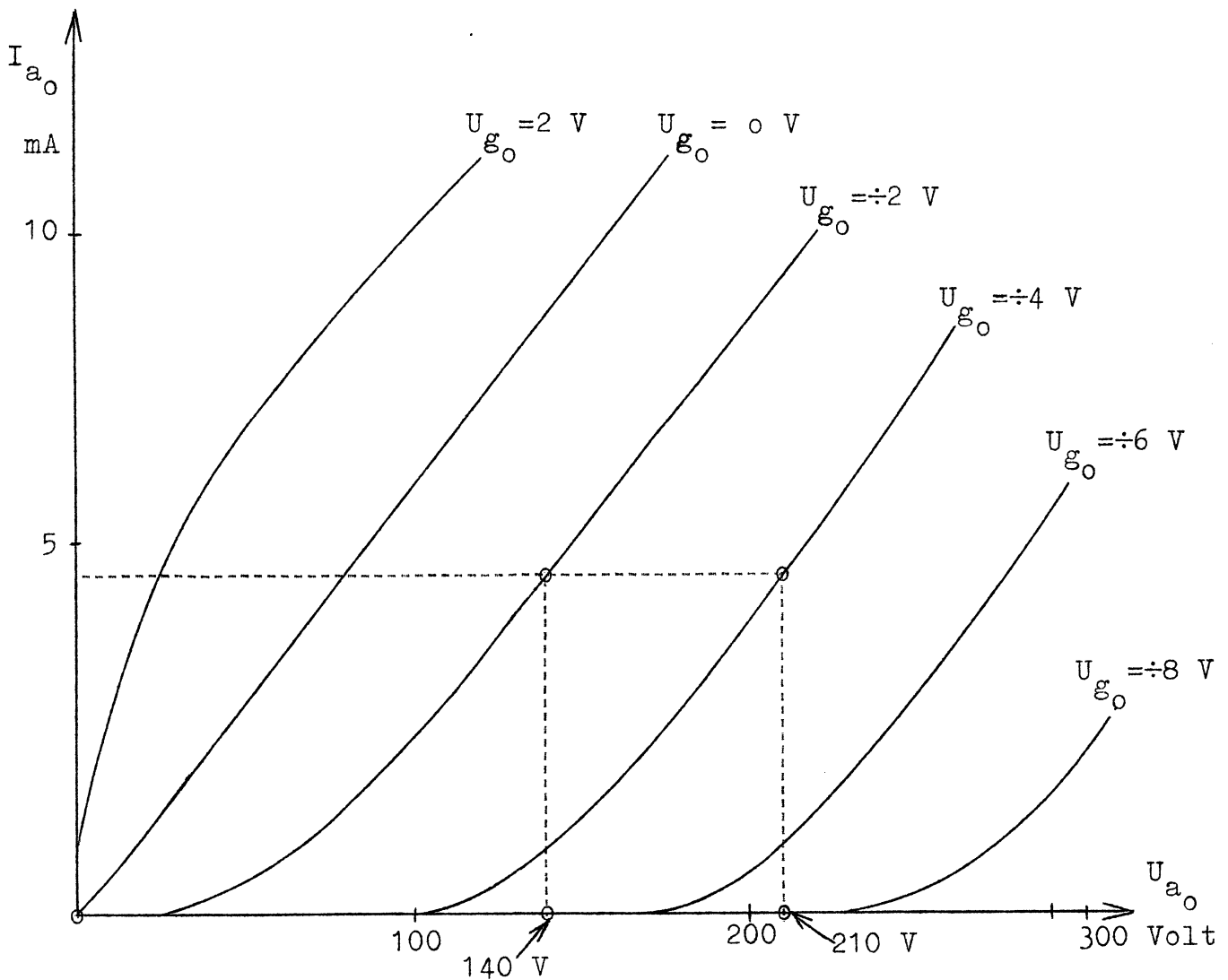


fig. 30.

De således fremkomne kurver er i virkeligheden en række snit gennem det tredimensionale billede af funktionen  $I_{a_0} = f(U_{a_0}, U_{g_0})$ .

Diagrammet fig. 30 kaldes triodens  $I_{a_0} - U_{a_0}$ -diagram eller  $I_{a_0} - U_{a_0}$ -karakteristikker.

Man bemærker, at kurverne med de højeste negative gitterspændinger ligger til højre i diagrammet.

I fig. 31 er vist, hvorledes man af sådanne kurver kan bestemme triodens forstærkningsfaktor.

I denne figur er tegnet en kurve over  $I_{a_0}$  som funktion af  $U_{a_0}$  ved den konstante gitterspænding  $U_{g_0}$  samt en tilsvarende kurve ved den konstante gitterspænding  $U_{g_0} + \Delta U_{g_0}$ . Man ser da, at man

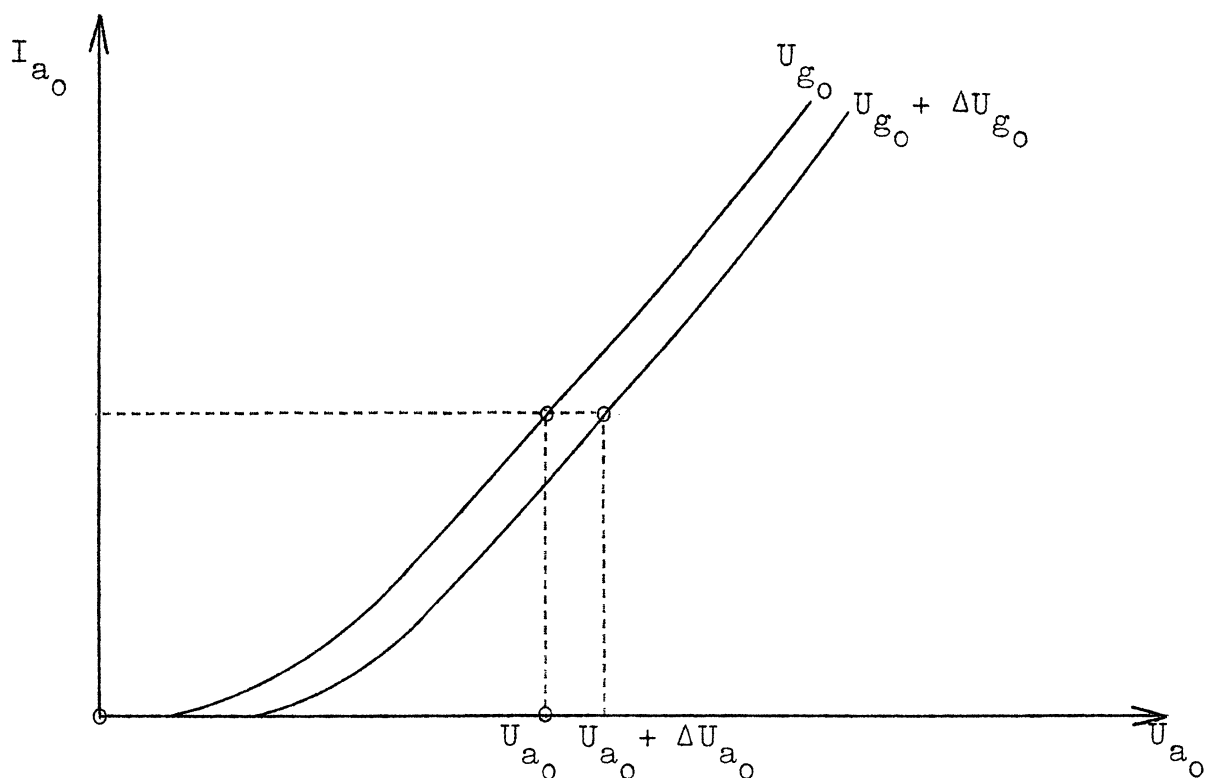


fig. 31.

for at bevare samme værdi af anodestrømmen må forøge anodespændingen fra værdien  $U_{a_0}$  til værdien  $U_{a_0} + \Delta U_{a_0}$ . Den således bestemte anodespændingstilvækst benyttes sammen med den kendte gitterspændingstilvækst til at bestemme  $\mu$ .

Teoretisk skulle de to kurver ligge meget tæt sammen, men i praksis fås en anvendelig værdi, selv om de ligger noget fra hinanden.

Således er i fig. 30 benyttet de to kurver for  $U_{g_0} = -2$  volt og  $U_{g_0} = -4$  volt.

Man ser, at man her, for at holde anodestrømmen konstant på 5 mA, skal ændre anodespændingen fra  $U_{a_0} = 140$  volt ved  $U_{g_0} = -2$  volt til  $U_{a_0} = 210$  volt ved  $U_{g_0} = -4$  volt.

Man har da

$$\mu = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right]_{I_{a_0} = 5 \text{ mA}} = \frac{210 - 140}{-4 + 2} = \div \frac{70}{2} = \div 35 \text{ d.v.s. } |\mu| = 35$$

og samtidig

$$D = \frac{1}{\mu} = \frac{1}{35} = \text{ca. } 0,03$$

For kurverne  $I_{a_0} = f(U_{a_0})$  for konstant værdi af  $U_{g_0}$  kan man bestemme tangentens stigningstal (hældningskoefficient) for et givet punkt på karakteristikken ud fra

$$\text{tg } \gamma = \frac{dI_{a_0}}{dU_{a_0}}$$

Den reciprokke værdi af dette forhold

$$\text{cotg } \gamma = \frac{dU_{a_0}}{dI_{a_0}}$$

ses at have dimension som en modstand (ohm) og kaldes rørets vekselstrømsmodstand eller indre modstand  $R_i$ .

I praksis bestemmes denne indre modstand ud fra rørets karakteristikker som vist i fig. 32.

Man tegner tangenten til kurven i det punkt, for hvilket man ønsker at bestemme  $R_i$ . Derefter tegnes den viste trekant, og man aflæser de to størrelser  $\Delta I_{a_0}$  og  $\Delta U_{a_0}$  som vist.

Man har da

$$\text{cotg } \gamma = \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta I_{a_0}} = R_i$$

Den praktiske definition af  $R_i$  bliver da

$$R_i = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta I_{a_0}} \right] U_{g_0} = k$$

Bemærk, at denne modstand ikke er den samme som rørets jævnstrømsmodstand, som må være givet ved

$$R_{i_0} = \frac{U_{a_0}}{I_{a_0}}$$

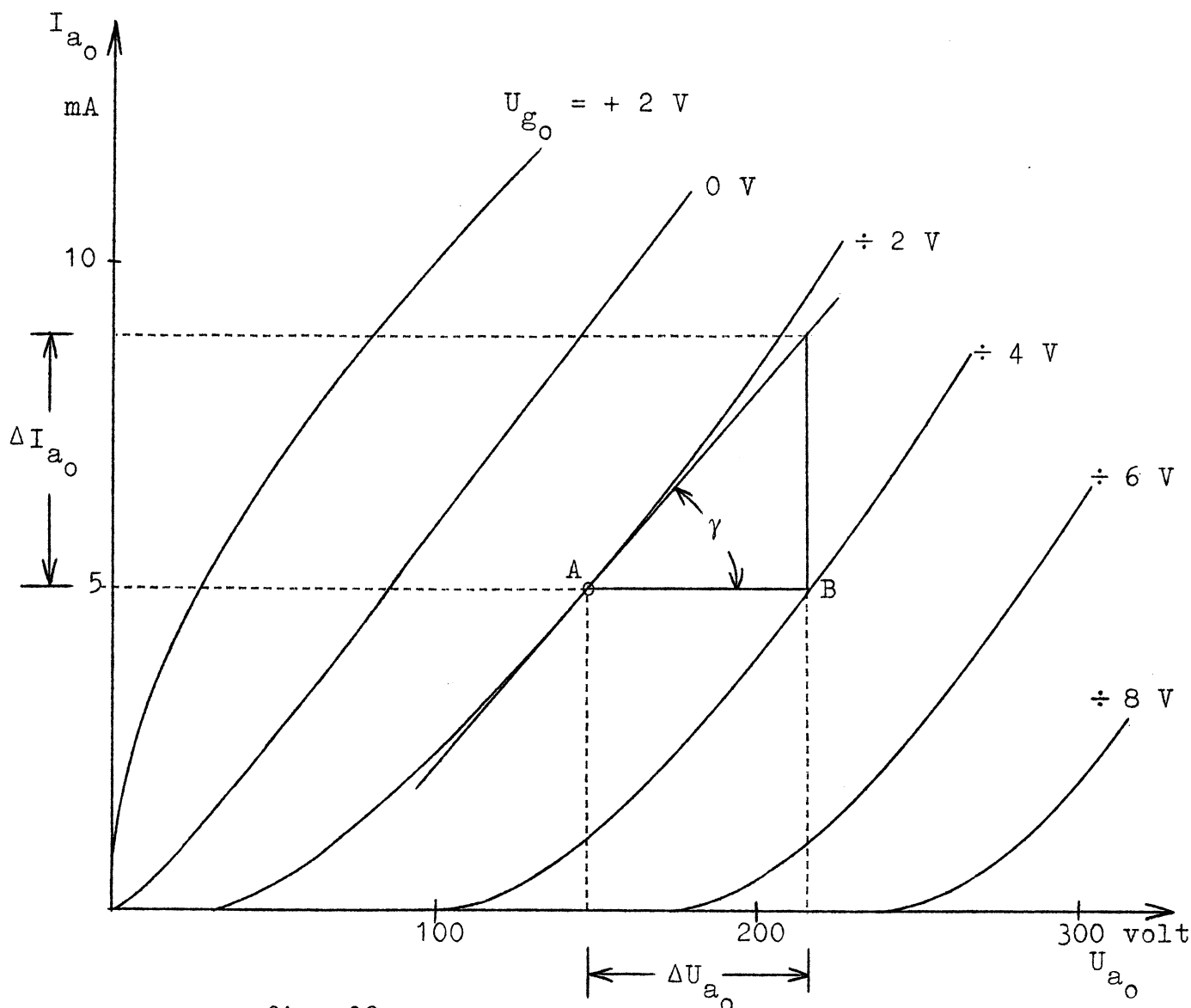


fig. 32.

### Triodens $I_{a_0} - U_{g_0}$ -diagram. Stejlhed.

På samme måde som forklaret under  $I_{a_0} - U_{a_0}$ -diagrammet kan man tegne et sæt kurver over  $I_{a_0} = f(U_{g_0})$  for  $U_{a_0} = \text{konstant}$ .

Kurverne er vist i fig. 33 og kaldes triodens  $I_{a_0} - U_{g_0}$ -karakteristikker.

Disse kurvers hældningskoefficient (almindeligvis kaldet kurvernes stejlhed  $S$ ) er givet ved

$$S = \left[ \frac{dI_{a_0}}{dU_{g_0}} \right]_{U_{a_0} = k}$$

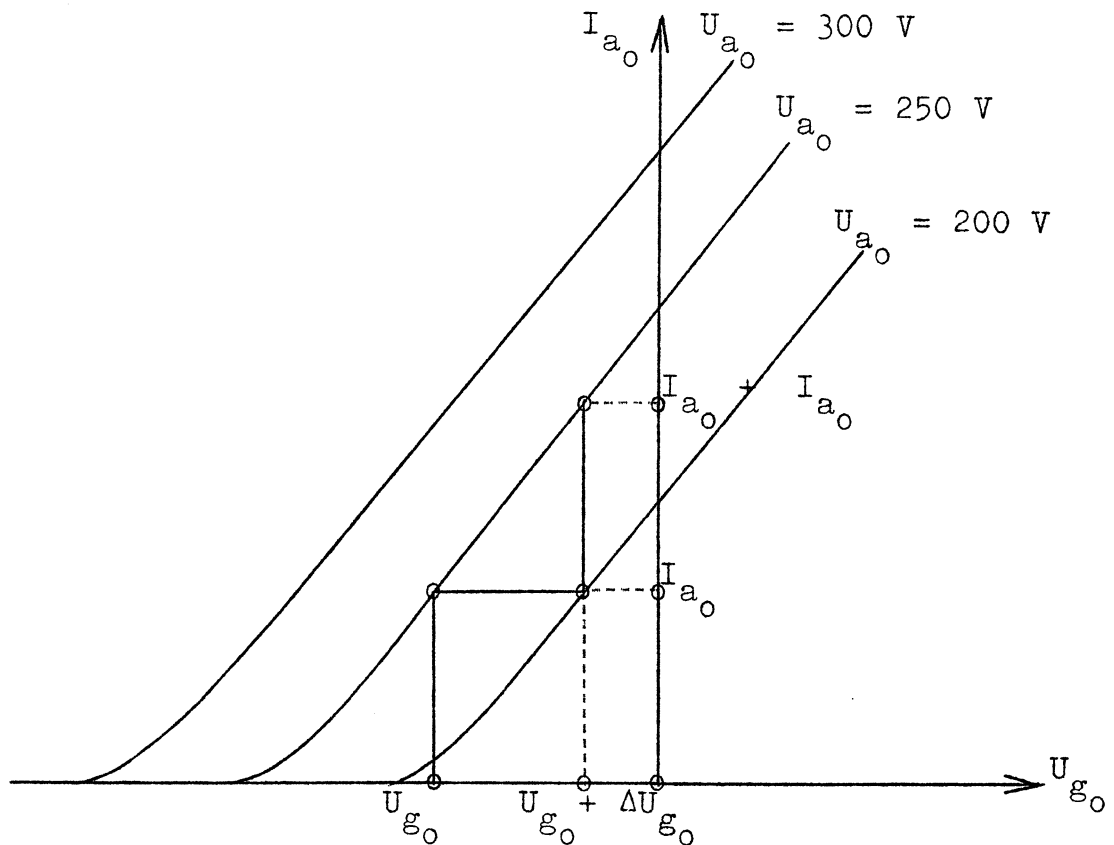


fig. 33.

Denne stejlhed kan i praksis bestemmes af den pågældende kurve, ved at man tegner tangenten til kurven i det punkt, for hvilket man ønsker at bestemme stejlheden. Derefter tegnes den i fig. 33 viste trekant, hvoraf de to størrelser  $\Delta I_{a_0}$  og  $\Delta U_{g_0}$  kan måles.

Man har da

$$S = \left[ \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right]_{U_{a_0} = k}$$

Selve kurverne anvendes ikke ret ofte i praksis, da man her for det meste har varierende anodespænding, således at man ikke kan holde sig på en og samme kurve i dette diagram.

De er imidlertid anvendelige ved betragtninger over rørets arbejdsmåde i forskelligartede tilfælde.

Af stejlhedens definitionsformel ses, at den har dimension som en ledningsevne (strøm divideret med spænding), men da strømvariationen sker i anodekredsen, medens spændingsvariationen sker

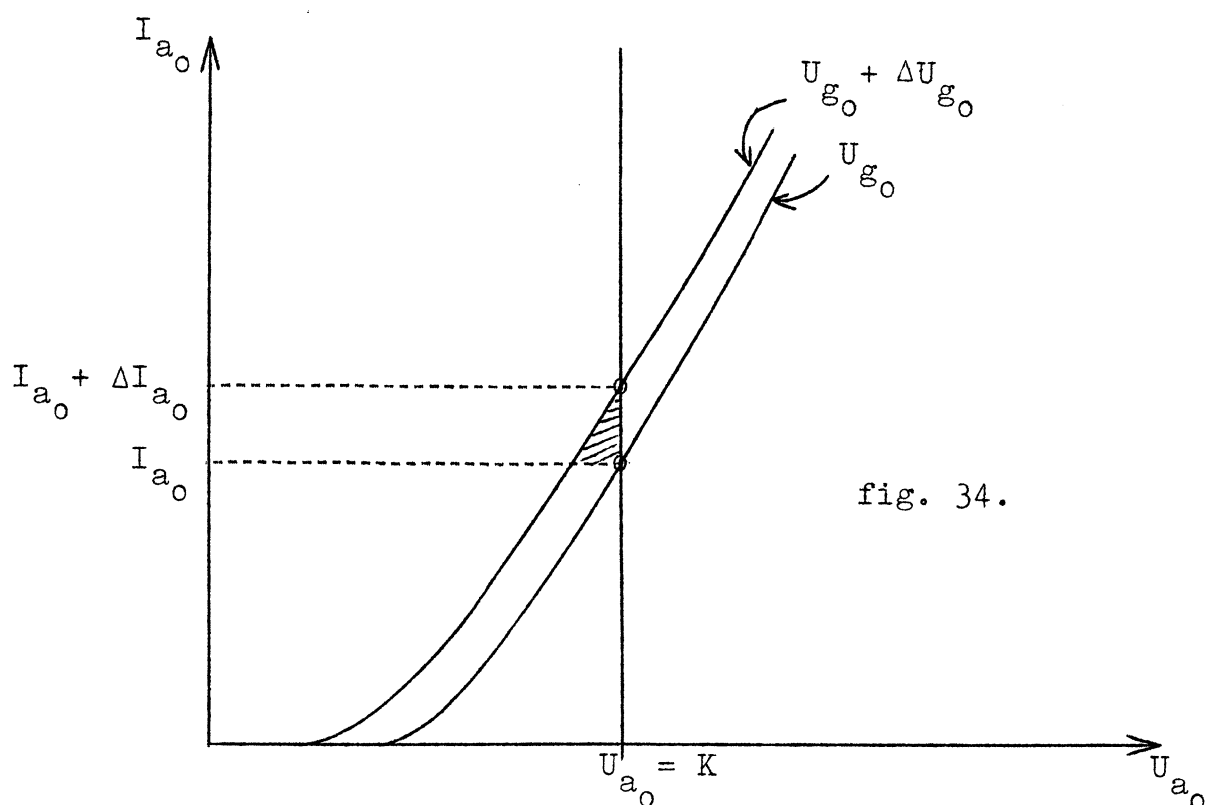


fig. 34.

i gitterkredsen, benytter man ikke den almindelige enhed for ledningsevne (siemens), men skriver milliampere pr. volt ( $\frac{\text{mA}}{\text{V}}$ ).

Stejlheden kan også bestemmes af  $I_{a_0} - U_{a_0}$ -diagrammet, se fig. 34.

Man tegner to kurver over  $I_{a_0} = f(U_{a_0})$  for de to gitterspændinger  $U_{g_0}$  og  $U_{g_0} + \Delta U_{g_0}$ . På en lodret linie gennem den værdi af anodespændingen, ved hvilken man vil bestemme stejlheden, aflæses da størrelsen af anodestrømsændringen  $\Delta I_{a_0}$ . Den i fig. 34 viste

skraverede lille trekant er imidlertid ensvinklet med den større, retvinklede trekant ABC i fig. 32, således at den her bestemte værdi af  $\Delta I_{a_0}$  kan benyttes. Den tilsvarende værdi af  $\Delta U_{g_0}$  bliver

da differensen mellem de to værdier af gitterspændingen, der svarer til de to kurver, hvorpå punkterne A og B er beliggende, (i fig. 32 henholdsvis - 2 og - 4 volt, således at  $\Delta U_{g_0}$  her er 2 volt).

Sammenhængen mellem rørkonstanterne  $\mu$ ,  $R_i$  og  $S$ .

De tre foran fundne størrelser for trioden:

forstærkningsfaktoren  $\mu$ ,

den indre vekselstrømsmodstand  $R_i$ ,

stejlheden  $S$

kaldes rørets konstanter.

De er som foran nævnt defineret ved formlerne:

$$\mu = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right]_{I_{a_0} = k}$$

$$R_i = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta I_{a_0}} \right]_{U_{g_0} = k}$$

$$S = \left[ \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \right]_{U_{a_0} = k}$$

eller, mere korrekt, ved de tilsvarende partielle differential-kvotienter.

Bestemmes de tre konstanter ud fra værdierne af  $\Delta I_{a_0}$ ,  $\Delta U_{a_0}$  og  $\Delta U_{g_0}$  målt i det samme punkt på en  $I_{a_0} - U_{a_0}$ -karakteristik, finder man følgende sammenhæng mellem dem (Barkhausens formel):

$$S R_i = \mu$$

hvilket let kontrolleres ved indsætning af definitionsformlerne.

### Trioden som forstærker.

Med en triode kan man opnå to forskellige arter forstærkning:

1) strømforstærkning, og

2) spændingsforstærkning.

Disse to forstærkningsarter skal nu behandles hver for sig.

#### 1) Strømforstærkning.

Et eksempel på denne art forstærkning er vist i fig. 35.

En jævnstrøm  $I_0$  sendes gennem en ohmsk modstand  $R_g$  og det



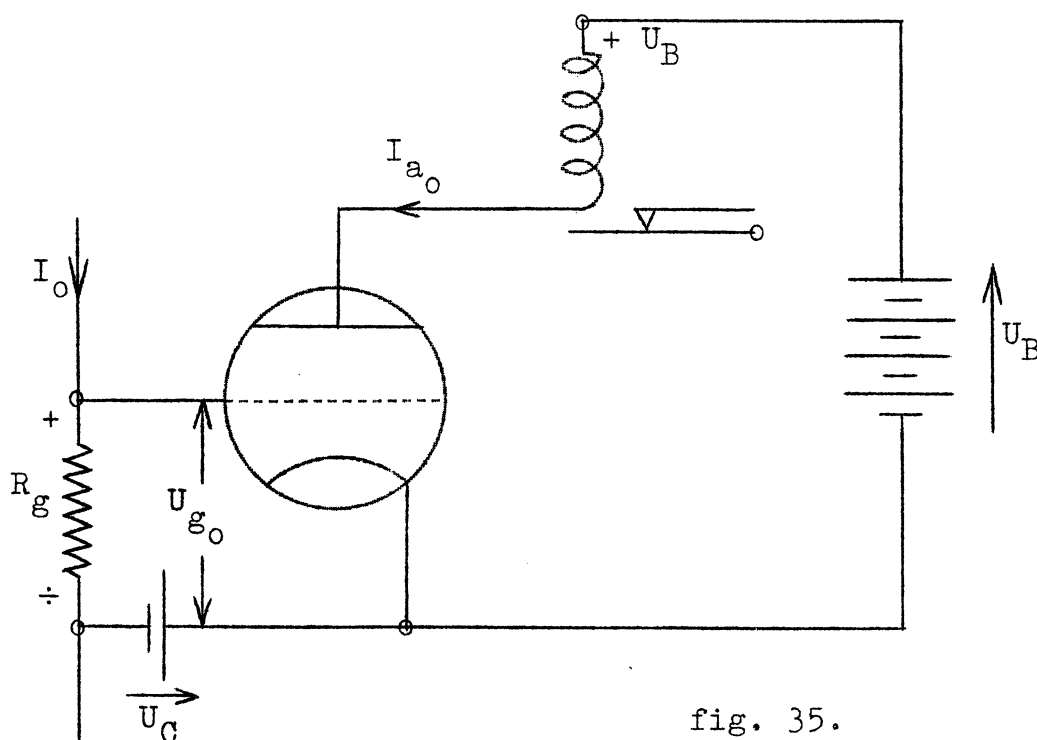


fig. 35.

derved fremkomne spændingsfald

$$U = I_0 R_g$$

påvirker triodens gitter, idet modstanden er indskudt mellem rørets katodekreds og gitter.

Et gitterbatteri  $U_C$  giver gitteret et så stort negativt potential i forhold til katoden, at der ikke går nogen gitterstrøm.

Gitterspændingen, d.v.s. gitterets potential i forhold til katoden, er da

$$U'_{g_0} = I_0 R_g - U_C$$

I fig. 36 er vist triodens  $I_{a_0} - U_{g_0}$ -karakteristik for den påtrykte anodespænding  $U_B$ .

Er strømmen gennem gittermodstanden  $R_g$   $I_0$ , vil gitteret have spændingen  $U'_{g_0}$ , og af karakteristikken ses den tilsvarende anodestrøm at være  $I'_{a_0}$ .

Andres strømmen gennem gittermodstanden fra  $I_0$  til  $I_0 + \Delta I_0$ , d.v.s. med tilvæksten  $\Delta I_0$ , vil gitterets potential i forhold til katoden blive

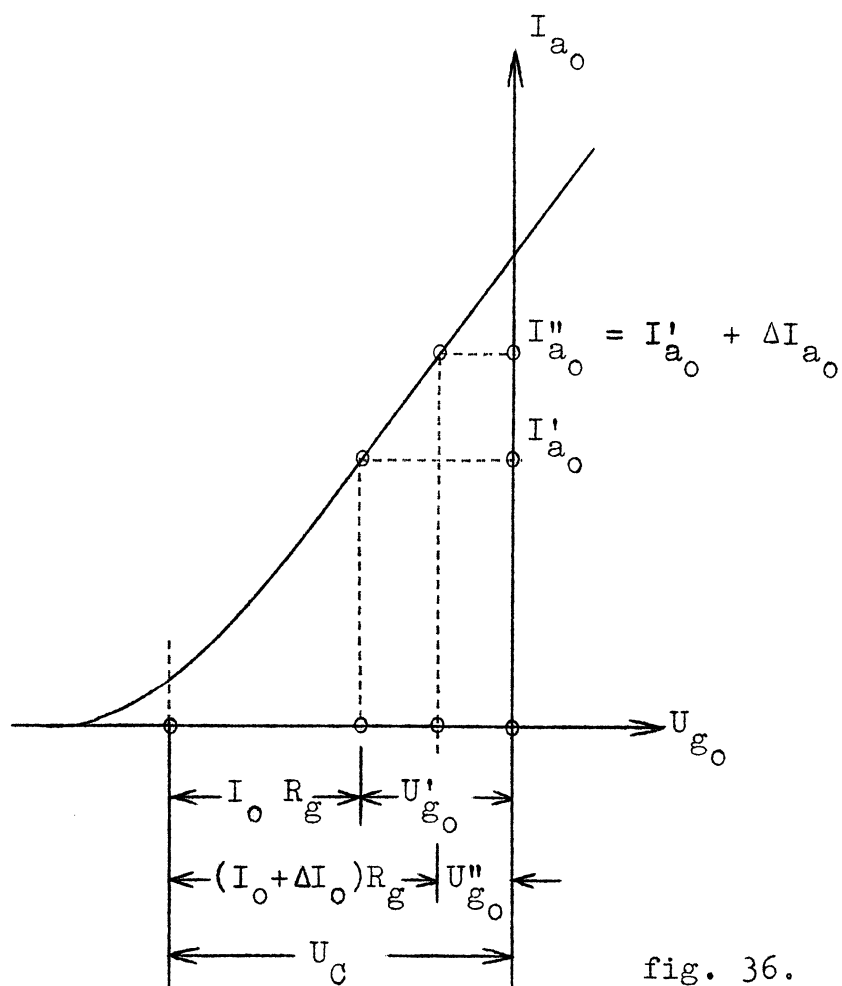


fig. 36.

$$U''_{g_0} = (I_0 + \Delta I_0) R_g - U_C$$

d.v.s. ændre sig med størrelsen  $\Delta U_{g_0}$  bestemt af

$$\Delta U_{g_0} = U''_{g_0} - U'_{g_0} = \Delta I_0 R_g,$$

og samtidig stiger anodestrømmen til  $I''_{a_0}$ , se fig. 36.

Tilvæksten i anodestrømmen er da

$$\Delta I_{a_0} = I''_{a_0} - I'_{a_0}$$

Ved triodens strømforstærkning  $F_i$  forstås forholdet

$$F_i = \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta I_0}$$

eller, mere korrekt,

$$F_i = \frac{dI_{a_0}}{dI_0}$$

Strømførstærkningen er således forholdet mellem ændringen i anodestrøm og den tilsvarende ændring af strømmen gennem gittermodstanden  $R_g$ .

Da triodens stejlhed er defineret som

$$S = \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{g_0}}$$

finder man ved at benytte den foran fundne sammenhæng mellem  $\Delta U_{g_0}$  og  $\Delta I_{a_0}$ , at

$$F_i = S R_g.$$

I fig. 35 er vist en anvendelse af strømførstærkningen, idet der i triodens anodekreds er indskudt et relæ, der tiltrækker sit anker og slutter den viste kontakt, når anodestrømmen forøges.

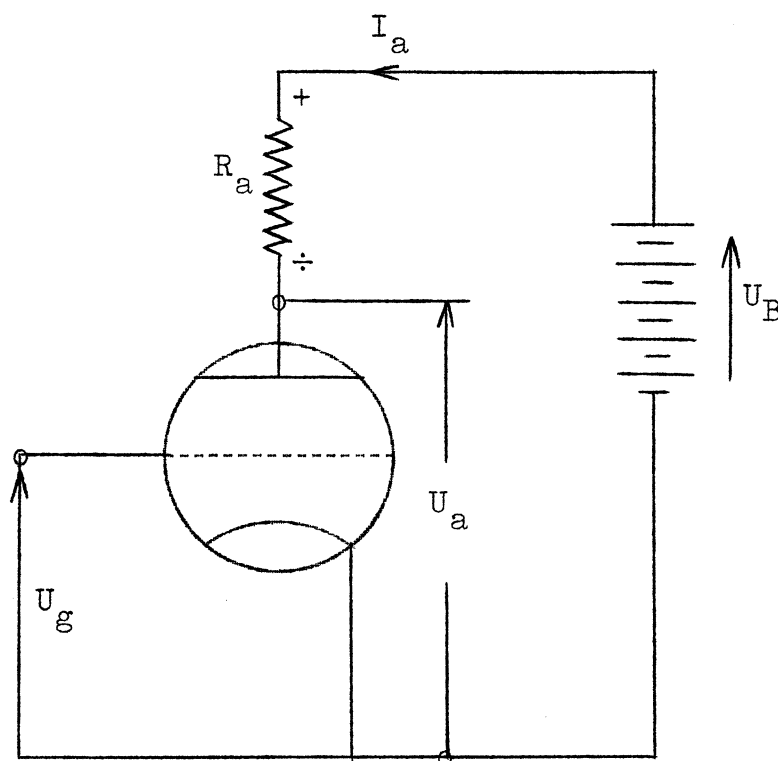


fig. 37.

## 2) Spændingsforstærkning.

Spændingsforstærkningen er den form for forstærkning, man oftest anvender.

I fig. 37 er vist en triode, i hvis anodetilledning der er indskudt en modstand  $R_a$  (anodemodstanden).

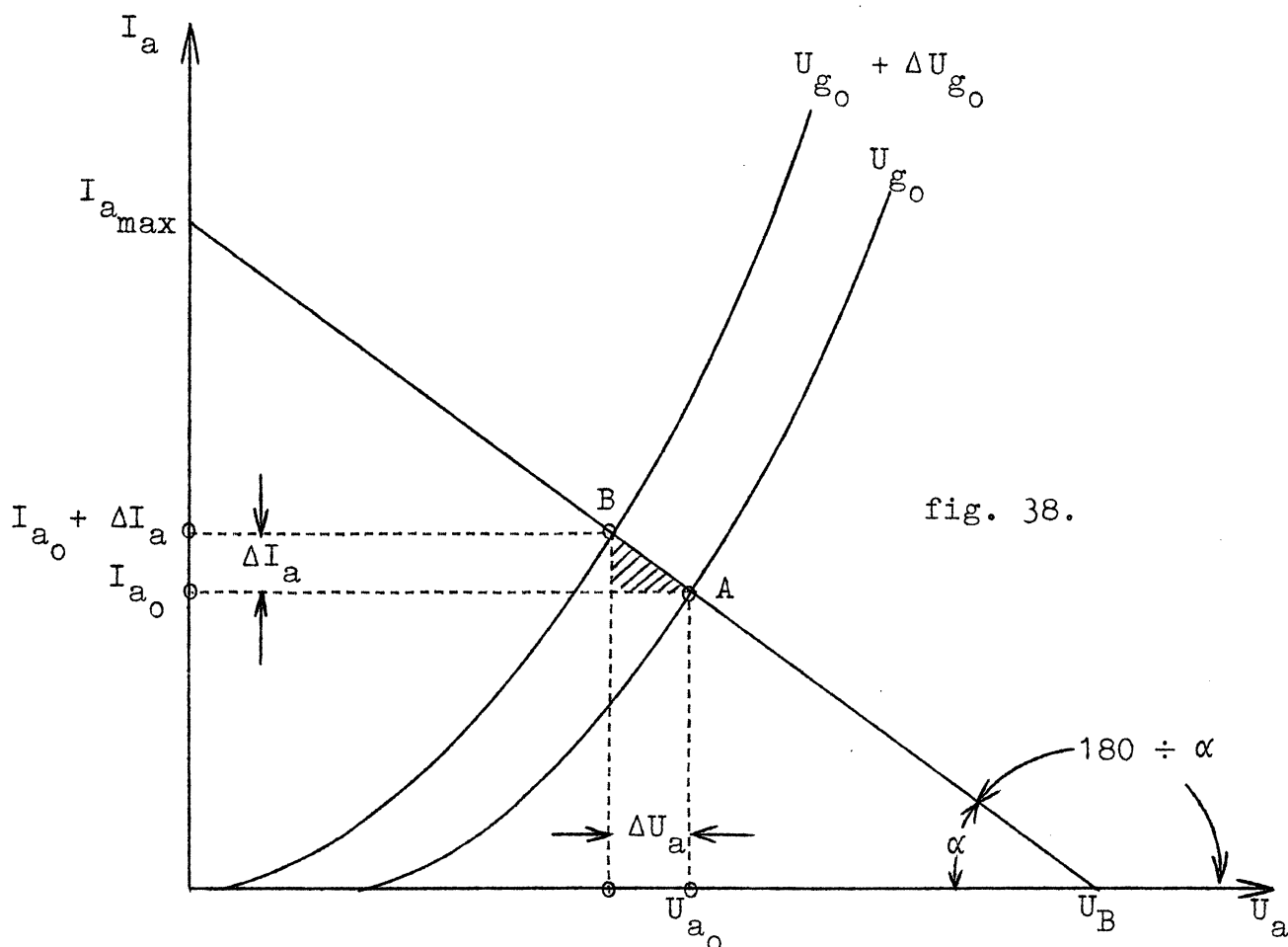
Man har da følgende sammenhæng mellem anodespændingen  $U_a$  og anodestrømmen  $I_a$ :

$$U_a = U_B - I_a R_a,$$

hvoraf man kan udlede, at

$$I_a = -\frac{U_a}{R_a} + \frac{U_B}{R_a}$$

Denne sammenhæng mellem  $I_a$  og  $U_a$  er fremstillet ved en ret linie, den såkaldte modstandslinie, i  $I_a - U_a$ -diagrammet, se fig. 38.



Modstandsliniens hældning er bestemt af

$$\operatorname{tg}(180 - \alpha) = -\frac{1}{R_a}$$

idet man af praktiske grunde ønsker at benytte vinklen  $\alpha$  i de kommende beregninger. Man har da

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_a}$$

Man indtegner lettest modstandslinien i  $I_a$ - $U_a$ -diagrammet ved at bestemme dens skæringspunkter med akserne:

Skæringspunktet med abscisseaksen findes ved i udtrykket for  $U_a$  at sætte  $I_a = 0$ . Man har da  $U_a = U_B$ .

Skæringspunktet med ordinataksen findes ved i udtrykket for  $I_a$  at sætte  $U_a = 0$ . Man har da

$$I_{a_{\max}} = \frac{U_B}{R_a}$$

Vi tænker os nu, at triodens gitterspænding er indstillet til værdien  $U_{g_0}$ . De tilsvarende værdier af anodespænding ( $U_{a_0}$ ) og anodestrøm ( $I_{a_0}$ ) findes af  $I_a$ - $U_a$ -diagrammet som skæringspunktet A mellem modstandslinien og rørkarakteristikken for  $U_g = U_{g_0}$ , se fig. 38. Punktet A kaldes arbejdspunktet.

Dernæst tænker vi os, at gitterspændingen ændres fra  $U_{g_0}$  til  $U_{g_0} + \Delta U_{g_0}$ .

Det nye arbejdspunkt B findes nu som skæringspunktet mellem modstandslinien og rørkarakteristikken for  $U_g = U_{g_0} + \Delta U_{g_0}$ , se fig. 38.

Ændringen af gitterspændingen har altså medført, at såvel anodestrømmen som anodespændingen har ændret sig. Ændringerne af disse to størrelser er kaldt henholdsvis  $\Delta I_a$  og  $\Delta U_a$ .

Ved triodens spændingsforstærkning  $F$  forstås forholdet mellem anodespændingsændringen  $\Delta U_a$  og den gitterspændingsændring  $\Delta U_g$ , der har forårsaget anodespændingsændringen.

$$\text{Altså} \quad F = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_g}$$

Da  $U_g$  er den uafhængige variable, er  $\Delta U_g$  det samme som  $\Delta U_{g_0}$ .

Da såvel  $\Delta U_a$  som  $\Delta U_g$  ( $\Delta U_{g_0}$ ) er defineret som positive tilvækster af  $U_a$ , henholdsvis af  $U_g$  ( $U_{g_0}$ ), og da en positiv tilvækst i gitterspændingen ved trioden vil forårsage en negativ "tilvækst" i anodespændingen, ses, at forstærkningen  $F$  matematisk set bliver negativ.

Vi vil nu undersøge, hvorledes spændingsforstærkningen afhænger af rørets konstanter  $\mu$ ,  $R_i$  og  $S$ , og til dette formål er den i fig. 38 viste skraverede trekant tegnet i større målestok i fig. 39. Vi betragter så små stykker af de to karakteristikker omkring punkterne A og B, at kurverne kan erstattes af tangenterne i de to punkter.

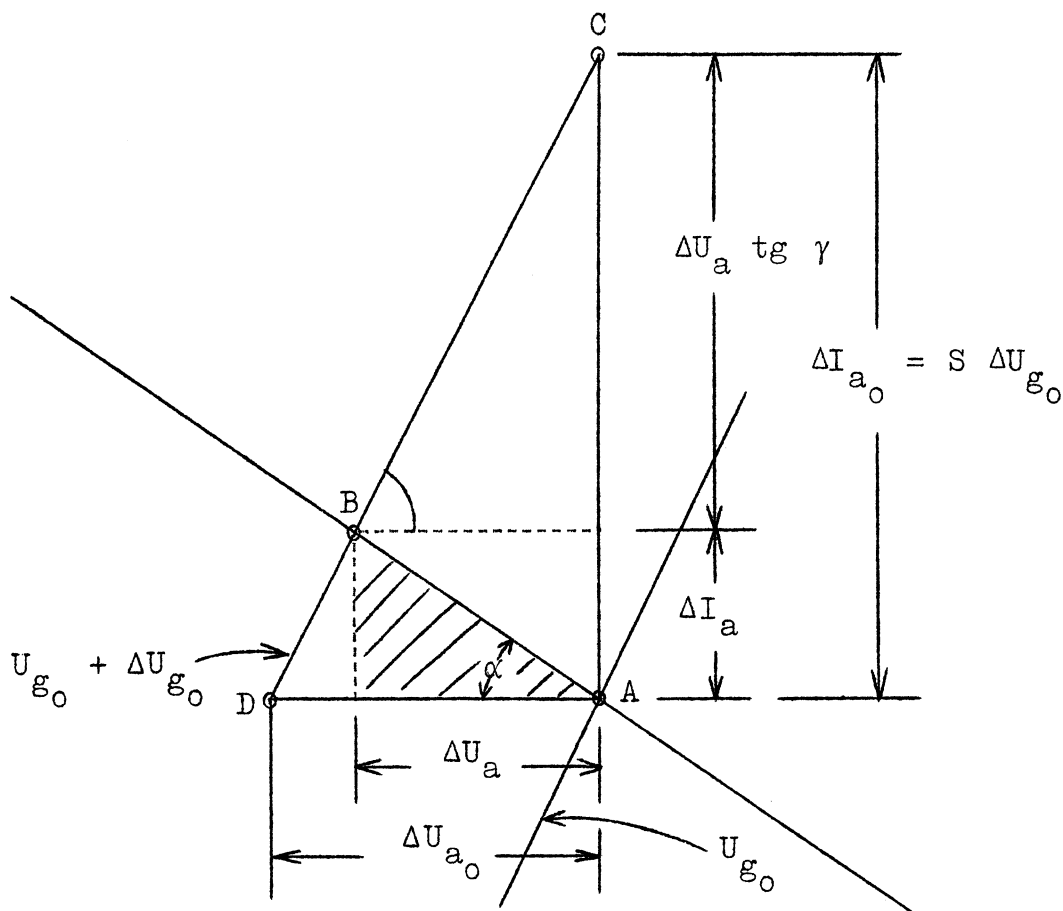


fig. 39.

Stykket AC er da lig med anodestrømsændringen  $\Delta I_{a_0}$  ved konstant anodespænding  $U_{a_0}$ , og af figuren fremgår direkte, at

$$\Delta I_{a_0} = \Delta I_a + \Delta U_a \operatorname{tg} \gamma$$

samt at

$$\Delta I_a = \Delta U_a \operatorname{tg} \alpha$$

Af definitionsformlen for stejlheden  $S$  findes

$$\Delta I_{a_0} = S \Delta U_{g_0}$$

eller, da  $\Delta U_{g_0}$  som ovenfor nævnt er det samme som  $\Delta U_g$ :

$$\Delta I_{a_0} = S \Delta U_g$$

Da endvidere

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{R_a}$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{1}{R_i}$$

finder man ved indsætning af disse størrelser i den af fig. 38 udledte formel for  $\Delta I_{a_0}$

$$S \Delta U_g = \Delta U_a \frac{1}{R_a} + \Delta U_a \frac{1}{R_i} = \Delta U_a \left( \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i} \right)$$

hvoraf igen

$$F = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_g} = \frac{S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}}$$

Lader man nu  $R_a$  variere, ses, at  $F$  tiltager med voksende værdi af  $R_a$ .

For  $R_a \rightarrow \infty$  har man

$$F_{\max} \rightarrow \frac{S}{\frac{1}{R_i}} = S R_i = \mu$$

Man ser, at den største forstærkning, som teoretisk kan opnås, er givet ved selve rørets forstærkningsfaktor  $\mu$ , og man i praksis altid vil have en forstærkning, der er mindre end denne.

Formlen for forstærkningen kan også skrives på denne form:

$$F = \frac{S R_a R_i}{R_a + R_i} = \frac{R_a}{R_a + R_i} \mu$$

hvoraf det umiddelbart fremgår, at man i tilfælde af, at der er indskudt en modstand  $R_a$  i anodekredsen, får en forstærkning, der er mindre end  $\mu$ .

De opstillede formler for spændingsforstærkningen  $F$  bør kun anvendes ved ganske små procentiske ændringer af anodespænding og gitterspænding, da man ellers må tage hensyn til, at rørkonstanterne  $\mu$ ,  $R_i$  og  $S$  ikke er absolutte konstanter, men ændrer sig med det betragtede punkt på karakteristikken.

Dette forhold (at rørkonstanterne ikke er absolutte konstanter) er ikke særlig udpræget ved en triode, og her kan man i praksis ofte med god tilnærmelse regne med konstant  $\mu$ .

Ved andre rørtyper, f. eks. de senere omtalte pentoder, varierer  $\mu$  meget stærkt med arbejdspunktets forskydning.

### Trioden som vekselspændingsforstærker.

Elektronrørene benyttes overvejende til forstærkning af vekselspændinger og vekselstrømme.

Vi tænker os en triode, hvis faste gitterforspænding er  $U_{g_0}$ , påvirket af en sinusformet vekselspænding i gitterkredsen, idet den generator, der leverer denne vekselspænding, er forbundet i serie med gitterbatteriet.

Den totale gitterspænding i et bestemt øjeblik vil da være  $U_{g_0} + u_g$ , hvor  $u_g$  er gittervekselspændingens øjebliksværdi.

I rørets anodekreds tænker vi os indskudt en ohmsk modstand  $R_a$ , og vi vil nu søge at bestemme tidskurver for anodestrøm og anodespænding.

Hertil benyttes en  $I_a$ - $U_g$ -karakteristik optaget for røret med den nævnte anodemodstand indskudt (dynamisk  $I_a$ - $U_g$ -karakteristik).

Denne karakteristik er tegnet øverst til venstre i fig. 40. Under denne karakteristik er tegnet tidskurven for gittervekselspændingen  $u_g$ , idet tidsaksen er anbragt lodret ud for det punkt, der repræsenterer den konstante gitterforspænding  $U_{g_0}$ .

Ved at føre de enkelte værdier af den totale gitterspænding  $U_{g_0} + u_g$  op på karakteristikken, kan man bestemme de tilsvarende værdier af anodestrømmen.

Tidskurven for denne strøm er tegnet øverst til højre i fig. 40.

Anodestrømmen ses at kunne deles i en konstant strøm  $I_{a_0}$  svarende til den konstante gitterforspænding  $U_{g_0}$  og en overlejret vekselstrøm  $i_a$ , der skyldes gittervekselspændingen  $u_g$ .



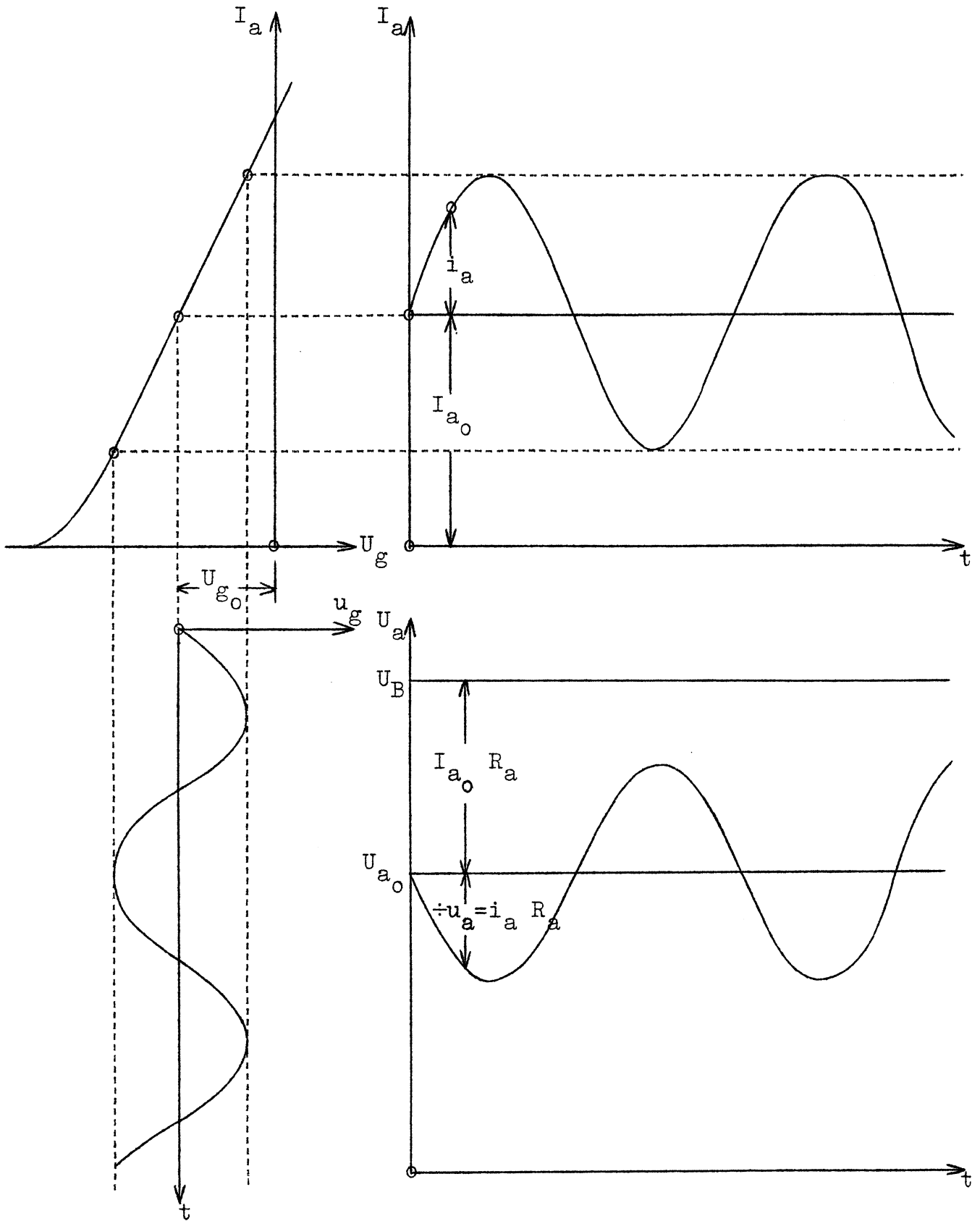


fig. 40.

Man bemærker, at en i positiv retning tiltagende gittervekselspænding giver stigende værdi af anodestrømmen, således at gittervekselspændingen og anodevekselstrømmen er i fase.

Forneden til højre i fig. 40 er vist en tidskurve over anodespændingen over røret.

Når anodevekselstrømmen tiltager (positiv øjebliksværdi af  $i_a$ ), bliver spændingsfaldet over anodemodstanden større, således at anodespændingen aftager.

Anodevekselspændingen er således i modfase til gittervekselspændingen.

Dette må erindres i tilfælde, hvor man forbinder anodekreds og gitterkreds i samme rør med hinanden (tilbagekobling).

Af fig. 40 fremgår direkte, at rørkarakteristikken skal være retlinet på det benyttede stykke, såfremt man ønsker, at anodevekselstrømmen skal have samme kurveform som gittervekselspændingen.

I fig. 41 er vist, hvorledes anodestrømmens tidskurve kommer til at se ud, såfremt man påtrykker et rør, hvis  $I_a - U_g$ -karakteristik er krum, en sinusformet gittervekselspænding. Man ser tydeligt, at anodevekselstrømmen ikke er sinusformet, men indeholder højere harmoniske. Den anden harmoniske er ret fremtrædende.

Man siger, at anodestrømmen er blevet forvrænget, og en forvrængning af denne art, hvor anodestrømmen indeholder overtoner, der ikke findes i gittervekselspændingen, kaldes "ulinear forvrængning".

### Triodens erstatningsstrømskemaer.

I tilfælde af, at en triode benyttes som vekselspændingsforstærker, kan øjebliksværdierne af de forskellige vekselstrømme og -spændinger ( $i_a$ ,  $u_g$ ,  $u_a$ ) indsættes i stedet for de foran benyttede strøm- og spændingsændringer ( $\Delta I_a$ ,  $\Delta U_g$ ,  $\Delta U_a$ ) i de tidligere udledte formler.

Den totale gitterspænding bliver da summen af den konstante gitterspænding  $U_{g_0}$  og gittervekselspændingens øjebliksværdi  $u_g$ .

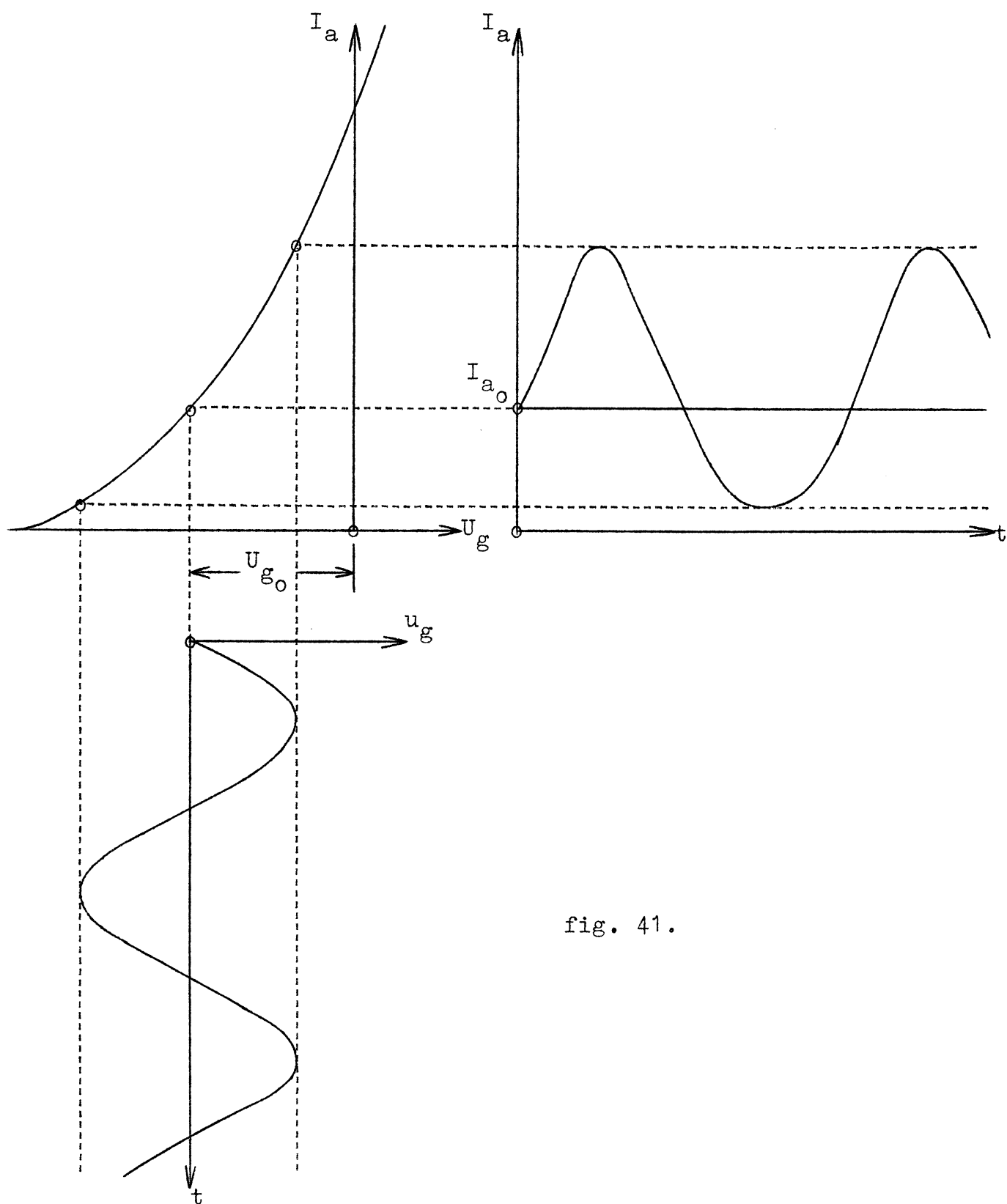


fig. 41.

$$U_g = U_{g_0} + u_g$$

Den totale anodestrøm bliver lig med den konstante anodejævnstrøm  $I_{a_0}$  plus anodevekselstrømmens øjebliksværdi  $i_a$ :

$$I_a = I_{a_0} + i_a$$

Og den totale anodespænding bliver på samme måde lig med den konstante anodejævnspænding  $U_{a_0}$  og anodevekselspændingens øjebliksværdi  $u_a$ :

$$U_a = U_{a_0} + u_a$$

Tidskurven for anodespændingen findes ved at trække spændingsfaldet over anodemodstanden fra den konstante batterispænding  $U_B$ .

Man finder

$$U_B - (I_{a_0} + i_a) R_a = U_B - I_{a_0} R_a - i_a R_a = U_{a_0} - i_a R_a$$

idet man har sat

$$U_B - I_{a_0} R_a = U_{a_0}$$

Da den totale anodespænding som ovenfor nævnt er lig med  $U_{a_0} + u_a$ , ses, at

$$u_a = - i_a R_a$$

Heraf ses også, at anodevekselstrøm og anodevekselspænding er i modfase.

I fig. 42 er tegnet et strømskema for trioden med alle spændinger indtegnet.

Anodestrømmen i et elektronrør er afhængig af såvel anodespændingen  $U_a$  som gitterspændingen  $U_g$ , hvilket kan udtrykkes matematisk således:

$$I_a = f(U_a, U_g)$$

Danner man det totale differential af denne funktion har man

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_a} dU_a + \frac{\partial I_a}{\partial U_g} dU_g$$

I praksis er det imidlertid de endelige variationer af de forskellige størrelser, man er interesseret i.

Arbejder man med ganske små variationer, begår man ikke nogen større fejl ved at regne elektronrørets karakteristik retlinet i omegnen af det betragtede arbejds punkt.

En god tilnærmelse til ovenstående matematiske udtryk bliver da

$$\Delta I_a = \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{a_0}} \Delta U_a + \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{g_0}} \Delta U_g$$

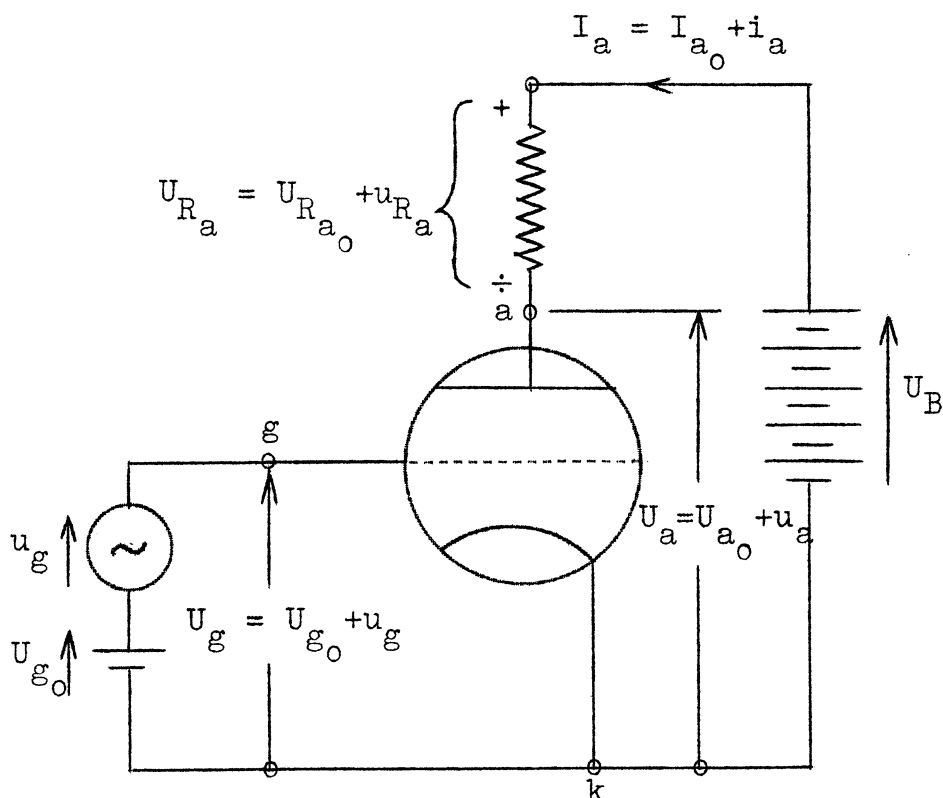


fig. 42.

Der skal ved dannelsen af det tilnærmede udtryk anvendes de med indeks o mærkede differenser.

Indføres elektronrørets konstanter  $R_i = \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta I_{a_0}}$  og  $S = \frac{\Delta I_{a_0}}{\Delta U_{g_0}}$

i det matematiske udtryk for strømdifferensen  $\Delta I_a$ , haves

$$\Delta I_a = \frac{1}{R_i} \Delta U_a + S \Delta U_g$$

eller idet man i stedet for strøm- og spændingsdifferenserne indfører øjebliksværdierne  $i_a$ ,  $u_a$  og  $u_g$  af vekselstrømmen og vekselspændingerne:

$$i_a = \frac{1}{R_i} u_a + S u_g$$

Denne strømligning kan ved hjælp af Barkhausens formel  $\mu = R_i S$  omskrives til en spændingsligning:

$$i_a R_i = u_a + \mu u_g$$

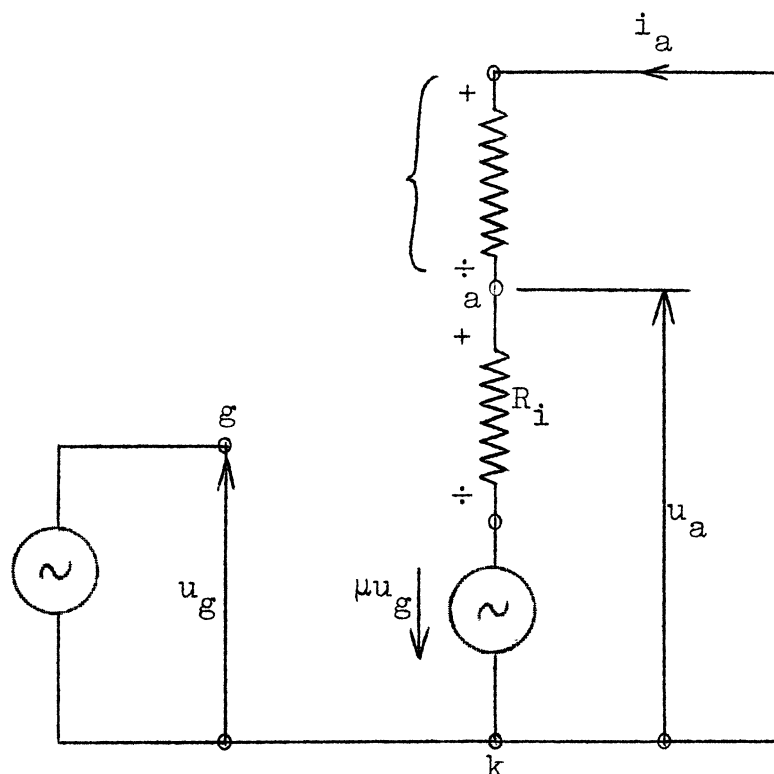


fig. 43.

I fig. 43 er tegnet et strømskema for trioden gældende for vekselspændingernes og vekselstrømmens øjebliksværdier. Figuren er afledt af fig. 42, og de positive regneretninger for strøm og spændinger er de samme som i denne figur.

Man ser, at den ovenfor fundne spændingsligning er gyldig for dette strømskema, når man i stedet for elektronrøret indfører en vekselspændingsgenerator, der har den elektromotoriske kraft  $\mu u_g$  med den i figuren angivne positive regneretning, og som har den indre modstand  $R_i$ . (Elektronrørets vekselstrømsmodstand).

Strømskemaet kan også tegnes som vist i fig. 44, hvor der samtidig er indført spændingsfaldet  $u_{R_a} = i_a R_a$  over belastnings-

modstanden (anodemodstanden)  $R_a$ . Dette spændingsfald er lig med, men modsat rettet anodevekselspændingen  $u_a$ .

Selve elektronrøret kan strømskemamæssigt erstattes af fig. 45.

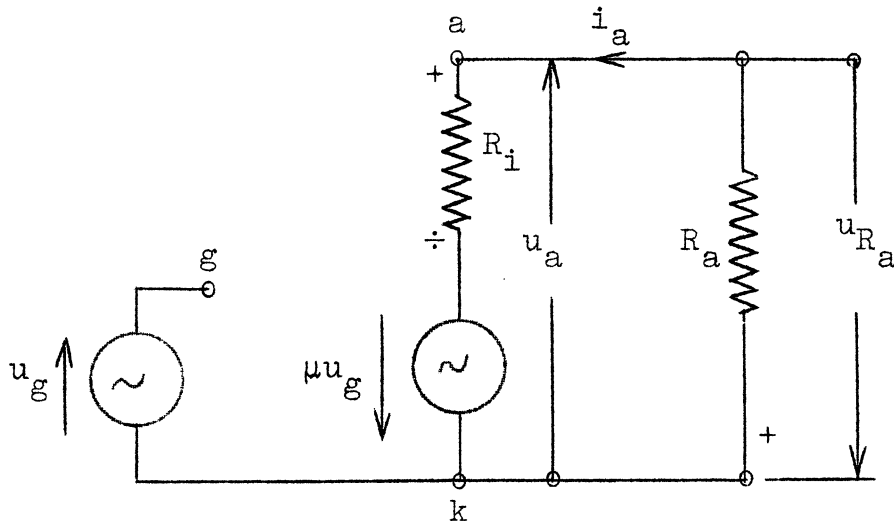


fig. 44.

Tænker man sig, at den påtrykte gittervekselspænding  $u_g$  er sinusformet, vil spændingsligningen umiddelbart gælde for maksimalværdier af spændinger og strømme

$$I_{a_{\max}} R_a = U_{a_{\max}} + \mu U_{g_{\max}}$$

og efter division med  $\sqrt{2}$  for effektivværdier:

$$I_a R_a = U_a + \mu U_g$$

Bemærk, at man, når der udelukkende indgår vekselspændinger og vekselstrømme i strømskemaerne, benytter de samme bogstavbetegnelser for vekselstørrelsernes effektivværdier, som foran er benyttet for de absolutte spændinger og strømme.

Indføres

$$U_{R_a} = -U_a = I_a R_a$$

i ligningen for effektivværdier, finder man efter en mindre omskrivning:

$$\mu U_g = I_a (R_i + R_a)$$

og idet forstærkningen  $F$  kan udtrykkes ved  $U_{R_a}$  i stedet for ved  $U_a$ , idet

$$F = \frac{U_{R_a}}{U_g}$$

findes dette udtryk for triodens vekselspændingsforstærkning

$$F = \frac{\mu R_a}{R_i + R_a}$$

Når forstærkningen defineres som ovenfor nævnt, bliver udtrykket matematisk set positivt, idet en positiv tilvækst i  $U_{g_0}$  giver en positiv tilvækst i  $U_{R_{a_0}}$ .

Af det foran sagte fremgår, at trioden strømskemamæssigt kan erstattes af en vekselspændingsgenerator med elektromotorisk kraft  $U_g$  og indre modstand  $R_i$ , se fig. 46.

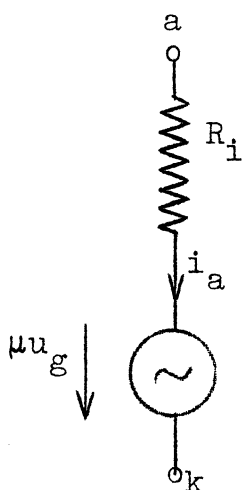


fig. 45.

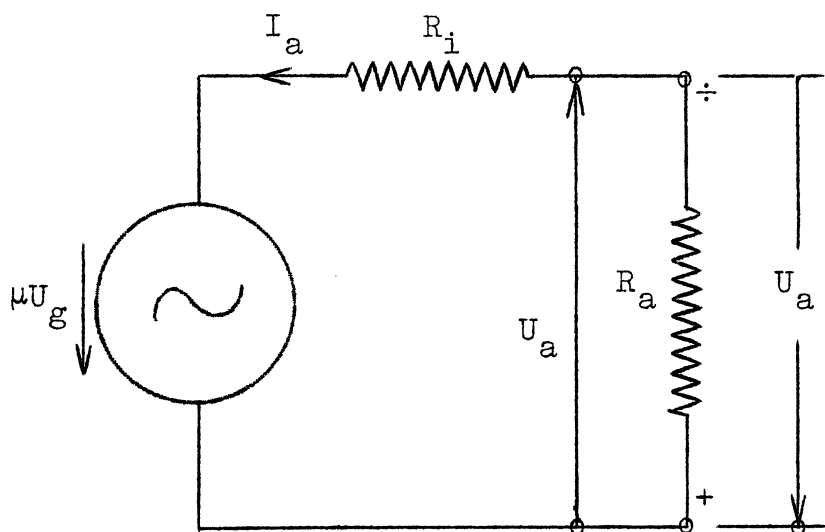


fig. 46.

I erstatningsstrømskemaet, fig. 46, er påført effektivværdier af spændinger og strøm.

Skønt belastningsmodstanden (anodemodstanden) i virkeligheden er indskudt mellem rørets anode og anodebatteriet, indgår sidstnævnte ikke i erstatningsstrømkredsen, da der ikke sker nogen ændring i dets spænding.

Erstatningsstrømkredsen er kun brugelig for vekselstrømme og -spændinger, og belastningen er derfor vekselstrømmæssig forbundet til rørets katode.

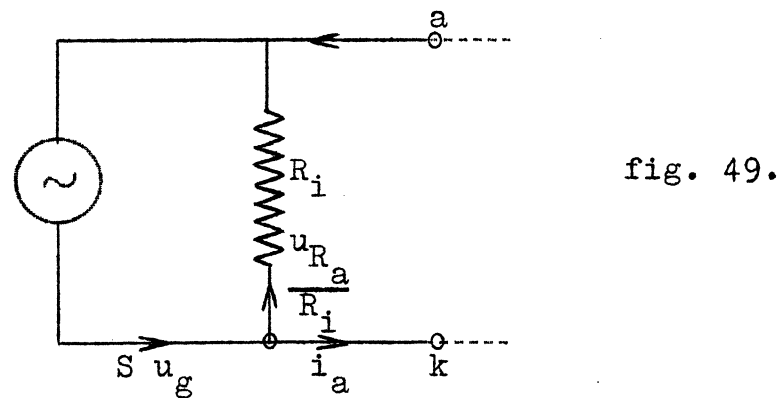
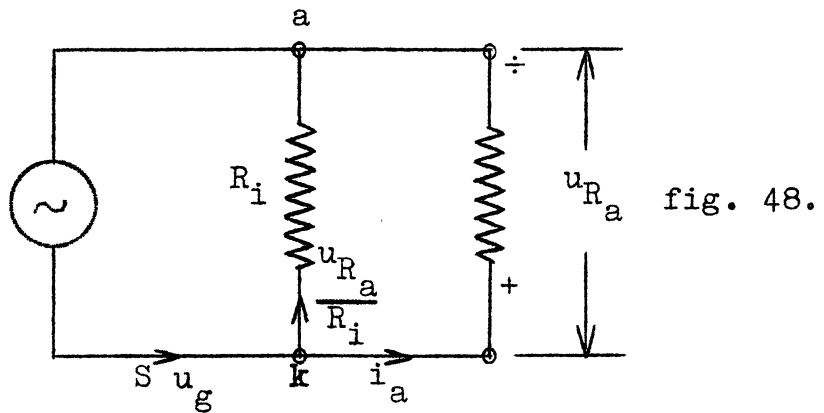
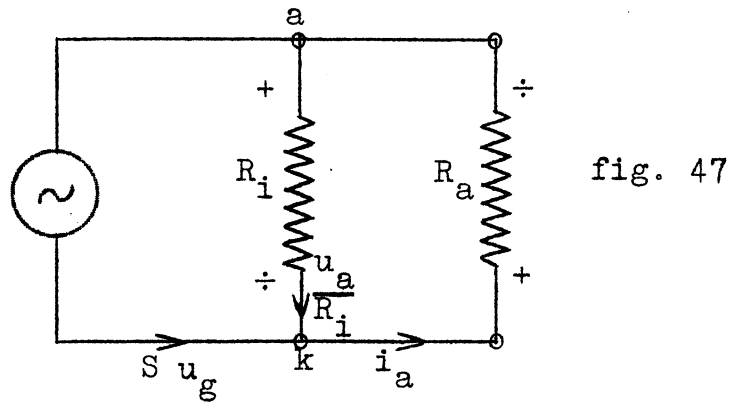
Normalt kan man se bort fra den indre modstand i anodebatteri i sammenligning med de øvrige modstande i anodekredsen, men kan man ikke det, indgår denne indre modstand blot i serie med de egentlige belastningsmodstande.



Ud fra strømligningen

$$i_a = \frac{1}{R_i} u_a + S u_g$$

kan udledes en anden form for erstatningsstrømskema for trioden, idet ligningen tilfredsstilles af det i fig. 47 viste strømskema.



Indføres heri spændingen  $u_{R_a} = -u_a$ , får strømskemaet det i fig. 48 viste udseende, og den del af strømskemaet, der erstatter elektronrøret, er tegnet i fig. 49.

Forudsættes sinusformet gittervekselspænding, fås nedenstående udtryk for strømmenes effektivværdier, når  $U_{R_a}$  er indført

$$S U_g = \frac{U_{R_a}}{R_i} + I_a$$

eller

$$S U_g = \frac{U_{R_a}}{R_i} + \frac{U_{R_a}}{R_a} = U_{R_a} \left( \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a} \right)$$

Strømskemaet med disse størrelser anført er vist i fig. 50.

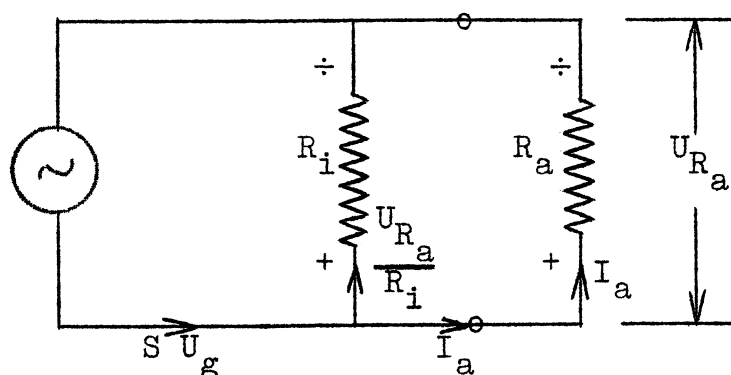


fig. 50.

Trioden ses her strømskemamæssigt at kunne erstattes af en strømgenerator, der afgiver strømmen  $S U_g$ , og som har den indre modstand  $R_i$  (triodens vekselstrømsmodstand), se fig. 50.

På grundlag af dette strømskema kan forstærkningen beregnes til

$$F = \frac{U_{R_a}}{U_g} = \frac{S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}}$$

Denne formel kan også udledes af det foran fundne udtryk

$$F = \frac{\mu R_a}{R_i + R_a}$$

ved hjælp af Barkhausens formel  $\mu = R_i S$ .

Er anodebelastningen ikke en ohmsk modstand, men en impedans  $Z_a$ , indgår denne på samme måde som  $R_a$  i de fundne formler og erstatningskredsløb, idet man benytter symbolsk regning ved opgavens løsning.

Som eksempel vil vi betragte et tilfælde, hvor anodebelastningen er en spole med selvinduktion og ohmsk modstand.

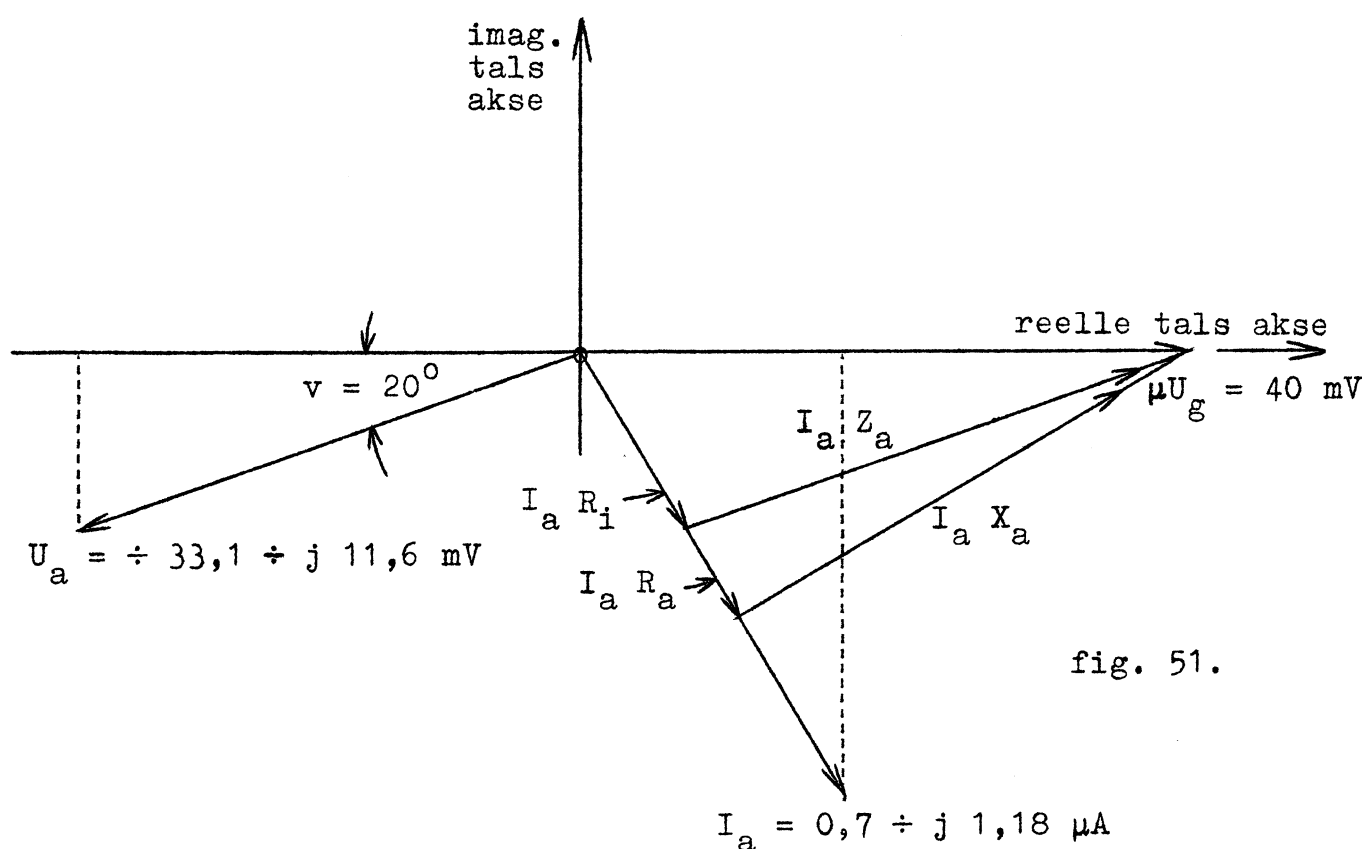
De forskellige data er:

$$\mu = 20$$

$$R_i = 10 \text{ k}\Omega$$

$$Z_a = 5 + j 25 \text{ k}\Omega$$

$$U_g = 2 \text{ mV}$$



Vi finder

$$I_a = \frac{\mu U_g}{R_i + Z_a} = \frac{20 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{(10 + (5 + j25))10^3} = 0,70 - j 1,18 \text{ } \mu\text{A} =$$

$$1,37 \angle -59^\circ \text{ } \mu\text{A}$$

$$U_{Z_a} = I_a Z_a = (0,70 - j 1,18) 10^{-6} (5 + j 25) 10^3 = \\ 33,1 + j 11,6 \text{ mV} = 35,4 \angle 20^\circ$$

Det må erindres, at  $U_a$  ligger i modfase til  $U_{Z_a}$ , således at den virkelige vinkel mellem gittervekselspænding og anodevekselspænding er  $180 + 20 = 200^\circ$ .

Et viserdiagram af de forskellige spændinger er tegnet i fig. 51.

Det er ofte til stor ulempe, at anodespændingen ikke ligger direkte i modfase til gitterspændingen, men afviger en vinkel, som i det gennemregnede eksempel blev fundet til  $20^\circ$ .

Størrelsen af denne vinkel vil nemlig afhænge af frekvensen, og det samme gælder for forstærkningen  $F$ , der bestemmes af udtrykket

$$F = \frac{\mu Z_a}{R_i + Z_a}$$

I en forstærker vil den spænding, som man ønsker at forstærke, ofte have en vilkårlig kurveform, d.v.s. indeholde en række spændingskomponenter med forskellige frekvenser.

Forstærkningen  $F$ 's frekvensafhængighed vil da bevirke, at de forskellige spændingskomponenter ikke forstærkes lige meget, og vinklens frekvensafhængighed medfører, at disse spændingskomponenter ikke ligger på samme måde i forhold til hinanden, som de gjorde i den påtrykte gitterspænding.

Den forstærkede spænding er da forvrænget, og en forvrængning af den her nævnte art, hvor der i den forstærkede spænding ikke optræder andre spændingskomponenter, end der var i den oprindelige spænding, men hvor disse spændingskomponenter forstærkes ulige meget og eventuelt forskydes, kaldes "lineær forvrængning".

### Triodens indre kapaciteter.

I en triode findes der kapacitet mellem de forskellige elektroder:

- 1) Gitter-anode-kapaciteten  $C_{ga}$
- 2) gitter-katode-kapaciteten  $C_{gk}$  og
- 3) anode-katode-kapaciteten  $C_{ak}$ .

Disse kapaciteter er antydnet i fig. 52.

Kapaciteten mellem gitter og katode vil virke som en belastning af den vekselstrøms-generator, der leverer gittervekselspændingen.

Kapaciteten mellem anode og katode er paralleltforbundet med belastningsimpedansen (anodeimpedansen) og gør dem mere eller mindre frekvensafhængig, selv om belastningsimpedansen er en ohmsk modstand.

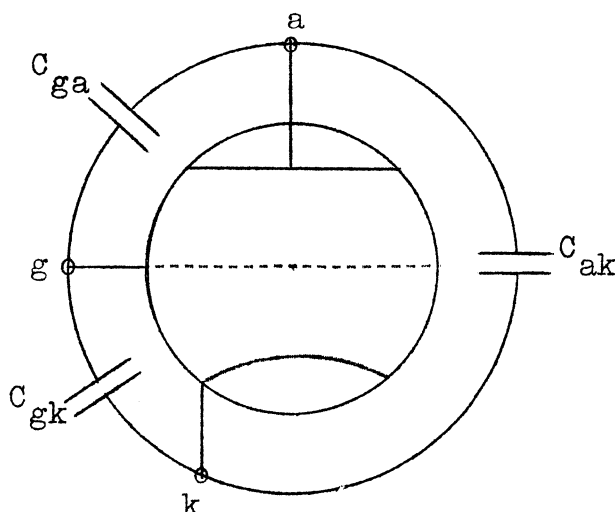


fig. 52.

Den værste virkning har dog kapaciteten mellem anode og gitter, idet den åbner mulighed for overføring af effekt fra anodekreds til gitterkreds, d.v.s. fra rørets udgangskreds til dets indgangskreds.

En sådan overføring af effekt kaldes tilbagekobling, og den kan resultere i, at røret "af sig selv" begynder at frembringe vekselspændinger, d.v.s. virker som oscillator.

Fænomenet optræder især ved højere frekvenser, idet kondensatorimpedansen da bliver lille.

Trioden kan derfor ikke, uden at der træffes særlige foranstaltninger for at undgå tilbagekobling, benyttes som forstærker for højere frekvenser.

De indre kapaciteter i et rør er oftest af størrelsesordenen nogle få pF.

### Tetroden.

---

En tetrode har i alt fire elektroder.

Den fjerde elektrode kan undtagelsesvis være et rumladningsgitter anbragt mellem katode og styregitter. Et rør af denne type har triodeegenskaber, men kan arbejde ved lavere anodespænding end trioden.

Navnet tetrode er imidlertid knyttet til det rør, hvis fjerde elektrode er et skærmgitter anbragt mellem anoden og styregitteret, se fig. 53.

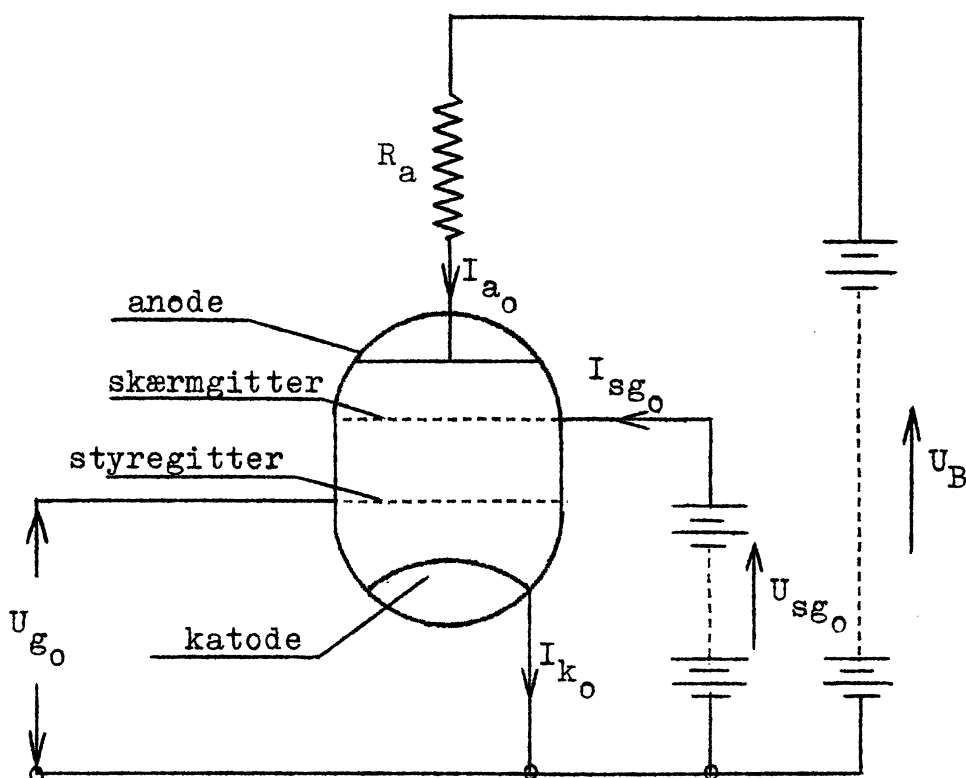


fig. 53.

Under beskrivelsen af trioden blev nævnt, at anodespændings variation (d.v.s. anodevekselspændingen) er i modfase til gitterspændings variation (d.v.s. gittervekselspændingen), hvilket medfører, at en forøgelse af gitterspændingen (hvormed menes en formindskelse af gitterets negative potential) fremkalder en forøgelse af anodestrømmen og dermed på grund af anodemodstanden en formindskelse af anodespændingen.

Denne formindskelse af anodespændingen bevirker på sin side, at anodestrømmen ikke bliver så stor, som den ville være blevet

ved konstant anodespænding.

Med andre ord: Anodespændingsvariationen modvirker gitter-spændingsvariationen.

Det ovenfor nævnte skærmgitter, der gives et positivt potential af omtrent samme størrelse som anodens potential, vil bevirke, at det elektriske felt mellem skærmgitteret og katoden bliver praktisk talt konstant og næsten uafhængig af anodespændingens størrelse, således at elektronstrømmen kun i ringe grad påvirkes af anodespændingsvariationerne.

Skærmgitteret virker altså som en slags hjælpeanode og vil tiltrække elektroner på samme måde som den rigtige anode, således at der kommer til at gå en skærmgitterstrøm  $I_{sg_0}$ .

Da skærmgitterspændingen er konstant og som omtalt overvejende bestemmende for det elektriske felt mellem skærmgitter og katode, vil elektronstrømmen  $I_{k_0}$  være praktisk talt konstant:

$$I_{k_0} = I_{a_0} + I_{sg_0}$$

hvorimod fordelingen af de to strømme  $I_{a_0}$  og  $I_{sg_0}$  på de to elektroder, anode og skærmgitter, bestemmes af anodespændingen.

Rørets indre modstand

$$R_i = \left[ \frac{\Delta U_{a_0}}{\Delta I_{a_0}} \right] U_g = k \text{ og } U_{sg} = k$$

bestemmes af  $\Delta I_{a_0}$ , d.v.s. af strømfordelingen.

Da skærmgitteret ikke fylder ret meget rent rumligt som følge af, at det er viklet af tynd tråd, vil et forholdsvis stort antal elektroner passere gennem dets masker og nå over til anoden.

En ændring af anodespændingen indvirker kun lidt på anodestrømmen, hvilket vil sige, at en stor værdi af  $\Delta U_{a_0}$  kun giver en lille værdi af  $\Delta I_{a_0}$ . Af formlen for den indre modstand ses derfor, at denne må blive større, når røret arbejder som tetrode, end når det arbejder som triode.

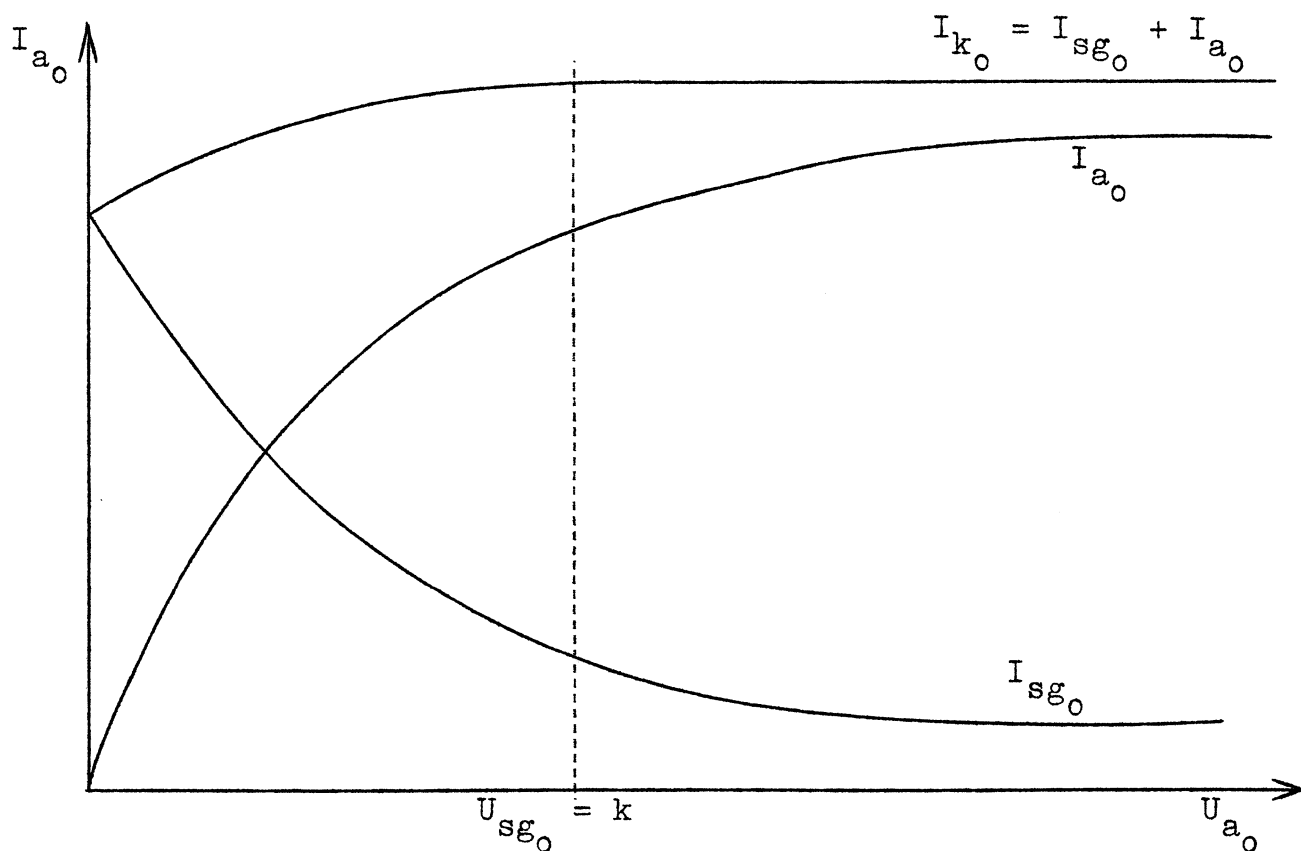


fig. 54.

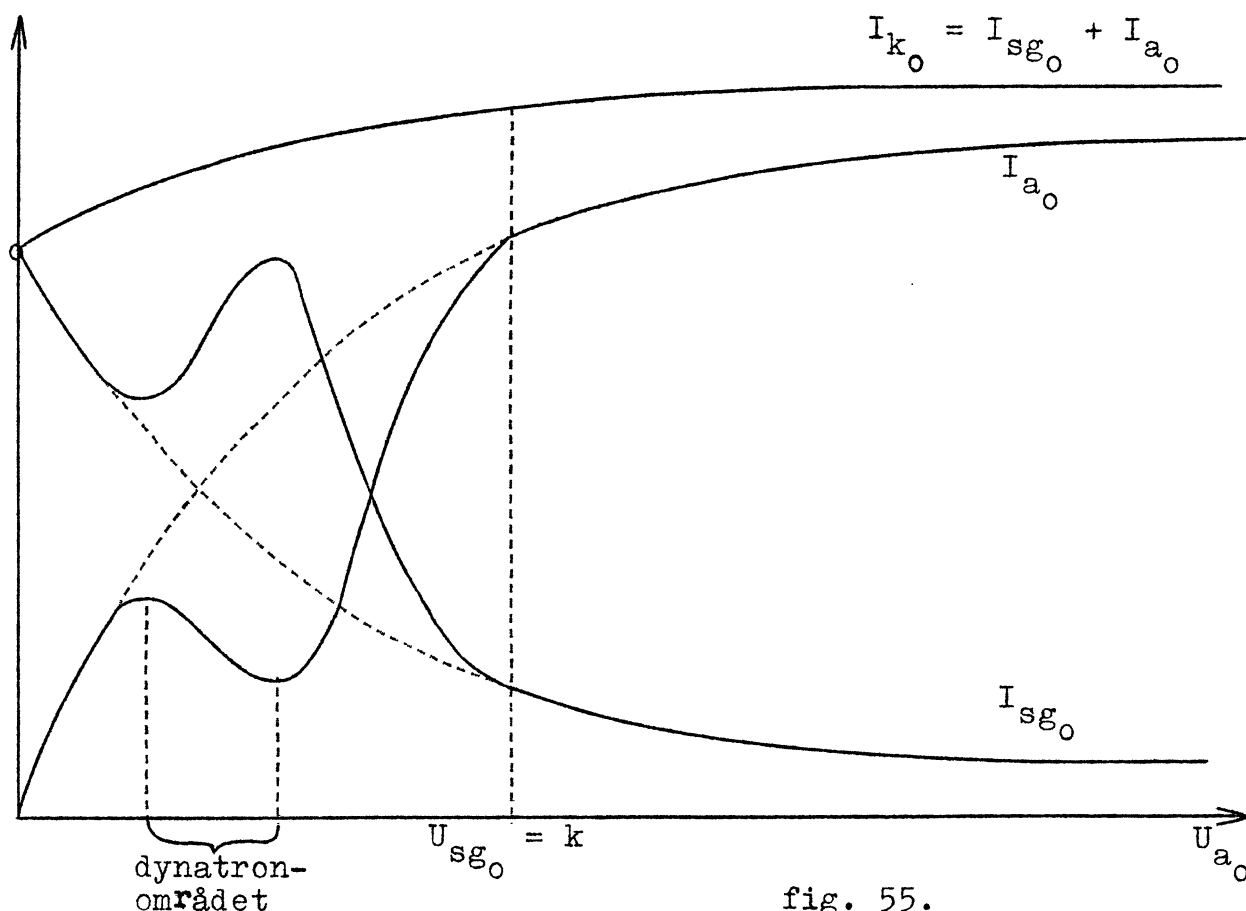
Bliver anodens potential mindre end skærmgitterets, vil en del af de elektroner, som slipper gennem skærmgitterets masker, vende og gå tilbage til dette, hvorfor man vil kunne forvente en sammenhæng mellem de to strømme  $I_{a_0}$  og  $I_{sg_0}$  og anodespændingen  $U_{a_0}$  som vist i fig. 54.

Der optræder imidlertid en bivirkning, som ytrer sig på følgende måde:

Når anoden rammes af elektroner fra katoden, de såkaldte primære elektroner, der har opnået en vis bevægelsesenergi (nogenlunde svarende til en spænding på ca. 20 volt), vil disse primære elektroner, idet de rammer anoden, afgive deres bevægelsesenergi, hvorved der rives nye elektroner, de såkaldte sekundære elektroner, løs fra denne elektrode.

Er nu skærmgitterets potential højere end anodens, vil disse sekundære elektroner gå over til skærmgitteret, hvorved skærmgitterstrømmen forøges, medens anodestrømmen formindskes tilsvarende.





Tetrodens I- U-karakteristikker får derfor i virkeligheden det i fig. 55 viste udseende.

Det mest bemærkelsesværdige ved disse kurver er, at hældningen af anodestruømkurven inden for et bestemt anodespændingsområde har skiftet fortegn. Inden for dette område har røret altså negativ indre modstand (vekselstrømsmodstand).

Tetroden kan her arbejde som oscillator (vekselstrømsgenerator), idet den nævnte negative indre modstand vil kunne ophæve virkningen af positive modstande (der jo repræsenterer effekttab) i en tilsluttet ydre svingningskreds, således at den samlede kreds bliver tabsfri.

En engang startet elektrisk svingning i denne kreds vil da fortsætte uden at dæmpes ned.

Når røret arbejder på denne måde som oscillator, siges det at arbejde som dynatron.

Skal tetroden arbejde som almindelig forstærker, er den af



fig. 56: Effekttetrode  
(English Electric Valve Co.)



fig. 57: Dobbelttetrode  
(English Electric Valve Co.)

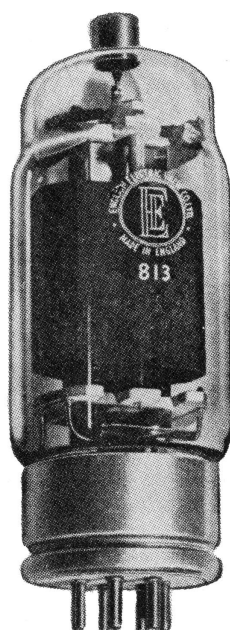


Fig. 58: Tetrode  
(English Electric Valve Co.)

sekundærelektronerne frembragte effekt (sekundæremissionen) uønsket.

Man må da arbejde med en så stor anodespænding, at modstandslinien for den ydre belastning falder uden for dynatronområdet. Men derved udnytter man ikke en temmelig stor del af anodespændingen, og for at få tilstrækkelig forstærkning må man da benytte forholdsvis høje anodespændinger og tilsvarende større og dyrere anodespændingsaggregat end ved trioden og den i det efterfølgende beskrevne pentode.

De ulemper, der skyldes den sekundære emission, kan der kompenseres fra ved en særlig udførelse af rørets elektroder. Dette er nærmere bestemt under omtalen af det såkaldte beamrør.

I fig. 56, 57 og 58 er vist tetroder til forskellige formål.

Tetroden i fig. 56 er en effekttetrode, der kan arbejde ved en frekvens på 75 MHz med et anodetab på 250 watt, medens der i glasbeholderen i fig. 57 er anbragt to tetrodesystemer, der kan arbejde ved en frekvens på 250 MHz med et anodetab på 20 watt i hvert system. Fig. 58 viser en lidt ældre type, der kan arbejde ved 30 MHz med et anodetab på 100 W.

Tetroden anvendes en del i elektronisk udstyr til industrielt formål f. eks. til højfrekvensopvarmning.

#### Pentoden.

-----

Pentoden indeholder i alt fem stk. elektroder, nemlig:

Katode	k
styregitter	$g_1$
skærmgitter	$g_2$
fanggitter (bremsegitter)	$g_3$
anode	a

Røret er vist i fig. 59, medens fig. 60 viser signaturen for en pentode.

Man har anbragt et såkaldt fanggitter eller bremsegitter mellem skærmgitteret og anoden. Dette gitters opgave er at bremse de fra anoden kommende sekundære elektroner og drive dem til-

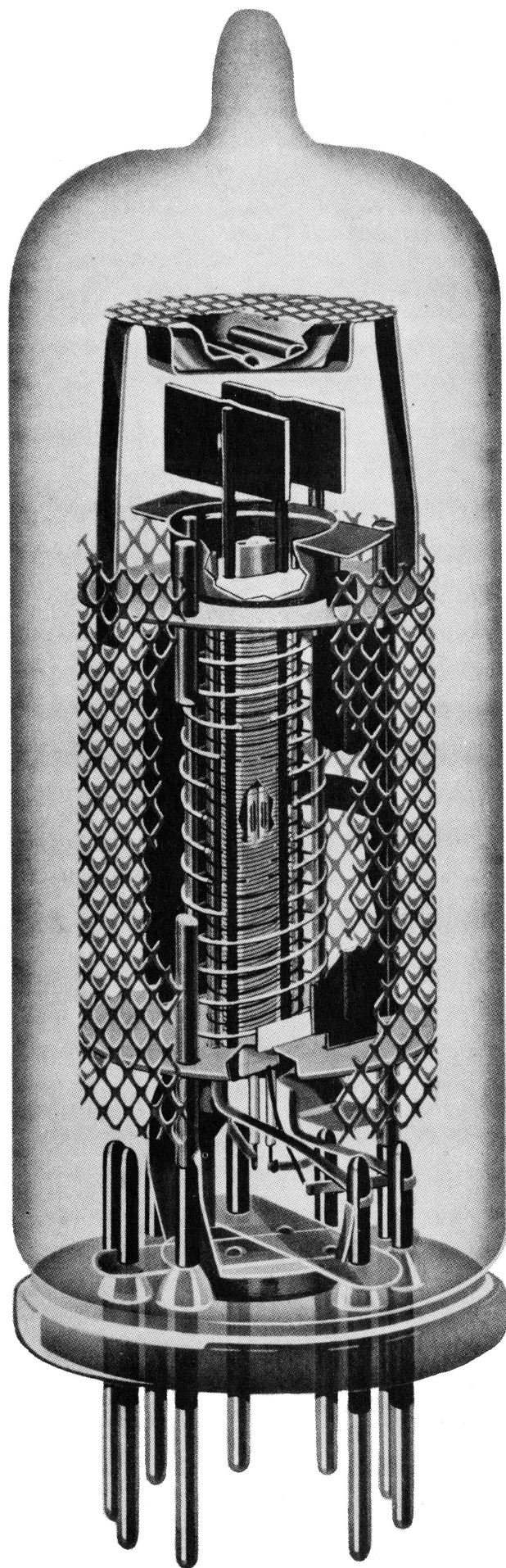


fig. 59: Pentode (Philips)

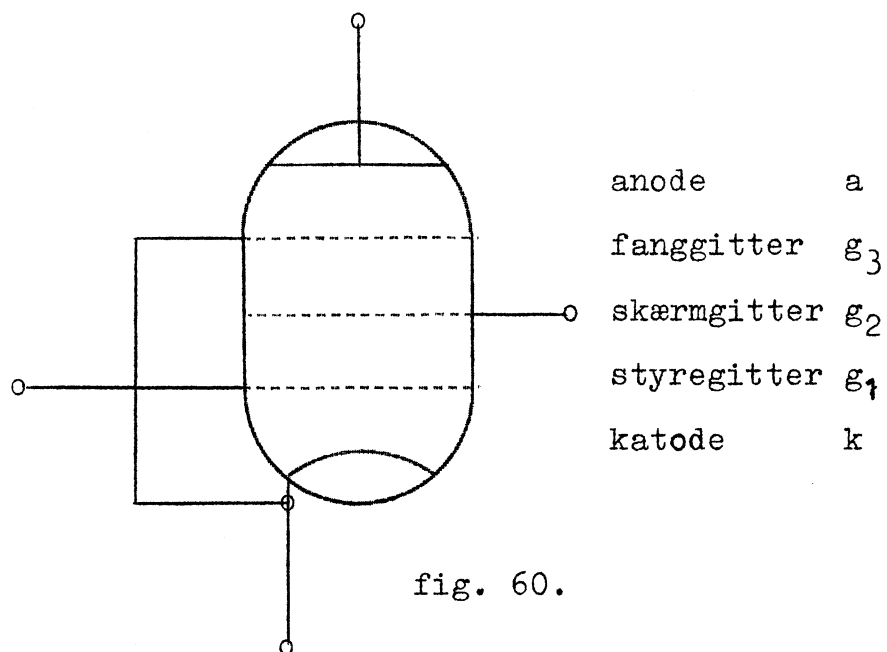


fig. 60.

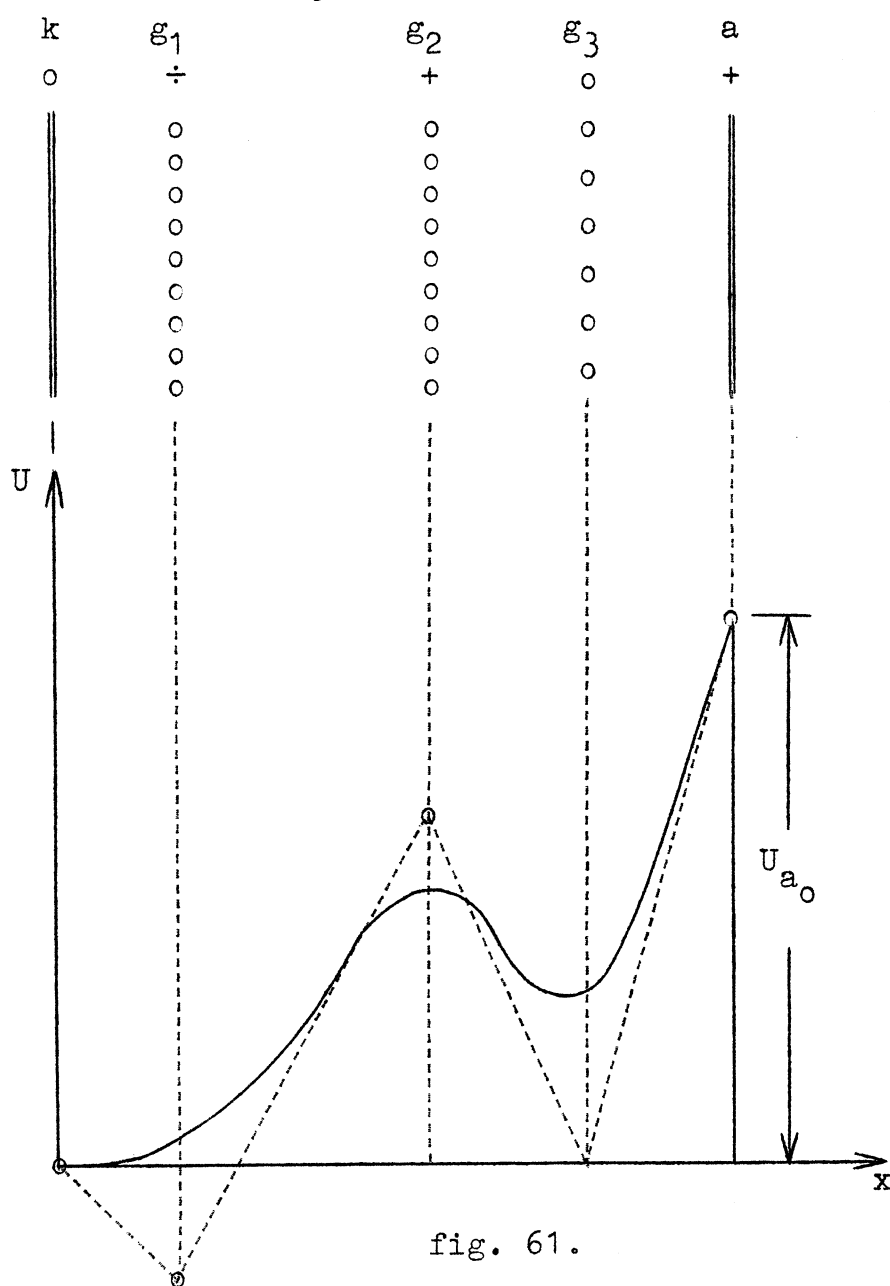


fig. 61.

bage til denne elektrode igen.

Fanggitteret er normalt forbundet til katoden inde i røret. Der findes dog også elektronrør, hvor fanggitterforbindelsen er ført ud, således at man kan forbinde det til et andet punkt i opstillingen.

Fanggitteret er viklet med forholdsvis stor afstand mellem gittermaskerne for ikke at skærme unødvendigt for primærelektroderne. Disse elektroner, der kommer fra katoden, har i almindelighed så megen fart på, at de ikke påvirkes væsentligt af fanggitterets lave potential.

Potentialfordelingen i en pentode er vist i fig. 61.

Den punkterede kurve i koordinatsystemet forneden i figuren viser potentialfordelingen i et snit, der går gennem selve gittertrådene, medens den optrukne kurve viser potentialfordelingen i et snit midt gennem gitrenes maskeåbninger.

Man erindres om, at en elektron vil accelereres i områder med stigende potential, men bremses i områder med faldende potential.

De forskellige elektrodens potentialer er bestemt af de tilsluttede spændingskilder (batterier el. lign.), medens potentialet i gitteråbningerne er bestemt af samtlige elektrodens potentialer.

Ligesom tetroden har pentoden for de højere værdier af anodespændingen meget større indre modstand end den tilsvarende triode.

Pentodens forstærkningsfaktor  $\mu$  er også meget større end den tilsvarende triodes, men varierer stærkt med arbejdspunktets beliggenhed, ofte i forholdet 10 : 1.

For specielle formål, f. eks. når pentoden anvendes som spændingsforstærker i højfrekvensforstærkere, ønsker man, at forstærkningsfaktoren skal variere, når gitterspændingen ændres. Dette opnås ved, at man vikler styregitteret med aftagende stigning på gittertrådens skruevindinger.

Pentoder kan have forstærkningsfaktorer på op til flere tusinde (1000 - 6000).

Pentodens vekselstrømsmodstand er almindeligvis 20 - 30 gange rørets jævnstrømsmodstand og kan alt efter konstruktion og an-

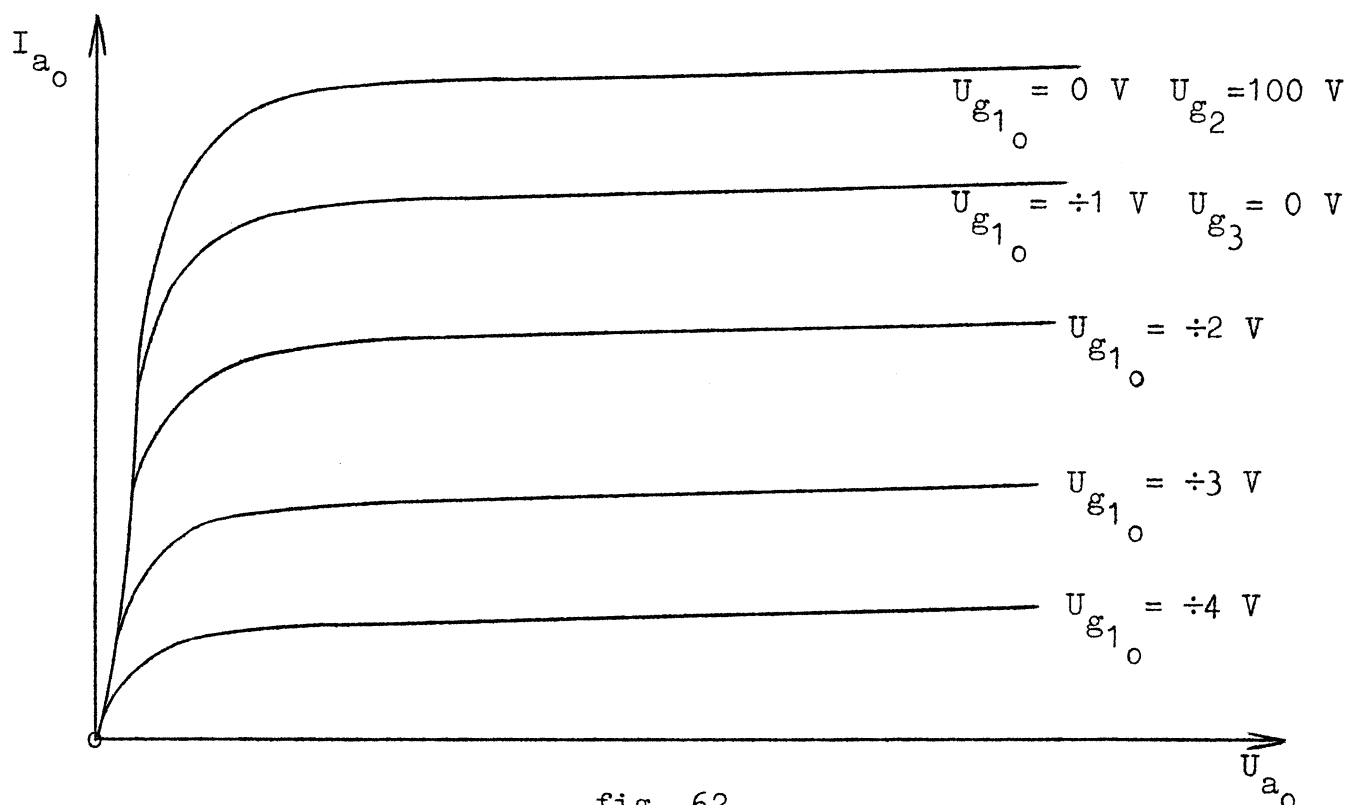


fig. 62.

vendelse have værdier fra ca. 10 kilohm op til 2 - 3 megohm.

Vil man anvende pentoden til tonefrekvensforstærkning, f. eks. i grammofonforstærkere el. lign. steder, skal rørets I- U-karakteristikker være retlinede inden for arbejdsområdet, for at man kan opnå forvrængningsfri gengivelse.

Pentodens  $I_{a_0}$  -  $U_{a_0}$ -karakteristikker er vist i fig. 62.

### Pentoden som spændingsforstærker.

Betragter man det almindelige udtryk for et elektronrørs spændingsforstærkning  $F$ , når røret belastes med en anodeimpedans  $Z_a$

$$F = \frac{\mu Z_a}{R_i + Z_a}$$

og tager man i betragtning, at belastningsimpedansen  $Z_a$  i praksis oftest er en del mindre end den indre modstand  $R_i$ , kan man med en lidt grov tilnærmelse omskrive dette udtryk til

$$F \cong \frac{\mu Z_a}{R_i} = S Z_a$$

hvor  $S$  er rørets stejlehed.

Heraf ses, at man ved de almindeligst forekommende belastningsimpedanser opnår en forstærkning, der er praktisk talt proportional med nævnte belastningsimpedans's størrelse, og at rørets stejlehed er den blandt rørkonstanterne, der i praksis afgør forstærkningens størrelse.

### Beamrøret.

Beamrøret eller strålerøret er en tetrode, som er konstrueret med henblik på at eliminere virkninger fra de sekundære elektroner.

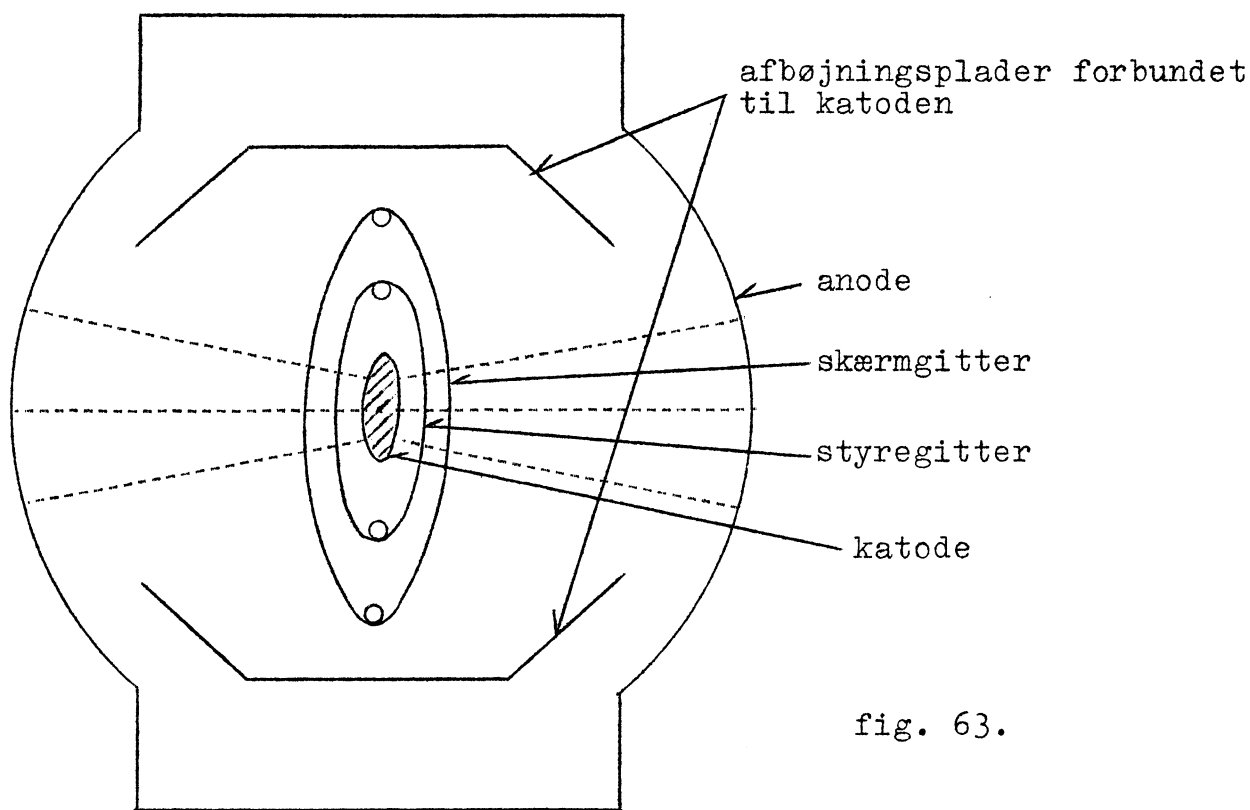


fig. 63.

I fig. 63 er skitseret et snit gennem røret.

I beamrøret udnytter man rumladningen mellem skærmgitter og anode til at bremse de sekundære elektroner og sende dem tilbage til anoden.

I de foran beskrevne elektronrør, diode, triode, tetrode og pentode er de forskellige elektroder almindeligvis koncentrisk



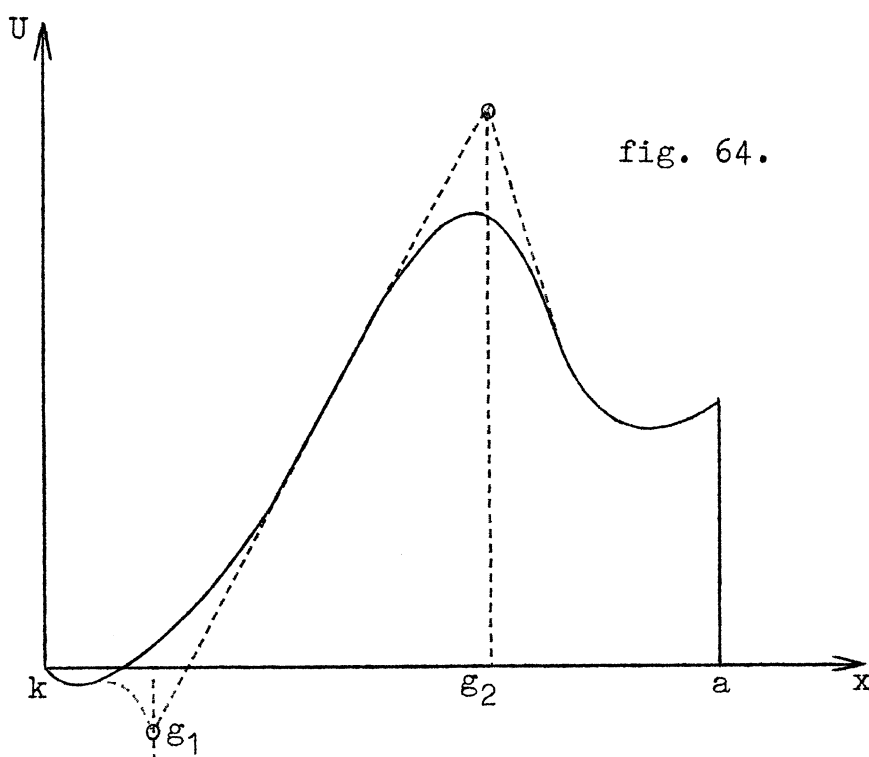
monterede omkring katoden, og elektronerne bevæger sig i radiære baner nogenlunde ligeligt fordelt i alle retninger fra katoden mod anoden.

Denne form for elektronbaner medfører, at rumladningerne eller mere korrekt elektronantallet pr. rumfangsenhed er mindre i nærheden af anoden end i nærheden af katoden.

Rumladningen ved anoden er derfor for lille til at have nogen retarderende virkning på de elektroner, der udgår fra anoden.

I beamrøret anbringes et par afbøjningsplader (styreplader eller skærme), der tvinger elektronstrømmen til at udgå som to stråler fra begge sider af katoden over til anoden. Derved opnås en betydelig større rumladning i nærheden af anoden, og virkningen forøges ved, at man nedsætter elektronernes hastighed, efter at de har passeret skærmgitteret ved at give dette et potential, der er højere end anodens.

Potentialfordelingen i beamrøret gennem en af elektronstrålerne er vist i fig. 64.



En nedsættelse af skærmgitterstrømmen er opnået, ved at man har snoet skærmgitter og styregitter med samme skruestigning og monteret skærmgitteret, således at det ligger i styregitterets "skygge".

Beamrøret anvendes fortrinsvis i effektforstærkere, hvor det er vigtigt, at røret har en god virkningsgrad.

Det bør tilføjes, at de fleste spændingsforstærkere arbejder med så små strømme, at rørets virkningsgrad er uden større betydning.

### Sekundæremissionsrør.

-----

Sekundæremission kan finde sted såvel fra metaller som fra isolationsstoffer.

Sekundæremissionen kan i visse tilfælde udnyttes med fordel, idet man derigennem får mulighed for at opnå en forstærkning gennem en forøgelse af antallet af elektroner.

De rene metaller giver ofte 1,5 - 2 sekundære elektroner pr. primærelektron, medens blandinger af metaller og metalilter kan give både 10 og 20 sekundære elektroner pr. primærelektron, men dog først ved ret høje spændinger.

Forøges antallet af primærelektroner, vil antallet af sekundærelektroner også forøges, men på et vist tidspunkt opnås et maksimum, hvorefter antallet af sekundærelektroner i forhold til antallet af primærelektroner atter aftager.

I fig. 65 er vist et snit gennem et sekundæremissionsrør med et trin. Ved hjælp af de viste afbøjningsplader og skærme påvirker man strålen af primære elektroner fra katoden, således at den rammer en hjælpekatode, idet man får et større antal sekundærelektroner ved at lade strålen ramme denne hjælpekatode under en vis vinkel, end hvis man lader den ramme efter normalen til katodeoverfladen.

Sætter der sig sod eller fordampede rester af hovedkatodematerialet på den specielt præparerede hjælpekatodes overflade, går ydelsen betydeligt ned. Dette er grunden til, at man afskærmer hjælpekatoden, således at elektronerne skal bevæge sig i krumme baner for at nå fra hovedkatoden over på hjælpekatoden.

Der ville intet være i vejen for, at de fra hjælpekatoden udgående sekundærelektroner, i stedet for at ramme den viste anode,

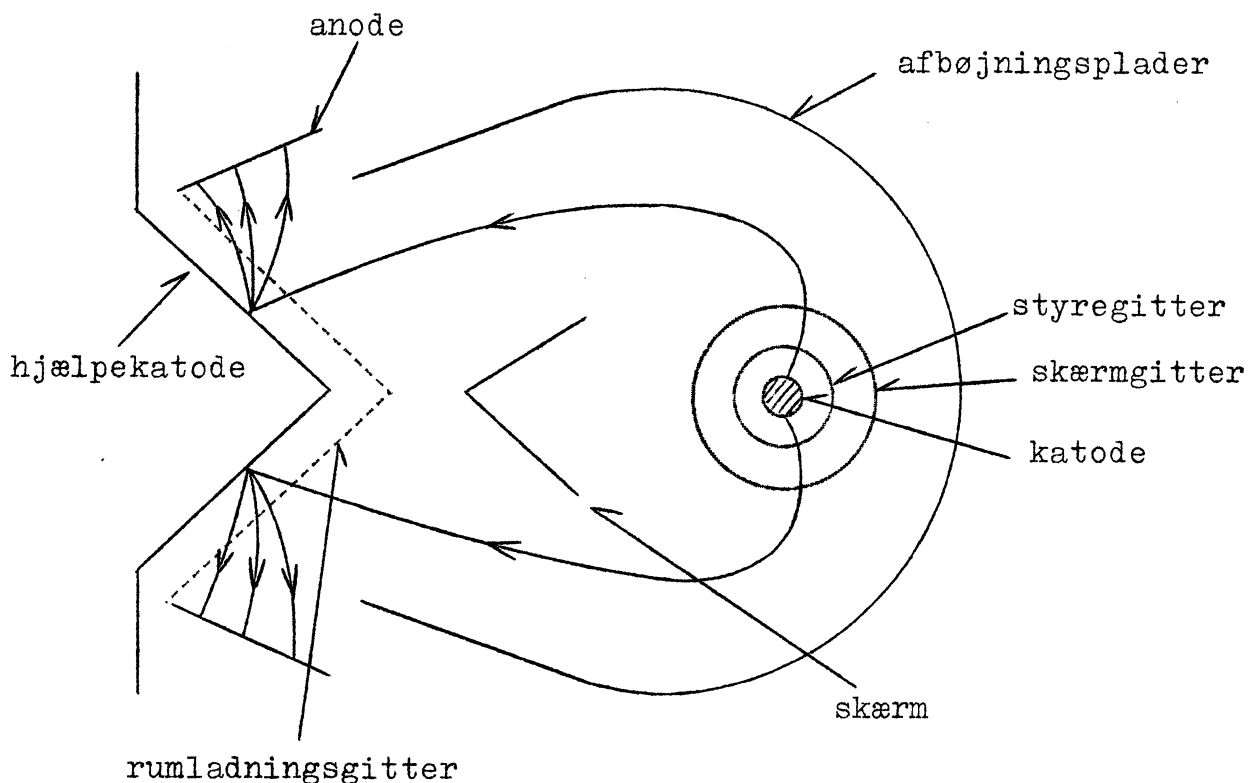


fig. 65.

blev styret hen mod en ny hjælpekatode, hvorfra de atter udløste en forøget tertiæremission, o.s.v., hvorved virkningen af røret forøges stærkt. En sådan anordning kaldes en elektronmultiplikator.

Er sekundærstrømmen i et enkelt trin i en sådan f. eks. 5 gange primærstrømmen, og har multiplikatoren f. eks.  $n$  trin, vil slutstrømmen blive  $5^n$  gange større end primærstrømmen.

Princippet har fundet anvendelse i televisionsteknikken og i forbindelse med fotoceller til forstærkning af strømmen fra selve fotocellen.

En sådan fotomultiplikator er vist i fig. 66. Man ser, at forstærkerstrømmen, som dannes af de forskellige hjælpekatoder, er anbragt efter hinanden (i kaskade) gennem røret.

Det er muligt ved en elektronmultiplikator med 11 trin at opnå en strømforstærkning af størrelsesordenen  $2,5 \cdot 10^6$  gange.

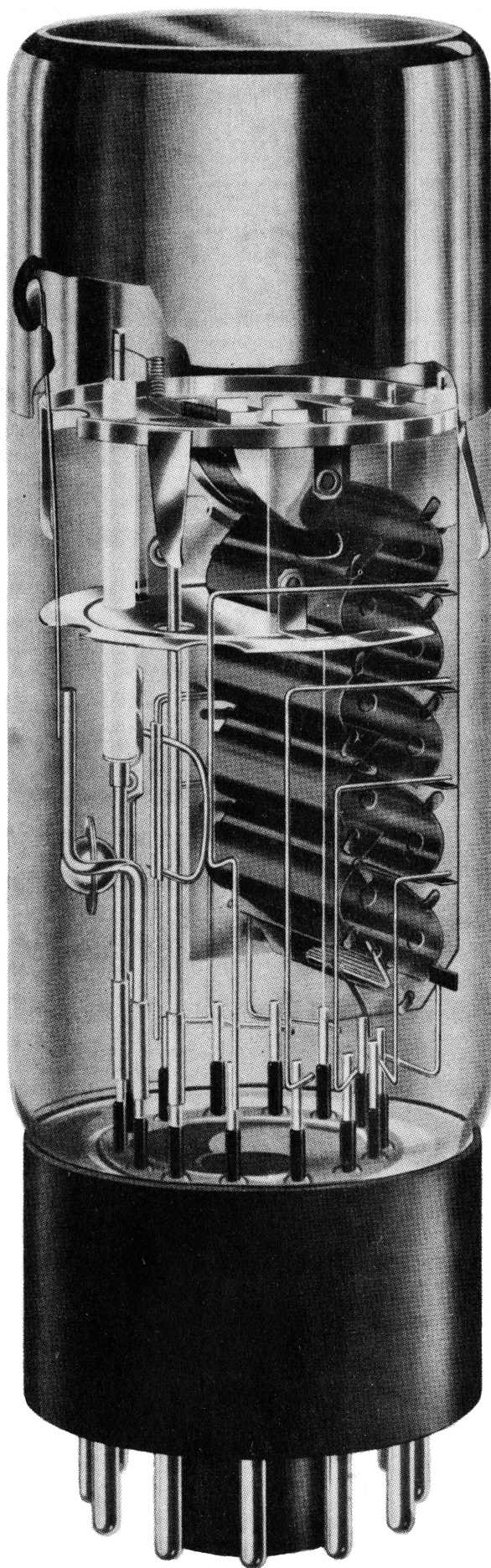


fig. 66: Fotomultiplikator  
(Philips)

# I N D H O L D S F O R T E G N E L S E:

=====

	Side
<u>Elektroners bevægelse i elektriske og magnetiske felter ...</u>	1
En elektrons bevægelse i et elektrostatisk felt .....	1
En elektrons bevægelse i et magnetisk felt .....	7
 <u>Elektronrør</u> .....	 11
<u>Dioden</u> .....	11
Elektronemission .....	18
Spændings- og strømforhold i rummet mellem anode og katode .....	21
1) Begyndelsesområdet .....	21
2) Rumladningsområdet .....	21
Elektronetærsklen .....	28
3) Mætningsområdet .....	30
Elektronsus .....	30
<u>Trioden</u> .....	31
Spændings- og strømforhold, forstærkningsfaktor .....	31
Triodens $I_{a_0} - U_{a_0}$ -diagram. Indre modstand .....	36
Triodens $I_{a_0} - U_{g_0}$ -diagram. Stejlhed .....	40
Sammenhængen mellem rørkonstanterne $\mu$ , $R_i$ og $S$ .....	43
Trioden som forstærker .....	43
1) Strømforstærkning .....	43
2) Spændingsforstærkning .....	46
Trioden som vekselspændingsforstærker .....	51
Triodens indre kapaciteter .....	63
<u>Tetroden</u> .....	65
<u>Pentoden</u> .....	70
Pentoden som spændingsforstærker .....	74
<u>Beamrøret</u> .....	75
<u>Sekundæremissionsrør</u> .....	77