

RADIORØR 621.385

ved civilingeniør Ole Bent Nielsen.

	Side
Rørteknikkens grundbegreber	1
Elektroners bevægelse i et tomt rum	1
Elektronemission	2
Rumladning	4
Styregitter	7
Skærmgitter	10
Sekundæremissionens indflydelse	11
Rør med flere gitre	13
Rørkapaciteter	14
Fremstilling af radiorør	17
Katoder	17
Gitre	21
Anoder	21
Udpumpningen	22
Nyere rørtyper	23
Agernrør	24
Presglasrør	24
Staalrør	25
Senderør	26
De vigtigste rørtyper	28
Dioder, ensretterør	28
Trioden	30
En triode som forstærkertrin	33
Ækvivalentdiagrammet	36
Triodens anvendelse	37
Pentoder og beamrør	38
Ækvivalentdiagrammer for pentoder	41
Pentodens anvendelse	42
Tetroder	42
Blandingsrør	43
Hexoder, heptoder	43
Oktoden	46
Blanding i ikke-lineære led	46
Det magiske øje	48
Katodestraalerøret	49
Luftfyldte rør	52
Det luftfyldte ensretterør	53
Thyratronen	54
Glimrør (stabilisatorrør)	55
Regulatorrør	57
Jern-brintmodstande	57

Nogle forhold vedrørende drift af radiorør	58
Termisk støj	58
Hagleffekt	58
Brum	60
Mikrofoni	61
Nogle almindeligt forekommende fejl i rørene	61
Luft i rørene	61
Ældningsfænomener i rør	62

RADIORØR

Rørteknikkens grundbegreber.

Elektroners bevægelse i et tomt rum. I en elektrisk leder, f. eks. i et metal, findes der et stort antal frie elektroner, og den elektriske ledningsevne er betinget af, at disse elektroner er i stand til at bevæge sig gennem det faste stof.

Et radiorør, eller som det ofte kaldes et elektronrør, bestaar af et antal metalelektroder, der er indesluttet i en lufttom beholder af glas eller staal. Elektroderne er indbyrdes isolerede og har forbindelser ført ud gennem beholderen. Den elektriske ledningsevne kommer her i stand ved, at elektronerne træder ud af en katode og bevæger sig gennem det tomme rum mellem elektroderne, indtil de igen opfanges af en Anode. Denne Ledning foregaar efter andre love end dem, der gælder for faste ledere, hvilket medfører, at røret har helt andre elektriske egenskaber end de komponenter, man ellers anvender i elektrotekniken.

Hvis man lægger en elektrisk spændingsforskel over endepunkterne paa en metallisk leder, vil der gennem lederen fra den ene ende til den anden forløbe elektriske kraftlinier. Det elektriske felt, som disse kraftlinier er udtryk for, driver elektronerne gennem metallet, og den kraft, elektronerne paavirkes af, tjener til at overvinde den modstand, de møder ved bevægelsen mellem metallens atomer. Hvis lederen er homogen, er feltstyrken F overalt den samme, og spændingen, eller rettere potentialet V , stiger jævnt langs med lederen, idet

$$F = \frac{dV}{dx}$$

Feltstyrken er her regnet positiv i den retning, den paavirker en elektron. Dette er modsat, hvad man sædvanligvis regner med, men denne orientering er mest praktisk, naar man kun betragter elektroner. Kraftlinierne vil i det følgende blive forsynet med pile, der viser, i hvilken retning en elektron paavirkes.

Fig. 1 kan ogsaa opfattes som potentialforløbet mellem en plan katode med spændingen 0 og en plan anode med spændingen V_a , som den vilde være, naar der ingen elektrisk ladning findes i rummet mellem dem. En enkelt elektron, der befinder sig i dette omraade, vil blive paavirket af en konstant kraft.

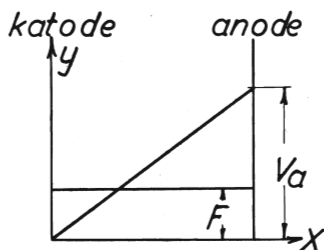


Fig. 1. Potentialforløb mellem to plane ledere.

I det tomme rum har en elektron ingen modstand at overvinde, og feltet virker i stedet til at forøge eller formindske dens hastighed. En elektron, der har bevæget sig fra et punkt med potentialet 0 til et med potentialet V , har forøget sin bevægelsesenergi med $V \cdot e$, idet e er dens ladning $1,60 \cdot 10^{-19}$ coulomb. Havde den oprindeligt hastigheden 0, er dens hastighed v bestemt ved

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

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}} \sqrt{V} = 5,93 \cdot 10^7 \sqrt{V} \text{ cm/sek.}$$

idet elektronens masse $m = 9,1 \cdot 10^{-28}$ g.

I almindelighed angiver man elektronens bevægelsesenergi ved spændingen V ; energien er da udtrykt i elektronvolt. Dermed er direkte givet, hvilken spændingsforskel, elektronen har gennemløbet og igen vil være i stand til at løbe op imod, før den er helt bremsset.

Hvis man regner med, at elektronernes middelhastighed i et rør svarer til 100 V, og vejlængden til 0,5 cm, vil elektronernes løbetid være

$$\frac{0,5}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{100}} \sim 10^{-9} \text{ sek.}$$

I denne tid udbreder en radiobølge sig 30 cm, saa denne løbetid bliver mærkbar ved arbejde med bølgelængder paa nogle m og derunder.

Hvis en elektron bevæger sig i et omraade, hvor der findes et magnetisk felt, vil dens bane ogsaa blive paavirket af dette. Kraften staar da vinkelret paa baade de magnetiske kraftlinier og paa bevægelsesretningen. Elektronens hastighed ændrer sig ikke derved, kun dens retning. Paa denne maade kan f. eks. spredningsfelter fra en transformator give anledning til forstyrrelser i strømmen i et rør.

Elektronemission. I almindelighed er de frie elektroner inde i et metal ikke i stand til at forlade dette. Inde i metallet bevæger de sig i alle mulige retninger og med alle mulige hastigheder, og en del vil altid have retning ud mod overfladen. Men fig. 2 kan illustrere, hvorledes en elektron, der er naaet lige udenfor, vil inducere en positiv ladning paa metaloverfladen, og denne ladning vil trække

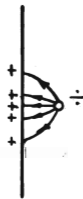


Fig. 2. Feltet omkring en elektron udenfor en leder.

elektronen tilbage, hvis den ikke har tilstrækkelig hastighed. Denne nødvendige hastighed er forskellig for de enkelte stoffer, men svarer altid til ca. 2–5 elektronvolt.

I et koldt metal er der praktisk taget ingen elektroner, der har saa stor hastighed. Men ved opvarmning af metallet forøges elektronernes energi, og bliver temperaturen tilstrækkelig høj, bliver en større del af elektro-

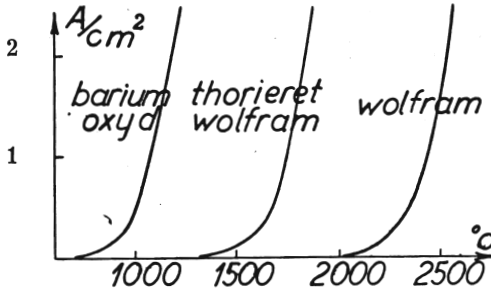


Fig. 3. Emissionen for de mest anvendte katoder.

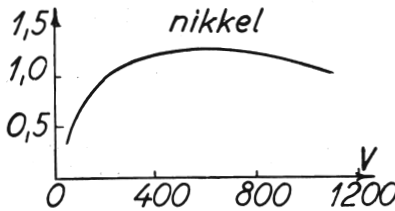


Fig. Sekundæremissionsfaktoren for nikkel.

nerne i stand til at forlade katodens overflade; katoden begynder at emitte. Emissionen vokser med temperaturen efter *Richardsons formel*:

$$I_m = 120,4 T^2 e^{-11500 \frac{\phi}{T}} \text{ Amp./cm}^2,$$

hvor T er den absolutte temperatur og ϕ den tidligere nævnte udtrædelsesenergi i volt.

Paa fig. 3 er vist sammenhængen mellem temperatur og emission for de tre katodematerialer, der anvendes i praksis: wolfram, wolfram med thoriumbelægning, og barium-strontiumoxyd. Det er meget betydelige strømstyrker, der kan frigøres ved denne *termiske emission*.

Naar elektronerne igen rammer en anode, har de den til anodespændingen svarende energi, som de maa afgive ved elastiske sammenstød med atomer og elektroner i den kolde anode. Der er da mulighed for,

at en del af elektronerne i anoden ved disse sammenstød faar saa stor energi, at de bliver i stand til at forlade anoden; man taler da om *sekundæremission*. Idet anodespændingen som regel er paa nogle hundrede volt, og udtrædelsesenergien svarer til nogle faa volt, er der mulighed for, at hver primær elektron kan udløse et større antal sekundære.

Fig. 4 viser saaledes, hvor mange sekundærelektroner, der gennemsnitlig udløses af hver primær, der rammer det mest anvendte anodemateriale, nikkel. Denne størrelse, der betegnes sekundæremissionsfaktoren, er angivet som funktion af anodespændingen.

Ikke blot elektroder af metal, men ogsaa isolatorer, f. eks. glasvæggen i et rør, kan afgive sekundærelektronerne, naar de træffes af elektroner.

Rumladning. Vi betragter nu en diode som fig. 5, hvor der i et evakueret rum ligger en anode overfor en plan katode. Anoden er direkte

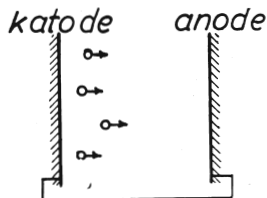


Fig. 5. Elektroner mellem to elektroder med samme spænding.

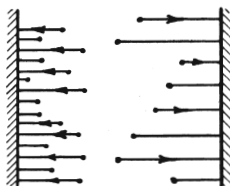


Fig. 6. Kraftlinieforløbet fra en rumladning.

forbundet til katoden og har altsaa samme potential. Idet elektronerne kommer ud i det tomme rum med stor hastighed, kunde man forvente, at alle uhindrede vilde fortsætte over mod anoden. Naar dette ikke sker, skyldes det den frastødende virkning fra de elektroner, der allerede befinder sig i rummet mellem de to elektroder. Da anode og katode har samme potential, forløber der ingen kraftlinier direkte mellem dem. Derimod udgaar der kraftlinier fra de negative ladninger paa elektroderne, og de maa alle ende paa de to elektroder. Paa fig. 6 angiver pilene retningen af den kraft, der virker paa en elektron, der befinder sig paa det paagældende sted. Forholdet illustreres af fig. 7, der viser feltstyrke og potential mellem katode og anode. Feltstyrken svarer til kraftlinieforløbet paa fig. 6; den er negativ, der hvor elektronerne presses tilbage mod katoden, og positiv, hvor de skubbes frem mod anoden. Potentialforløbet er bestemt ved

$$V = \int F dx$$

I et omraade, hvor der findes en rumladning af negative elektroner, vil potentialkurven aabenbart altid krumme nedad som paa fig. 7

Idet elektronerne forlader katoden, har de en tilfældig hastighedsfordeling; der er dog praktisk taget ingen, der har større energi end ca. 3 volt. Alle de langsomme elektroner vil blive bremset af feltet nær katoden, og kun den del, hvis energi er større end V_0 volt, vil kunne trænge gennem potentialminimet ved V_0 og videre frem til anoden. Rumladningen er størst nærmest ved katoden, hvor de fleste emitterede elektro-

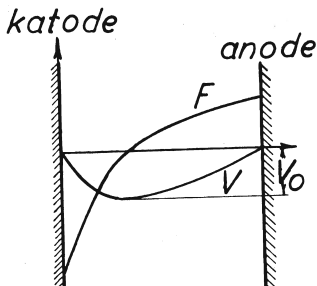


Fig. 7. Potentialforløbet og feltstyrken hidrørende fra rumladningen.

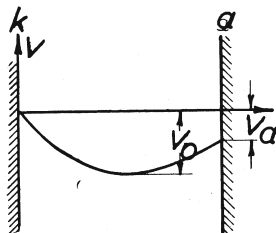


Fig. 8. Potentialforløbet med svagt negativ anode.

ner passerer baade frem og tilbage, og potentialkurven faar derfor det viste skæve forløb med den største krumning nær katoden.

Lægges der en lille negativ spænding paa anoden, vil V_0 forskyde sig over mod denne og naa længere ned, saa kun et mindre antal elektroner kan passere det. Bliver V_a mindre end -3 volt, naar der næppe flere elektroner over, og anodestrømmen bliver 0. Den anodestrøm, der forløber, selv om anodespændingen er negativ, betegnes *anøbsstrømmen*. Den er af størrelsesordenen μA .

Vi ser nu paa forholdene, hvis der lægges en positiv spænding paa anoden. Der vil da trækkes en strøm af elektroner fra rumladningen over mod denne, men indtil videre antager vi, at anodespændingen ikke er saa stor, at alle emitterede elektroner trækkes over.

Hvis der ikke havde været nogen rumladning mellem elektroderne, vilde feltstyrken have været konstant, og potentialforløbet vilde have været retlinet, som vist punkteret paa fig. 9. Men rumladningens tilstedeværelse medfører, at potentialkurven krummer nedad. Den vil krumme netop saa meget, at den udgaar lidt nedad fra katoden. Dette er ensbetydende med, at feltstyrken her er svagt

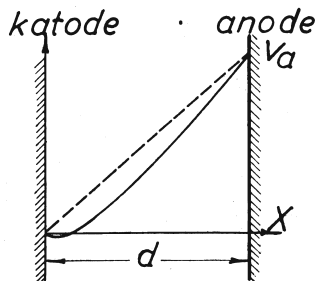


Fig. 9. Potentialforløbet med positiv anode.

negativ. Havde feltstyrken været 0 eller positiv, vilde enhver elektron, der var kommet ud af katoden, have fortsat mod anoden; dette tilfælde kan forekomme ved højere værdier af anodespænding og vil blive beskrevet om lidt. Som forholdene nu er, vil de elektroner, der emitteres med størst hastighed, passere potentialminimet nær katoden og fortsætte til anoden og udgøre anodestrømmen.

For saa vidt man kan regne den energi, elektronerne har ved emissionen, for forsvindende i forhold til anodespændingen, vil potentialkurven mellem plane elektroder være givet ved følgende udtryk:

$$V = V_a \left(\frac{x}{d} \right)^{\frac{4}{3}}$$

idet d er afstanden mellem anode og katode.

Rumladningstætheden ρ kan bestemmes af, at

$$I_a = \rho v,$$

hvor anodestrømmen I_a er konstant gennem hele røret, og elektronhastigheden v er proportional med \sqrt{V} :

$$\rho = k \frac{1}{\sqrt{V}} = k_1 x^{-\frac{2}{3}}$$

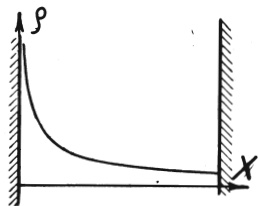


Fig. 10. Rumladningstætheden mellem katode og anode.

ρ er vist paa fig. 10. Rumladningen er altsaa tættest nær katoden, hvor elektronerne bevæger sig langsomt og derfor opholder sig længst.

Anodestrømmen I_a er bestemt ved:

$$I_a = 2,3 \cdot 10^{-6} \frac{1}{d^2} V_a^{\frac{3}{2}} \text{ Amp./cm}^2.$$

Større praktisk interesse har udtrykket for anodestrømmen i et elektrodesystem med elektroderne anordnet cylindrisk, som det er tilfældet i de fleste radorør:

$$I_a = 14,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{r} V_a^{\frac{3}{2}} \text{ Amp./cm.}$$

r er anodens radius, og det er forudsat, at katodens radius er lille i forhold til r .

Strømmen vokser altsaa i begge tilfælde med den $\frac{3}{2}$ potens af spændingen, og uanset hvordan de to elektroder er anbragt i forhold til hinanden, vil der gælde:

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

Forudsætningen for dette udtryk er naturligvis, at V_a ikke er saa stor, at I_a bliver større end den emitterede elektronstrøm. Strømmen kaldes under disse forhold for *rumladningsbegrænset*. Normalt arbejder radio-rør under disse betingelser.

Forøges V_a yderligere, vil I_a stige, indtil anodestrømmen er lig emissionen fra katoden; denne strømstyrke betegnes *mætningsstrømmen*. Den afhænger naturligvis af katodens temperatur, og emissionen fra en katode bliver netop bestemt ved, at man forøger anodespændingen indtil strømmen ikke vokser yderligere.

Paa fig. 11 er nu vist en diodes karakteristik ved forskellige katode-temperaturer. I almindelighed naar man ikke op paa mætningsstrøm under sædvanlige arbejdsforhold i et rør.

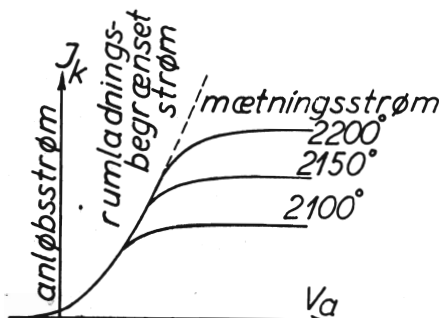


Fig. 11. Strøm-spændingskarakteristik for en diode.

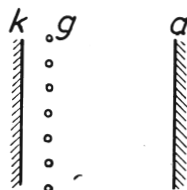


Fig. 12. Elektrodesystem med styregitter (skematisk).

Styregitter. Det er først ved indføringen af en tredje elektrode, et gitter, mellem katode og anode, at røret faar de egenskaber, der har særlig interesse for radiotekniken. Idet gitteret som skitseret er anbragt nær katoden, er det tydeligt, at potentialet paa gitteret i høj grad indvirker paa forholdene nær katoden og bestemmer, hvor mange elektroner, der der bliver trukket ud af rumladningen.

Lades gitteret saaledes op til en passende negativ spænding, vil den største del af de kraftlinier, der udgaar fra den positive anode, ende paa gitteret, og feltstyrken inde ved katoden bliver meget mindre, end den vilde have været uden noget gitter. Kraftlinieforløbet ses paa fig. 13 b.

Fig. 13 a og c viser forholdene ved henholdsvis et stærkere negativt og et positivt gitter. 13 a viser, hvorledes feltstyrken foran katoden bliver negativ; røret er da blokeret for gennemgang af strøm. 13 c viser, hvorledes gitteret hjælper til med at trække elektroner ud fra katoden.

For at faa et nøjagtigere overblik over gitterets indflydelse paa strømmen, tænkes gitteret saa tæt, at feltet inde ved katoden bliver homogent, og altsaa ikke afhængigt af, om det paagældende stykke af katoden ligger ud for en gitterstav eller et mellemrum. Idet indices k , g og a her som ellers henfører til katode, gitter og anode, vil der med kold katode, altsaa uden tilstedeværelse af rumladning, induceres en ladning Q paa katoden bestemt ved:

$$Q = V_a C_{ak} + V_g C_{gk} = C_{gk} \left(V_g + \frac{C_{ak}}{C_{gk}} V_a \right)$$

idet V angiver spænding, C kapacitet.

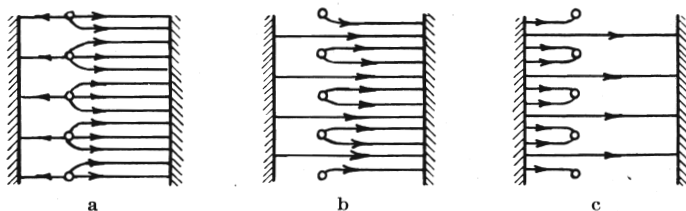


Fig 13. Kraftlinieforløbet ved henholdsvis stærkt og svagt negativt og positivt gitter.

Feltstyrken omkring katoden er proportional med dette Q , idet der fra den udgaar 4π kraftlinier.

Det er klart, at den strøm, der forlader omraadet omkring katoden udelukkende afhænger af feltet i nærheden af denne. Dette felt er dels bestemt af rumladningen i røret, dels af ladningerne paa de andre elektroder. For saa vidt, at det kun er omkring katoden, der findes en tæt rumladning, hvilket som oftest er tilfældet, vil katodestrømmen kun afhænge af de forhold, spændingerne paa de andre elektroder frembringer inde foran katoden.

I dette tilfælde er den altsaa bestemt af størrelsen af $C_{gk} \left(V_g + \frac{C_{ak}}{C_{gk}} V_a \right)$, der her udtrykker det samme om feltet om katoden, som $C_{ak} V_a$ gjorde det i dioden. Katodestrømmen i trioden maa altsaa være bestemt ved et udtryk som

$$I_k = A \left(V_g + \frac{C_{ak}}{C_{gk}} V_a \right)^{\frac{3}{2}}$$

Et rørs *forstærkningsfaktor* μ angiver, hvor mange gange stærkere, en given ændring af gitterspændingen indvirker paa katodestrømmen end den samme ændring i anodespændingen. μ er altsaa i virkeligheden forholdet $\frac{C_{gk}}{C_{ak}}$.

Den reciproke forstærkningsfaktor $D = \frac{1}{\mu}$ betegnes *gennemgrebet*;

det udtrykker, hvor stærkt kraftlinierne fra anoden formaar at trænge ind foran gitteret. Indsat i udtrykket for katodestrømmen bliver dette:

$$I_k = A \left(V_g + \frac{1}{\mu} V_a \right)^{\frac{3}{2}} = A (V_g + D V_a)^{\frac{3}{2}}$$

I praksis viser det sig, at I_k sjældent stemmer helt med denne formel. En af aarsagerne hertil er, at forholdene langs katoden varierer, eftersom man befinder sig ud for en gittertraad eller et mellemrum. Under et mellemrum er anodens indflydelse større end under en traad; dette betyder, at μ ikke er konstant langs med katoden. I rør med direkte opvarmet katode bevirker glødespændingen en forskel i potential mellem katodens endepunkter; herved indskrænkes ligeledes gyldigheden af det angivne udtryk. Som regel gælder dog med tilfredsstillende nøjagtighed:

$$I_k = A \left(V_g + \frac{1}{\mu} V_a \right)^n, \quad 1,2 < n < 2,5.$$

Udseendet af triodens karakteristikker vil blive behandlet i det senere afsnit om trioder.

Foruden ved μ angives en triodes egenskaber ved stejlheden S , der udtrykker ændringen i anodestrøm divideret med den ændring af gitterspænding, der skal til for at frembringe den. S angives altsaa i mA/volt. De to størrelser staar i forbindelse med rørets geometriske opbygning paa følgende maade:

μ er fundet at være forholdet mellem kapaciteterne C_{kg} og C_{ka} . Som det vil blive omtalt under rørkapaciteter, nedsættes C_{ka} og forøges C_{kg} , jo tættere gitteret vikles. Forstærkningsfaktoren er altsaa først og fremmest bestemt af stigningen i gitteret, saaledes at den bliver større, jo mindre afstanden mellem gittertraadene er.

Stejlheden er aabenbart størst, naar en lav gitterspænding kan trække en stor strøm fra katoden. Stejlheden er altsaa i første omgang proportional med rørets størrelse, nærmere betegnet med katodens. Ligesom der i en diode kræves mindre spænding til at trække en given strøm til en nærliggende anode end til en fjernere, bliver stejlheden større, jo mindre afstanden er mellem gitter og katode. Da man i almindelighed ønsker den størst mulige stejlhed af et rør, anbringes styregitteret saa nær ved katoden, som det er muligt af hensyn til faren for kortslutning. Afstanden kan være nogle tiendele mm.

Hidtil har vi ikke taget hensyn til, hvorledes katode strømmen fordeler

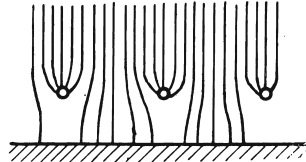


Fig. 14. Kraftlinieforløbet nær Katoden.

sig mellem gitteret og anoden. Det bemærkelsesværdige er nu, at skønt gitteret har en afgørende indflydelse paa strømmens størrelse, optager det selv kun en forsvindende del af elektronerne. Naar gitteret er negativt, tager det kun en til anløbsstrømmen svarende ubetydelig strøm; er gitterspændingen mindre end $-1,3$ V, er gitterstrømmen i de fleste rørtyper under $0,3 \mu$ A. Selv om gitteret er positivt, rammer næsten alle elektronerne gittermellemrummene og fortsætter til anoden. Gitterstrømmen kan ved positivt gitter anslaaes ved *Tanks lov*:

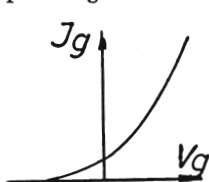


Fig. 15. Gitterstrøms-karakteristik.

$$\frac{I_g}{I_a} = \delta \sqrt{\frac{V_g}{V_a}}$$

hvor δ er en konstant, der afhænger af rørets opbygning. I_g er vist paa fig. 15. Ofte bliver I_g formindsket stærkt ved sekundæremission, idet sekundærelektronerne trækkes til anoden.

Den bemærkelsesværdige egenskab ved røret med styregitter er, som vi har set, at man ved at ændre spændingen paa den ene elektrode, gitteret, er i stand til at dirigere strømmen til den anden elektrode, anoden. Da gitteret kun tager en meget lille strøm, kræves der til styringen næsten ingen energi.

Skærmgitter. I et stort antal rørtyper findes der foruden styregitteret anbragt et saakaldt *skærmgitter* mellem dette og anoden. Dets opgave er i og for sig den samme som styregitterets; spændingen paa det har indflydelse paa strømmen i røret, og selv optager det ikke nogen større strømstyrke, idet elektronerne flyver gennem dets masker.

Skærmgitteret er viklet saa tæt, at anodens gennemgreb gennem det er forsvindende. Anodespændingen har altsaa ingen væsentlig indflydelse paa feltet nær katoden. Skærmgitterspændingen holdes konstant og positiv, og den har da overtaget anodens rolle at trække elektronerne ud fra katoden. Da den holdes konstant, varierer katodestrukturen udelukkende med styregitterets spænding. Derimod har anodespændingen stadig en vis

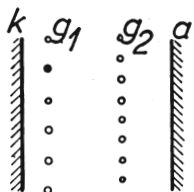


Fig. 16. Elektrodesystem med styre- og skærmgitter (skematisk).

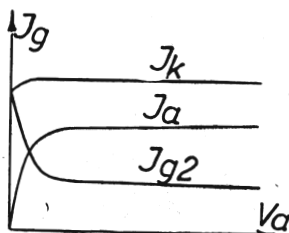


Fig. 17. Katodestrukturens fordeling mellem anode og skærmgitter i pentode.

indflydelse paa fordelingen mellem skærmgitter og anode. Paa fig. 17 er vist, hvorledes katodestrømmen er konstant, og hvorledes den fordeler sig mellem g_2 og a . Da skærmgitteret er stærkt positivt og tæt viklet, optager det en vis del af strømmen. Det bemærkes, at anodestrømmen aftager stærkt ved meget lave anodespændinger, skønt elektronerne i og for sig har tilstrækkelig energi til at naa frem, naar blot anodespændingen er

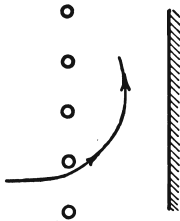


Fig. 18. Elektronbane mellem skærmgitter og anode i en tretode.

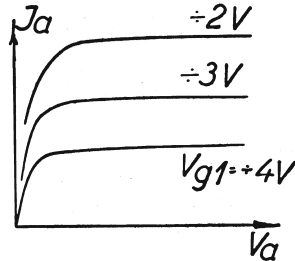


Fig. 19. Karakteristikker for pentode.

positiv. Aarsagen er antydnet paa fig. 18, der viser, hvorledes en elektron paa grund af det positive gitters tiltrækning gaar skraat imod anoden. Da skærmgitteret har højere spænding end anoden, vil den derefter kunne bøjes tilbage mod det.

Paa fig. 19 er vist anodestrømmen ved forskellige styregitterspændinger, men ved den samme skærmgitterspænding. Det bemærkes, at disse karakteristiker stammer fra en *pentode*, hvor der foruden skærmgitteret er anbragt et *fanggitter* umiddelbart foran anoden. Det vil i næste afsnit blive omtalt, hvorledes karakteristikkene er for et skærmgitterrør uden fanggitter, en *tetrode*.

I rør til meget lave anodespændinger har man ombyttet placeringen af skærmgitter og styregitter. Skærmgitteret trækker da en betydelig anodestrøm til trods for den lave anodespænding.

Navnet skærmgitter hentyder til, at gitteret skærmer for anodespændingens indflydelse. Som det senere vil blive omtalt, nedsættes anode-styregitterkapaciteten ved anbringelsen af skærmgitteret, saaledes at det ogsaa skærmer styregitteret for kapacitiv tilbagevirkning fra anoden.

Sekundæremissionens indflydelse. Naar anoden træffes af elektronstrømmen, udsender den et antal sekundærelektroner. I en diode eller en triode har feltet foran anoden en saadan retning, at sekundærelektronerne bliver bremsede og vender tilbage til anoden, og sekundæremissionen faar da ingen indflydelse paa rørets karakteristiker.

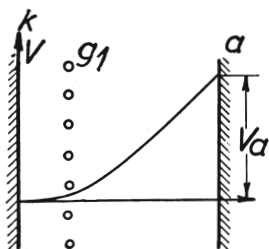


Fig. 20. Potentialforløb i triode.

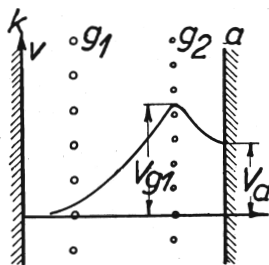


Fig. 21. Potentialforløb i skærmgitterrør.

I et skærmgitterrør er potentialforløbet imidlertid som vist paa fig. 21, naar anoden har lavere spænding end skærmgitteret. Sekundærelektronerne vil da trækkes mod skærmgitteret, og anodestrømmen bliver formindsket, medens skærmgitterstrømmen bliver forøget med de sekundære elektroner. Paa fig. 22 er vist, hvorledes katodestrømmen fordeler sig mellem anode og skærmgitter. Den nedadgaende bule i anodestrømmens forløb viser det omraade, hvor $V_a < V_{g2}$.

Fig. 23 viser karakteristikkene for en tetrode; de enkelte kurver svarer til forskellige styregitterspændinger. Fig. 24 viser, hvorledes anodestrømmen ligefrem kan blive negativ; sekundæremissionsfaktoren er da større end 1.

Paa den nedadgaende del af karakteristikken er rørets indre modstand R_i negativ, idet en forøgelse af spændingen medfører en formindskelse af strømmen.

I almindelighed undgaar man sekundæremissionens virkning ved umiddelbart foran anoden at anbringe et meget aabent gitter, fanggitteret, der forbindes direkte med katoden. Da det er aabent, tillader det primærelektronernes passage; dets lave spænding medfører imidlertid, at feltet umiddelbart foran anoden forhindrer sekundærelektronerne i at naa skærmgitteret.

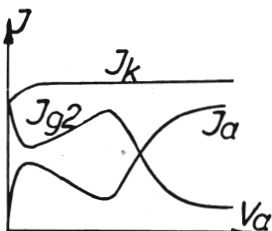


Fig. 22. Katodestrømmens fordeling mellem skærmgitter og anode i tetrode.

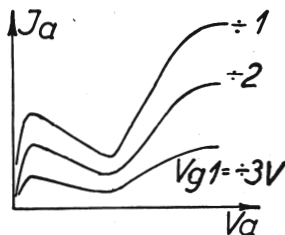


Fig. 23. Tetrode-karakteristikker.

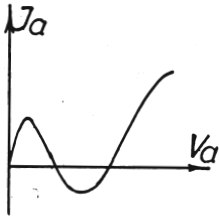


Fig. 24. Tetrode-karakteristik med område med negativ anodestrom.

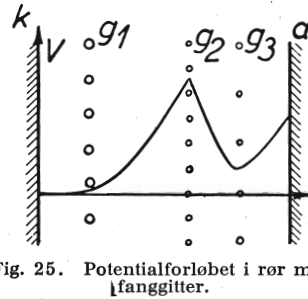


Fig. 25. Potentialforløbet i rør med fanggitter.

Rumladningen, der er til stede mellem skærmgitter og anode, faar potentialkurven til at krumme nedad. Ved at dimensionere et rør paa passende maade, blandt andet ved at forøge afstanden til anoden, kan man ligefrem opnaa, at der dannes et potentialminimum paa grund af rumladningen. Rumladningen virker da som fanggitter, hvilket udnyttes blandt andet i de saakaldte beam-tubes.

Rør med flere gitter. Under visse omstændigheder kan spændingen i et potentialminimum paa grund af rumladningen naa helt ned til 0. Forholdene bliver da ligesom omkring katoden, hvor der findes en tæt rumladning af meget langsomme elektroner, og man benævner en saadan rumladning en *virtuel katode*. En del af elektronerne er ikke i stand til at trænge igennem minimet, men vender tilbage mod skærmgitteret; ved at ændre anodespændingen kan man trække en større eller mindre strøm ud af rumladningen. Forholdene minder altsaa ganske om en virkelig katode.

I en del rørtypen findes der mere end de tre hidtil omtalte gitter, men de overtallige virker som regel enten som styregitter eller skærmgitter. Ofte findes der uden om det første skærmgitter en virtuel katode, som det andet skærmgitter gennem det nye styregitter trækker en elektronstrøm ud af. Disse forhold vil blive nærmere gennemgaaet under de enkelte rørtypen.

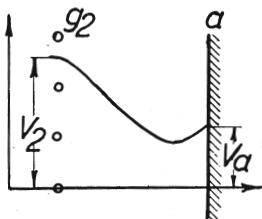


Fig. 26. Potentialminimum forarsaget af rumladningen.

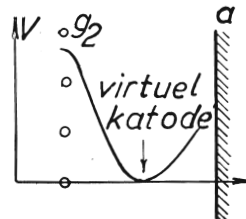
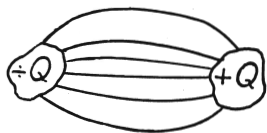


Fig. 27. Virtuel katode mellem skærmgitter og anode.

Rørkapaciteter. Hvis der paa to ledere i et iøvrigt feltfrit rum findes to lige store elektriske ladninger af størrelsen Q , den ene negativ, den anden positiv, vil de to ladninger være forbundet med $4\pi Q$ kraftlinier. Der vil mellem lederne være en spændingsforskul bestemt ved



$$V = \int F ds,$$

Fig. 28. Kraftlinier mellem to legemer.

eller groft udtrykt: V er feltstyrke gange afstand mellem lederne. Feltstyrken og dermed V er proportionale med Q , og kapaciteten mellem lederne er netop defineret som proportionalitetsfaktoren:

$$C = \frac{Q}{V}$$

Spændingen bliver aabenbart mindre, jo nærmere lederne er hinanden, og kapaciteten større. Feltstyrken er lig antallet af kraftlinier pr. cm^2 ; hvis lederne har store flader vendt mod hinanden, bliver kraftlinierne fordelt over et stort omraade; feltstyrke og spænding bliver da smaa og kapaciteten stor.

Om kapaciteten i almindelighed kan altsaa siges, at den er proportional med de arealer, lederne vender mod hinanden, og omvendt proportional med afstanden mellem dem. Denne regel genkendes i formlen for en almindelig pladekondensators kapacitet:

$$C = \frac{1}{4\pi} \frac{S}{a} 1,11 \text{ pF},$$

hvor S er pladernes areal og a deres afstand.

For en cylindrisk anode uden om en rund katode gælder tilsvarende:

$$C_{ak} = \frac{L}{2 \ln \frac{R}{r}} 1,11 \text{ pF},$$



hvor L er længden af elektroderne.

Fig. 29. To cirkulære ledere.

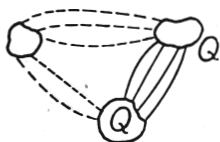


Fig. 30. Kraftlinier mellem tre legemer.

Hvis der findes flere ledere i et system, vil kapaciteten mellem dem to og to være givet ved

$$C = \frac{Q}{V}$$

idet Q nu er størrelsen af de ladninger paa de enkelte ledere, der indbyrdes er forbundet med kraftlinier.

Det kan ved hjælp af dette indses, hvorledes man ved at anbringe et gitter mellem anode og katode nedsætter den gensidige kapacitet. Vi betragter en plan anode over for en plan katode og antager, at der findes ladninger $+Q$ og $-Q$ paa dem. Der gaar da $4\pi Q$ kraftlinier mellem dem, og spændingsforskellen er

$$V = \frac{Q}{C}$$

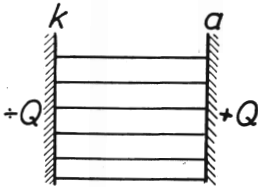


Fig. 31. Feltet uden gitteret.

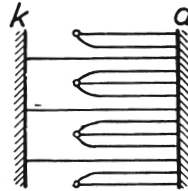


Fig. 32. Feltet med gitteret.

Tilføjes der nu et gitter forbundet med katoden, vil en stor del af de kraftlinier, der udgaar fra anoden, ende paa gitteret, og kun en mindre del vil naa katoden. Da ladningen paa katoden er $\frac{1}{4\pi}$ af det antal kraftlinier, der ender paa den, maa der anbringes en større ladning end Q paa anoden, hvis der skal være Q paa katoden. Kraftlinieantallet og dermed feltstyrken foran anoden vil da ogsaa være forøget, og spændingen V_a mellem katode og anode er vokset med feltstyrken; altsaa er

$$C_{ak} = \frac{Q}{V_a}$$

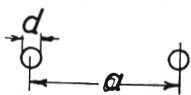
blevet mindre.

Paa samme maade nedsætter et skærmgitter kapaciteten mellem anode og styregitter, og da skærmgitteret er viklet tæt, nedsættes C_{ag} ofte til mindre end 1% af den størrelse, den vilde have uden skærmgitterets tilstedeværelse.

Det er tidligere omtalt, at forstærkningsfaktoren i en triode er $\mu = \frac{C_{gk}}{C_{ak}}$. Naar μ i almindelighed er et ret stort tal, staar det naturligvis i forbindelse med, at C_{ak} bliver lille paa grund af gitterets placering.

Hidtil har der ikke været taget hensyn til rumladningens indflydelse paa kapaciteterne. Denne virker til i nogen grad at forøge rørkapaciteterne, men i hovedsagen gælder de ovenstaaende betragtninger ogsaa under normale arbejdsbetingelser i et rør.

Et særligt bidrag til rørkapaciteterne giver kapaciteterne mellem elektrodernes tilledninger. Mellem to parallelle ledere af diameteren d i afstanden a er der kapaciteten



$$C = \frac{L}{3,6 \ln \frac{2a}{d}} \text{ pF,}$$

Fig. 33. To parallelle ledere.

idet L er længden af lederne. Paa den strækning, ledningerne er ført gennem glas, maa kapaciteten yderligere multipliceres med glassets dielektricitetskonstant, der har størrelsen 5—10.

Som regel er metalskærmningen om røret samt et eventuelt fanggitter direkte forbundet til katoden, og skærmgitteret og glødetraaden forbundet gennem en blokkondensator. Dette betyder, at kapaciteterne mellem disse elektroder er kortsluttede og derfor uden nogen betydning. Som fig. 34 viser, kan summen af de enkelte kapaciteter mellem disse elektroder og henholdsvis styregitter og anode betragtes under eet. Man har altsaa kun interesse for de tre kapaciteter mellem styregitter, anode og katodekomplekset indbyrdes.

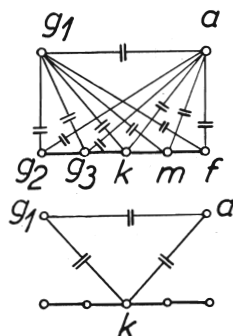


Fig. 34. Delkapaciteterne i pentode.

Fremstilling af radiorør.

Ved fremstillingen af et radiorør staar man overfor den opgave at fremstille en fuldstændig lufttom og lufttæt beholder, og bygge et elektrodesystem ind i den, saaledes at gennemføringerne til tilledningerne ogsaa er absolut tætte. Paa det tidspunkt, da man begyndte at lave radiorør, havde man i en aarrække fremstillet glødelamper, og det var derfor meget nærliggende, at man dengang løste opgaven ved at bygge radiorør, der meget lignede elektriske lamper i opbygning.

I tidens løb er elektrodesystemerne blevet mere og mere komplicerede, og rørene har i udseendet ændret sig en del. Men der anvendes dog endnu rørtyper, der principielt er opbygget og fremstillet paa samme maade som de første rør. Det er derfor naturligt at begynde med at beskrive tekniken og gangen i fremstillingen af denne model, ud fra hvilken saa de mere moderne typer har udviklet sig.

Karakteristisk for disse rør er opbygningen af elektrodesystemet paa den saakaldte quetschfod (tysk: quetschen, klemme). Denne quetschfod er fremstillet af et stykke glastrør, hvis ene ende varmes i en gasflamme til ca. 600°, saaledes at den smelter og lader sig klemme sammen om de metaltraade, der er ført op gennem røret og skal udgøre gennemføringerne. Den del af traaden, der skal sikre tætheden, er en saakaldt kobbermanteltraad, der bestaar af en jern-nikkellegering med overfladen belagt med kobber. Denne jern-nikkellegering har samme varmeudvidelseskoefficient som glasset, medens kobberet danner en meget intim forbindelse med glasset, og tætheden kan altsaa bevares under skiftende temperaturer.

I den øverste ende af de tynde traade er der svejset tykkere nikkelstøtter, der støbes ned i det smeltede glas.

Den nedre ende af glastrøret varmes ogsaa og ombojes, hvor den senere skal smeltes sammen med glaskolben. Endvidere smeltes der et tyndt glastrør (se fig. 35 b) paa foden; gennem dette rør foregaar senere udpumpningen.

Paa denne quetschfod bygges elektrodesystemet nu op, idet katode, gitre og anode punktsvejses paa nikkelstøtterne. Fremstillingen af disse enkelte elektroder skal nu kort omtales.

Katoder. Oprindeligt anvendte man til katodematerialet en wolframtraad, som man maatte drive ved en temperatur paa ca. 2300°C for at opnaa en rimelig emission. Ved denne høje temperatur fordamper wolframmet lidt efter lidt fra overfladen, saaledes at traaden bliver tyndere og tyndere, og levetiden er kun 1000—2000 timer i drift.

Det var derfor et fremskridt, at man begyndte at fremstille wolframkathoder belagt med et tyndt lag thorium paa overfladen. Thoriumlaget bestaar af et enkelt lag atomer, men dets tilstedeværelse bevirker, at udtræ-

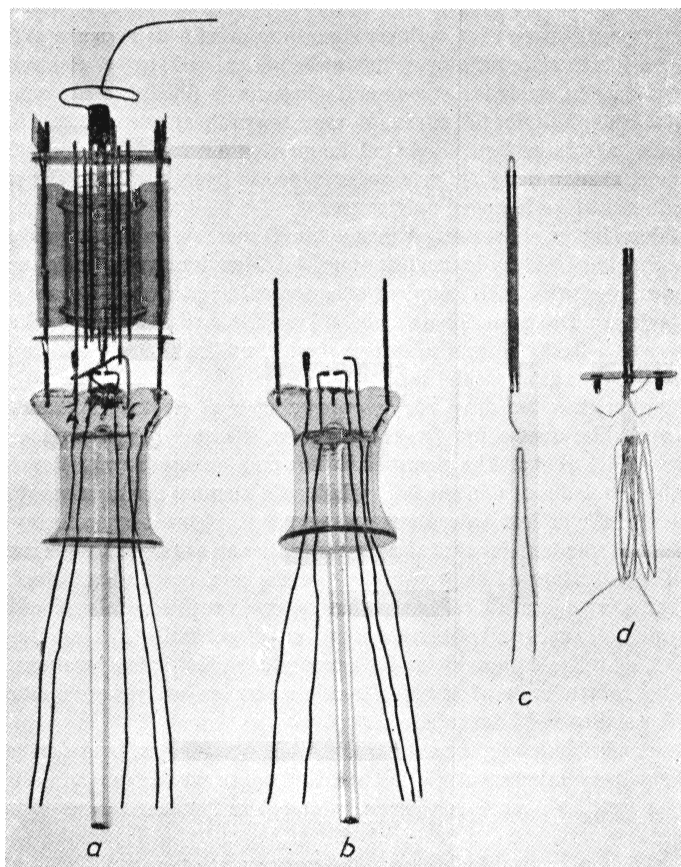


Fig. 35. Dele i rørfabrikationen.

delsesarbejdet for elektroner fra wolfram formindskes saa stærkt, at emissionen bliver tilstrækkelig allerede ved 1700° , og ved denne temperatur er wolframtraadens levetid praktisk taget ubegrænset. En anden væsentlig fordel ligger naturligvis i besparelsen af glødeeffekt til opvarmning af katoden.

Den thorierede wolframkatode fremstilles, idet man gaar ud fra en wolframtraad, der indeholder 1—2% thoriumoxyd. Katoden opvarmes, naturligvis først efter at røret er smeltet sammen og udpumpet, i et par minutter til ca. 2500°C. Derved reduceres oxydet til frit thorium. Dernæst aktiveres traaden ved 1900° ca. en halv time; noget thorium diffunderer da ud paa overfladen af wolframtraaden, og katoden emitterer nu kraftigt allerede ved 1700°.

Undertiden aftager emissionen af denne katode lidt efter lidt under drift, idet thorium fordampes hurtigere fra overfladen, end det erstattes ved diffusion fra det indre af traaden. Katoden kan da reaktiveres ved at gennemgaa den samme proces igen. Dette kan man i praksis lettest gøre ved at give glødetraaden 3—4 dobbelt spænding i 20—30 sek. og derefter 30—40% overspænding i en halv time.

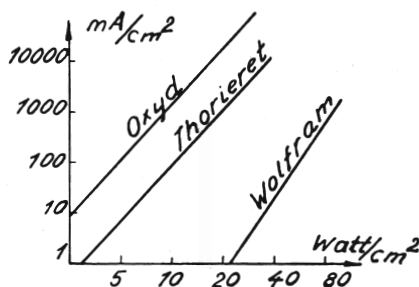


Fig. 36. Emissionsvirkningsgraden for de tre katoder.

Katoder af wolfram og thorieret wolfram anvender man nu kun i rør til anodespændinger over ca. 1000 V, hvori oxydkatoder ikke kan anvendes. Oxydkatoder emitterer stærkt allerede ved 700—800°C, hvorved man opnaar den store besparelse i glødeeffekt. Fig. 36 viser emissionsvirkningsgraden, dvs. emissionsstrømmen i mA pr. watt varmetilførsel paa en cm² katodeoverflade for de 3 katoder. Det ses, at en oxydkatode kun kræver en brøkdel af den energi, der maa tilføres en wolframkatode. Det lille effektforbrug er af den største betydning for hele rørets konstruktion, idet den udviklede varme kan straales bort fra et rør af mindre dimensioner. Paa samme maade bliver afkølingen af den færdige modtager et mindre problem.

Den anden væsentlige fordel, der følger med anvendelsen af oxydkatoder, ligger i muligheden af at fremstille indirekte opvarmede katoder og saaledes adskille katoden fra glødekredsen i elektrisk henseende. Det er derimod ikke muligt at opvarme en katode indirekte til de høje temperaturer, som de andre katodetyper kræver.

En direkte opvarmet oxydkatode fremstilles ved at belægge en wolfram- traad eller et nikkelbaand med et tyndt lag af barium-strontiumkarbonat eller -hydroxyd. Traaden monteres ofte i zig-zag og spændes med en fjeder for at være stram ogsaa i varm tilstand, naar den har forlænget sig. Da traaden kan gøres meget tynd, kræver katoden meget lille varmetilførsel, hvorfor den især anvendes til batterirør.

Den indirekte opvarmede katode bestaar af et tyndt rør af nikkel eller en nikkellegering, der belægges med karbonat. Opvarmningen sker fra en glødetraad af wolfram, der er lagt inden i røret. For at opnaa et bekvemt forhold mellem glødespænding og glødestrøm maa traaden gøres temmelig lang, og den vikles derfor i spiral om en stang af et varmebestandigt materiale, f. eks. magnesiumoxyd.

Isoleringen fra nikkelylinderen sker ved en belægning af aluminiumoxyd, der ved opvarmning er sintret paa glødetraaden, der endelig skydes ind i nikkelylinderen.

Det er selvfølgelig af største betydning for rørets anvendelse, at der mellem katode og glødetraad er en god isolation, hvilket kræver anvendelse af meget ren aluminiumoxyd. Endvidere maa man naturligvis undgaa muligheden for emission direkte fra glødetraaden, der derfor maa være fri for urenheder, f. eks. thorium, der forøger emissionen ved lavere temperaturer.

Den videre behandling af katoden sker, efter at elektrodesystemet er samlet og glaskolben smeltet paa. Katoden gennemgaar da den saakaldte formeringsproces, der først bestaar i en opvarmning til ca. 1200° C, medens røret endnu er i forbindelse med pumpen. Karbonaterne spaltes da til oxyder og kuldioxyd, hvilket sidste føres bort af pumpen. Efter at røret er lukket, fortsætter formeringen ved ca. 1000° nogle minutter med positiv spænding paa anode og gitter, saaledes at røret begynder at trække strøm. Endelig holdes katoden paa 800—900° i en halv time med lav positiv anodespænding. Under disse processer er emissionsevnen gradvis vokset, og katoden kan nu drives ved den normale arbejdstemperatur paa 700—800° C.

Den anførte formeringsmetode er kun et eksempel; processen kan i praksis varieres meget.

Ved den høje temperatur spaltes en del af oxydet, saaledes at der efter formeringen findes ca. 0,2% metallisk barium og strontium i oxydlaget, og en del diffunderer ud paa overfladen, hvilket er en betingelse for den store emission.

Oxydkatodens egenskaber lader sig ikke forklare saa let som metalliske katoder; saaledes har den ikke nogen udpræget mætningsstrøm, men karakteristikken for en diode med oxydkatode ser ud som vist paa fig. 37. Den stadige vækst af katodestrømmen med spændingen viser, at den emit-

terede elektronstrøm snarere er begrænset af oxydlagets ohmske modstand end af overfladens evne til at afgive elektroner.

Iøvrigt er emissionen fra en oxydkatode saa stor, at man aldrig naar op til mætning under normale driftsbetingelser for et rør; katoden bliver ligefrem ødelagt, hvis man forsøger at trække saa stor en katodestrom.

Fremstillingen af en oxydkatode maa foregaa med den største omhu og renlighed. Selv den mindste forurening med visse stoffer, f. eks. klor, er i stand til at

»forgifte« katoden, saaledes at den omtrent mister sin emission. Den samme virkning har tilstedeværelsen i røret af spor af luftarter, der forbinder sig med metallisk barium, f. eks. ilt eller vanddamp. Derimod er en mere inaktiv luftart som f. eks. kvælstof, mindre skadelig.

Levetiden for en oxydkatode er i almindelighed 5—6000 driftstimer, altsaa betydeligt mere end for de andre katoder, og den anvendes derfor i alle rør, hvor en meget høj anodespænding eller andre særligt ugunstige forhold gør den ubrugelig. Selv om man er i stand til næsten fuldstændigt at fjerne luften fra et rør, udgør de resterende luftmolekyler dog stadig et stort tal. Denne luftmængde ioniseres af elektronstrømmen, og de tunge positive ioner tiltrækkes af katoden og rammer denne. Hvis anodespændingen er for høj, faar ionerne en saa stor hastighed, at de vil ødelægge en oxydkatode. En thorieret katode kan anvendes ved en noget højere anodespænding, men beskadiges ogsaa af et meget kraftigt ionbombardement, saaledes at man i rør til meget høje spændinger er henvist til rene wolframkatoder.

Gitre. Gitrene bliver som regel fremstillet af molybdæn. Dette stof udmærker sig ved at være let at trække til tynde traade og let at forme, og desuden bevarer det sine mekaniske egenskaber ved høje temperaturer. Gitrene vikles i spiral om to eller flere støtter, der ofte er af kobber af hensyn til varmeafledningen. Molybdæentraadene fæstes til støtterne enten ved svejsning eller nedpresning i kærvene. Da et rørs egenskaber i saa høj grad afhænger af gitteret, er det nødvendigt at fremstille dette med meget smaa tolerancer.

Anoder. Anoderne klippes oftest ud af nikkelplade, undertiden af jern, vales eller bøjes til den ønskede form, og svejses saa sammen. De kan

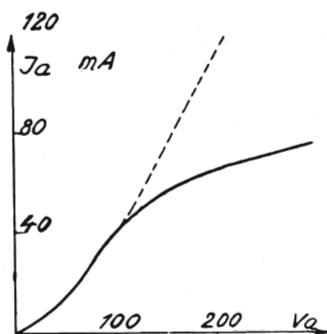


Fig. 37. Karakteristik for diode med oxydkatode.

ogsaa laves af finmasket metalnet i stedet for af plade; den forøgede overflade letter da varmeudstrålingen. Som regel sværes anoden sort for yderligere at forøge varmestraalingen.

Elektroderne svejses paa støtterne paa quetschfoden; disse tjener tillige som tilledninger. Systemet understøttes ved skiver af glimmer, keramik eller metal, der fikserer elektrodernes indbyrdes stilling.

De tjener tillige som skærmning, der saavidt muligt forhindrer elektroderne i at træde uden for elektrodesystemet. Denne skærmning er særlig vigtig i kombinerede rør, hvor der i et enkelt rør er indbygget flere principielt uafhængige elektrodesystemer, der naturligvis ikke maa virke ind paa hinanden.

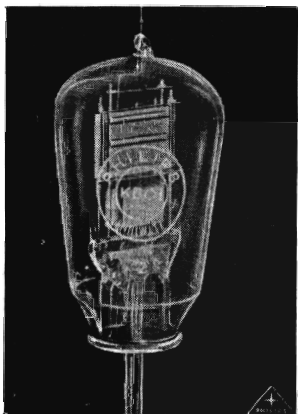


Fig. 38. Afsmeltet rør.

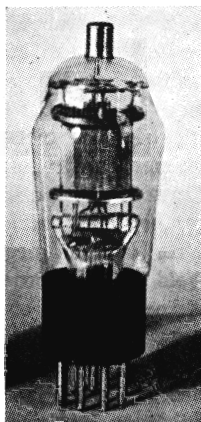


Fig. 39. Færdigt radiorør.

Udpumpningen. Efter monteringen af elektrodesystemet smeltes glaskolben sammen med quetschfoden, ogsaa ved hjælp af en gasflamme. Da det ofte er absolut nødvendigt at holde kapaciteten mellem anode og styregitter nede paa et minimum, er det uheldigt at føre tilledningerne til disse parallelt den lange vej ned gennem quetschfoden. I stedet fører man saa den ene af disse tilledninger op gennem toppen af glaskolben, hvor glasset saa smeltes sammen om traaden.

Selve kolben belægges undertiden indvendigt med et lag af grafit for at nedsætte tilbøjeligheden til sekundæremission paa grund af vildfarende elektroner.

Udpumpningen af røret foregaar gennem pumperøret paa quetschfoden. Lufttrykket i et radiorør maa være omkring 10^{-6} mm Hg, altsaa omkring en milliardedel af atmosfæretryk. Dette kan man hurtigt og let opnaa med

diffusionspumper; derimod maa der træffes særlige forholdsregler for at forhindre, at trykket atter stiger efter afsmeltningen. Ved glasoverfladen hænger der saaledes en hinde af luft og vanddamp, som vilde frigøres lidt efter lidt, hvis den ikke blev fjernet ved opvarmning af glasset til ca. 400° C. I metaldelene i elektroderne findes opløst indtil 20 gange deres rumfang af luft; dette frigøres ved højfrekvensopvarmning til 700—800°. Elektroderne kan derefter under drift taale at opvarmes til en noget lavere temperatur, men overbelastes de og bliver for varme, er der mulighed for yderligere afgivelse af luft. Ofte glødes alle metaldelene i kvælstof eller brint, før de anbringes i røret; de vil da have afgivet det meste af deres luftindhold, og det der evt. senere frigøres, kan i hvert fald ikke forgifte katoden.

Der er dog stadigvæk mulighed for frigørelse af luft i røret, f. eks. fra katoden. Disse luftrester søger man at neutralisere ved »afbrænding« af en saakaldt *getter*. Gettermaterialet bestaar af lidt metallisk barium eller magnium, der er anbragt paa en lille metalplade, som regel i nærheden af quetschfoden. Det bringes til fordampning ved hjælp af højfrekvensopvarmning og slaar sig ned som det velkendte metalspejl paa indersiden af glasset.

Barium og magnium forbinder sig kemisk med alle de almindeligt forekommende luftarter, og paa grund af den store blanke overflade binder det hurtigt evt. luftrester i røret. I fabrikationen pumper man sjældent røret fuldstændig ud, men overlader det til getteren at bringe trykket ned paa en brugelig værdi.

Ved placeringen af getterholderen maa der naturligvis sørges for, at getteren ikke kan slaa sig ned paa elektroder eller quetschfod, hvor den kunde give anledning til termisk emission eller foraarsage afledning. Endvidere maa man sørge for, at metalspejlet saa vidt muligt er ensartet fra rør til rør, idet den store metaloverflade har en betydelig kapacitet til elektroderne, og denne kapacitet bør naturligvis være ensartet.

Der kittes til slut en fod til røret, og elektrodeudføringerne loddes til stifterne i foden. Paa mange rør sprøjtes uden paa glasset en metalbelægning af zink eller kobber som afskærmning mod ydre elektriske felter. Skærmen forbindes med jord eller med katoden.

Nyere rørtyper.

Den hidtil beskrevne konstruktion, der især er karakteriseret ved anvendelsen af quetschfoden, har som allerede nævnt den svaghed, at kapacitet og selvinduktion mellem tilledningerne bliver uforholdsmæssig stor. I de senere aar er der stillet større og større krav til rørenes egenskaber over for korte bølger, og man har derfor søgt bort fra den ældre konstruktion og udviklet nye metoder ved fremstillingen. Et af de vigtigste fremskridt er anvendelsen af vakuumtætte gennemføringer af metal gennem

glas uden nogen quetschfodskonstruktion. Der anvendes hertil naturligvis legeringer med samme udvidelseskoefficient som glasset. Man har derved opnaaet større frihed med hensyn til placeringen af tilledningerne i forhold til hinanden, medens de i quetschfoden nødvendigvis maatte placeres ganske nær ved hinanden og føres parallelt en lang strækning gennem glas med den høje dielektricitetskonstant. Ved enkelte trioder for decimeterbølger er udføringerne anbragt ganske usymmetrisk i glaskolben paa de steder, hvor det er nærmest i forhold til elektroderne.

Et andet fremskridt er indførelsen af cements, der ved opvarmning til et par hundrede grader er i stand til at kitte glas sammen lige-saa tæt og stabilt som en sammensmeltning. Man undgaar derved de deformationer af glaskolben, der var en uundgaelig følge af opvarmningen til smeltning og som medførte uensartethed i rørenes geometriske opbygning og dermed i karakteristikker og kapaciteter.

Agernrør. I agernrør har man forbedret kortbølgeegenskaberne ved at anvende ganske smaa dimensioner, hvorved man opnaar smaa kapaciteter og løbetider. Gennemføringerne er anordnet radialet, hvorved der opnaas korte tilledninger med den størst mulige indbyrdes afstand. Rørene har gode egenskaber ned til bølgelængder paa ca. 1,5 m.



Fig. 41. Agernrør.

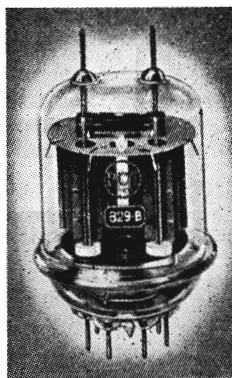


Fig. 40. Moderne rør til høje frekvenser.

Presglasrør. I en nu meget udbredt rørttype, der er fremkommet baade i Amerika og Europa, er quetschfoden erstattet med en flad glasbund, hvorpaa kolben er smeltet. Gennemføringerne er udført som korte kraftige stifter af en jernnikkellegering. Elektrodesystemet er monteret direkte paa gennemføringsstifterne, der uden nogen egentlig fod stikkes direkte ned i soklen som stikben. Disse stifter er anbragt i en cirkel, hvorved den indbyrdes afstand bliver saa stor, at man kan undlade en særlig udførelse gennem den øverste ende af kolben.

Konstruktionen har fremfor den ældre ogsaa den fordel, at rørenes ydre dimensioner kan formindskes med den plads, quetschfoden ind-

tager. I mekanisk henseende er elektrodesystemets opbygning paa de korte og kraftige stifter mere stabil end den ældre konstruktion.

1. Styrestift.
2. Afskærmningsskive.
3. Rørsokkel af presglas.
4. Pumperør.
5. Forhøjninger i presglasset til forstørring af krybestrækningen mellem gennemføringsstift og afskærmningsplade.
6. Gennemføringsstifter.
7. Smelterand mellem rørkolbe og presglassokkel.
8. Glaskolbe.
9. Forstærkningsring af metal.
10. Getterholder.
11. Forbindelser mellem elektroderne og gennemføringsstifterne.
12. Bærestøtter for elektrodesystemet.
13. Gitterforbindelse.
14. Afskærmning mellem gittertilledning og tilledninger til de øvrige elektroder.
15. Forlgs. af afskærmningsblikket

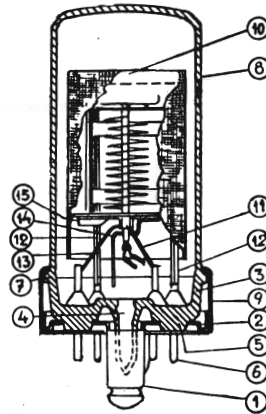
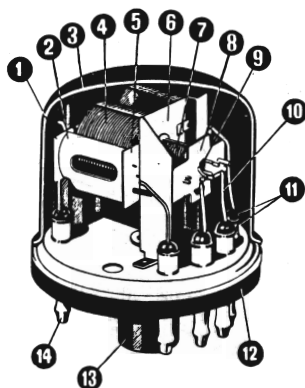


Fig. 42. Opbygning af helglassrør (presglas). HF-pentode. (Tungsram)

Staalrør. Staalrør har en noget lignende opbygning som den foregaaende type; blot er glaskolben erstattet med en beholder af staal. Grundpladen er igen en flad skive, og tilledningerne er ført gennem glasperler, der igen er anbragt i bøsninger af et materiale med glassets udvidelseskoefficient. Elektrodesystemet bæres ikke direkte af tilledningerne, men af nogle jernstøtter, der er svejset til grundpladen. Kolben forbindes med bunden ved svejsning med et elektrisk strømsød. Det er principielt umuligt at udgløde elektrodesystemet ved højfrekvens gennem metallappen, hvorfor opvarmningen sker udefra ved hjælp af en gasflamme.

I de europæiske staalrør er elektrodesystemet i modsætning til den almindelige opbygning monteret vandret, hvorved rørene faar en uforholdsmæssig stor diameter. De amerikanske staalrør har lodret elektrodesystem, hvorved deres dimensioner er mere normale.

Metalkonstruktionen byder omtrent de samme fordele med hensyn til ledningsføringen som konstruktionen med den flade glasbund, og skærmningen for ydre felter er fuldstændig baade i elektrisk og magnetisk henseende. Yderligere er staalrørene naturligvis overordentlig robuste i mekanisk henseende. I sammenligning med glastrørene synes staalrørene at være besværligere og dyrere at fremstille, og dette er formodentlig den egentlige aarsag til deres begrænsede anvendelse.



Triodehexode

1. Glimmerplade.
2. Anode.
3. Rørkolbe af stål.
4. Fanggitter.
5. Glimmerplade.
6. Afskærmning.
7. Triodedele.
8. Glimmerplade.
9. Katode.
10. Elektrodetilførelser.
11. Glasgennemføring.
12. Bakelitsokkel.
13. Styrestift.
14. Kontaktstifter.

Fig. 43. Snit gennem europæisk metalrør (staalrør) med liggende elektrodesystem.

Foruden de her nævnte almindeligt anvendte rørtyper findes der en del andre, der i opbygning kan afvige mere eller mindre fra de hidtil omtalte. Den almindelige tendens gaar ud paa at fremstille rør til samme ydelse med mindre og mindre dimensioner.

Senderør.

Principielt adskiller senderørene sig ikke fra andre rør, men store senderør, der skal afgive stor effekt, maa fremstilles under hensyntagen til den store varmemængde, de skal afgive uden at deres temperatur overskrider en tilladelig værdi. For at holde dimensionerne inden for rimelige grænser udføres rørene saaledes, at der kan tillades en høj driftstemperatur. Saaledes udføres kolben af »haardt« glas, der først bliver blødt ved en temperatur, der ligger et par hundrede grader over den tilsvarende for det sædvanligt anvendte glas. Endvidere anvendes til elektrodesystemet i største udstrækning meget varmebestandige materialer som molybdæn, wolfram og tantal.

Undertiden anvender man af hensyn til kølingen en særlig konstruktion, hvor anoden ligefrem erstatter den øverste del af glaskolben. Gennemføringerne til de øvrige elektroder er ført igennem en glasbund, der er »smeltet« sammen med kobberanoden, idet glas og kobber er i stand til at danne en meget intim vakuumtæt forbindelse.

Rør op til ca. 1 kW er som regel blot luftkølede, medens anoderne paa endnu større rør maa vandkøles. Da anoden er paa højspænding i forhold til jord, maa kølevandet tilledes gennem lange gummislanger, idet vandets ledningsevne ellers vilde kortslutte anodespændingen. De høje spændin-

ger mellem elektroderne gør det i det hele taget nødvendigt at placere alle gennemføringerne med stor afstand af hensyn til isolationen.

Af to aarsager er oxydkatoderne mindre anvendelige i senderør til store effekter og høje spændinger. For det første vil de som tidligere nævnt blive ødelagt af bombardement af positive ioner. Endvidere kan de ikke taale den temperaturstigning, der i løbet af nogen tids drift bliver resultatet af de omliggende elektroders opvarmning med adskillige hundrede grader. Derfor bruges der i større senderør katoder af wolfram eller thorieret wolfram.



Fig. 44. Luftkølet senderør.

De vigtigste rørtyper.

Dioder, ensretterrør.

En diode indeholder de to elektroder katode og anode, og dens anvendelse beror først og fremmest paa, at elektronerne kan passere fra katode til anode, men ikke omvendt; den tillader altsaa kun passage af en elektrisk strøm i den ene retning. Selvom der lægges en vekselspænding over røret, vil der gaa en jævnstrøm igennem det.

En diodes elektriske egenskaber er fastlagt ved en enkelt karakteristik, som fig. 48. Naar en diode, som det vil blive omtalt under blandingsrør, kan anvendes som et saadant, er grunden, at karakteristikken er krum og ikke retlinet som en almindelig modstands.

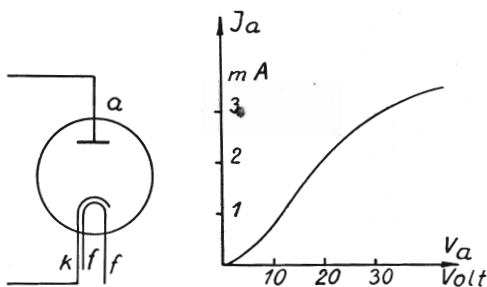


Fig. 45. Diode.

Fig. 46. Diodekarakteristik.

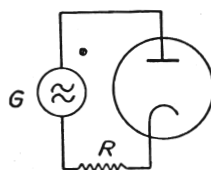


Fig. 47. Diode som detektor.

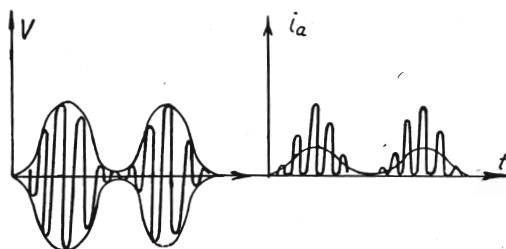


Fig. 48. Spænding og strøm i detektorkredsen.

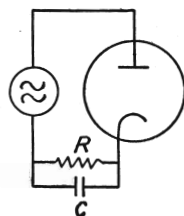


Fig. 49. Diode som detektor med udglætningskondensator.

I almindelighed anvendes dioder som detektorrør og som led i den automatiske volumenkontrol. Det er da den ensrettende virkning, der udnyttes.

Fig. 47 viser en diode anvendt som detektor. Generatoren G , der f. eks. er en mellemfrekvenskreds i en super, fremkalder over dioden og serie-

modstanden R en højfrekvent, moduleret spænding. Kun de positive spændingsbølger giver anledning til et strømstød gennem dioden. Middelværdien af den ensrettede jævnstrøm er vist optrukket til højre paa fig. 48; den forløber i takt med modulationskurven og gengiver altsaa det signal, som modulationen var et udtryk for.

Oftest lægges der en udglatningskondensator C parallelt med R . Denne kondensator oplades af de positive strømstød og aflades langsomt gennem modstanden. Spændingen over kondensatoren følger da variationerne i amplituden af den højfrekvente spænding og gengiver altsaa det modulerende signal.

Kondensatoren C maa have en saadan størrelse, at den ikke naar at aflades væsentligt imellem de enkelte strømstød, men maa paa den anden side ikke være saa stor, at den udglatter den lavfrekvente »jævn«spænding.

Dioder til de hidtil nævnte formaal behøver kun at yde en strømstyrke paa ca. 1 ma og derunder. Meget ofte bygges de derfor ind i et rør sammen med en triode eller pentode til større ydelser. De to systemer har da fælles katode, men diodens anode kan anbringes over for en svagt emitterende del af katoden, der nok kan levere den lille elektronstrøm, der kræves.

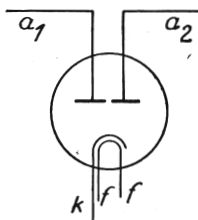


Fig. 50. Duodiode.

I andre tilfælde bygges to dioder sammen i et rør med fælles katode. Røret benævnes da en duodiode. Den ene diode kan da tjene som detektor, den anden til fadingregulering.

Ensretterør adskiller sig fra dioderne ved deres større strømkapacitet, der er af størrelsen 50—100 mA og derover. Ved konstruktionen søger man at opnaa den størst mulige strøm ved det mindst mulige spændingsfald; man anvender altsaa store katoder og lille anodeafstand.

Den effekt, et ensretterør kan ensrette, bestemmes foruden af den tilladelige strømstyrke ogsaa af den højeste modspænding, isolationen i røret kan taale. Ved den paa fig. 51 viste almindelige kobling kan den øjeblikke-

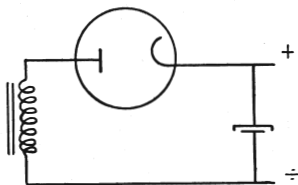


Fig. 51. Enkeltensretning.

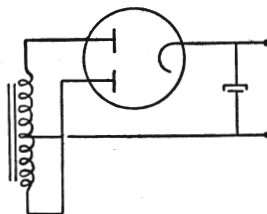


Fig. 52. Dobbeltensretning.

lige spænding mellem katode og anode blive to gange transformatorens spidsspænding, altsaa $2\sqrt{2} \sim 2,8$ gange den effektive transformatorspænding.

Ensretterrør laves ofte som dobbeltensretterrør med fælles katode. Kondensatoren i fig. 52 oplades da i begge halvperioder.

Trioden.

Trioden indeholder de tre elektroder: katode, styregitter og anode. Anodestrømmen er som tidligere omtalt bestemt af gitter- og anodespændingerne ved et udtryk:

$$i_a = a \left(V_g + \frac{1}{\mu} V_a \right)^n \quad \text{hvor } n \approx \frac{3}{2}.$$

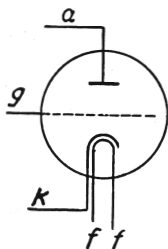


Fig. 53. Triode.

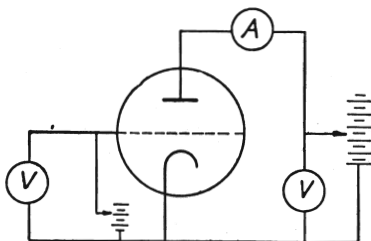


Fig. 54. Optagelse af triodekarakteristik.

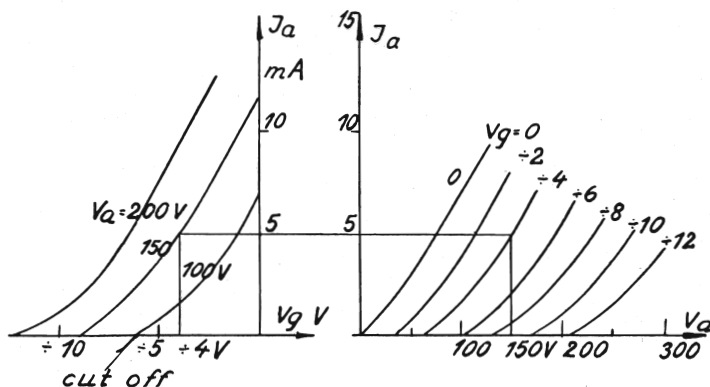


Fig. 55. En triodes karakteristik.

Anodestrømskarakteristikkerne bestemmes ved en opstilling som fig. 10, hvor man maaler anodestrømmen ved forskellige spændinger V_g og V_a . Hvis man fastholder en bestemt gitterspænding og varierer anodespændingen, finder man en karakteristik som en af kurverne til højre paa fig. 55.

Holder man derimod anodespændingen fast og ændrer paa gitterspændingen, finder man en af kurverne til venstre paa figuren. De to kurvegrupper har stor indbyrdes lighed, hvilket jo ogsaa er at vente af udtrykket for i_a .

De to grupper af karakteristikker kan afledes af hinanden som vist paa fig. 56, hvor det er tegnet, hvorledes de to punkter svarende til $V_g = -4$ V, $V_a = 150$ V og $i_a = 5$ mA korresponderer til hinanden. Den ene kurveskare kan udledes alene ved hjælp af den anden.

Skæringspunktet for en I_a - V_g -karakteristik med V_g -aksen paa fig. 55 betegnes som cut-off-punktet svarende til den paagældende anodespænding. Det angiver den negative gitterspænding, der netop er tilstrækkelig til at blokere røret ved den givne anodespænding.

I almindelighed angiver man en triodes data ved de tre karakteristiske størrelser: den indre modstand R_i , forstærkningsfaktoren μ og stejlheden S . Disse tre størrelser findes af karakteristikkene paa følgende maade:

R_i bestemmes af I_a - V_a -karakteristikken ved den paa fig. 56 viste trekant, hvis største side er tangent til karakteristikken i det punkt, hvor R_i skal findes.

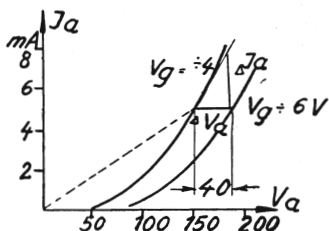


Fig. 56. Bestemmelse af R_i .

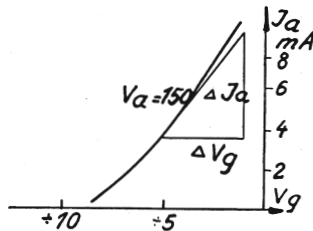


Fig. 57. Bestemmelse af S .

$$R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$$

R_i er den reciproke hældning af tangenten til karakteristikken. Den indre modstand er altsaa ikke simpelthen forholdet mellem spænding og strøm, der er repræsenteret ved hældningen af den punkterede linie, men R_i angiver forholdet mellem en lille ændring af anodespændingen og den deraf følgende ændring af strømmen.

μ findes ligeledes af fig. 56 ved hjælp af den vandrette side i trekanten, der skærer de to kurver. I de to skæringspunkter har I_a samme størrelse 5 mA, saaledes at formindskelsen i gitterspændingen ved overgangen fra den ene kurve til den anden netop er blevet ophævet af forøgelsen i anodespænding. Forstærkningsfaktoren er da:

$$\mu = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}$$

ΔV_g er her de 2 volt som gitterspændingen varierer fra kurve til kurve. ΔV_a er, som det ses af figuren, 40 volt, hvorfor μ i dette tilfælde er 20.

Paa tilsvarende maade kan μ findes af I_a - V_g -diagrammet paa fig. 55. Stejlheden findes af fig. 57, idet man trækker en tangent og bestemmer

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g}$$

Vælger man to værdier af ΔV_g og ΔV_a , der medfører den samme ændring ΔI_a , har man nu

$$\frac{\Delta V_a}{\Delta V_g} = \mu.$$

Endvidere gælder

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g} \text{ eller } \Delta I_a = S \cdot \Delta V_g$$

$$R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a} \text{ eller } \Delta I_a = \frac{\Delta V_a}{R_i}$$

$$\Delta I_a = S \Delta V_g = \frac{\Delta V_a}{R_i} \text{ eller } R_i \cdot S = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g} = \mu$$

μ er altsaa lig produktet af R_i og S .

Da kurvernes hældning varierer fra punkt til punkt, kan R_i , μ og S ikke være konstante størrelser, men de har en bestemt værdi knyttet til ethvert punkt. Den omtalte bestemmelse af μ er derfor ikke helt nøjagtig, da man har anvendt punkter fra to forskellige kurver, paa hvilke μ ikke nødvendigvis har samme størrelse. Metoden er dog tilstrækkelig nøjagtig til den praktiske bestemmelse af μ .

Krumningen af karakteristikkene medfører navnlig, at R_i og S varierer. Over et væsentligt omraade har R_i og S dog en nogenlunde ensartet værdi; dette omraade kaldes karakteristikkernes retlinede omraade. De værdier for R_i og S , der angives som data for en triode, gælder for dette omraade og svarer til normale arbejdsbetingelser i røret.

Derimod varierer μ kun lidt, i overensstemmelse med at de teoretiske overvejelser viste, at μ virkelig maatte være en uforanderlig størrelse. At μ er konstant, viser sig i diagrammet derved, at den vandrette afstand mellem kurverne overalt er den samme.

Paa fig. 58 er vist et eksempel paa de karakteristiske størrelsers variation med I_a ved en fast anodespænding (f. eks. 250 volt). Dette svarer

til variationen langs en lodret linie i I_a - V_a -diagrammet. μ er angivet direkte, R_i i $k\Omega$ og S i mA pr. 10 volt.

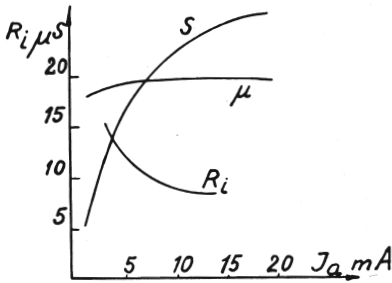


Fig. 58. Variationen af de karakteristiske størrelser.

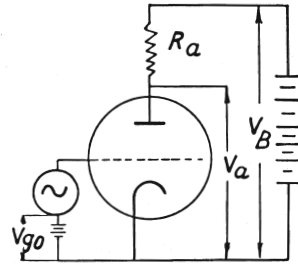


Fig. 59. Modstandskoblet triode.

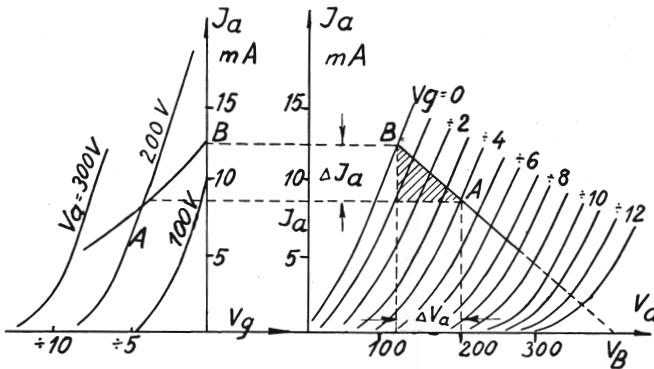


Fig. 60. Karakteristikkerne med arbejdslinien.

En triode som forstærkertrin. Ved hjælp af de tegnede karakteristikker kan man bestemme triodens egenskaber som forstærkertrin.

Fig. 59 viser skematisk en modstandskoblet triode. Paa I_a - V_a -karakteristikkerne paa fig. 60 er der afsat arbejdspunktet A, der er bestemt ved den negative gitterforspænding $V_{g_0} = -4$ volt og anodespændingen $V_a = 200$ volt. Anodestrømmen er da I_a , saa længe der ikke lægges en signalspænding paa gitteret.

Men forøges gitterspændingen af en eller anden grund med ΔV_g , vil anodestrømmen vokse med ΔI_a ; samtidig falder anodespændingen imidlertid paa grund af det forøgede spændingsfald over R_a , saaledes at $\Delta V_a = -\Delta I_a \cdot R_a$.

Arbejdspunktet vil saaledes flytte sig over til B , hvis ΔV_g f. eks. er 4 volt. Da ΔV_a er proportional med ΔI_a , vil alle arbejdspunkterne ved forskellige gitterspændinger ligge paa den rette linie, der er den til anodemodstanden svarende arbejdslinie. Faar R_a derimod en anden størrelse, vil arbejdslinien faa en anden hældning.

Idet $\Delta V_a \sim 80$ volt og $\Delta I_a \sim 3,2$ mA, er R_a i det foreliggende tilfælde $\frac{80}{3,2} = 25 \text{ k}\Omega$.

Hvis arbejdslinien forlænges til skæring med absцisseaksen, finder man aabenbart anodespændingen i et øjeblik, hvor gitterspændingen er saa lav, at anodestrømmen bliver nul. Der er da intet spændingsfald over R_a , saa anodespændingen er aabenbart i saa tilfælde lig batterispændingen V_b .

Paa en tilsvarende maade finder man arbejdslinien i I_a - V_g -karakteristikkerne. Idet gitterspændingen ændres, vil arbejdspunkterne bevæge sig paa en linie, der imidlertid ikke bliver ret, men krummer som skitseret. Dette er naturligvis et resultat af, at karakteristikkerne ikke selv er retlinede.

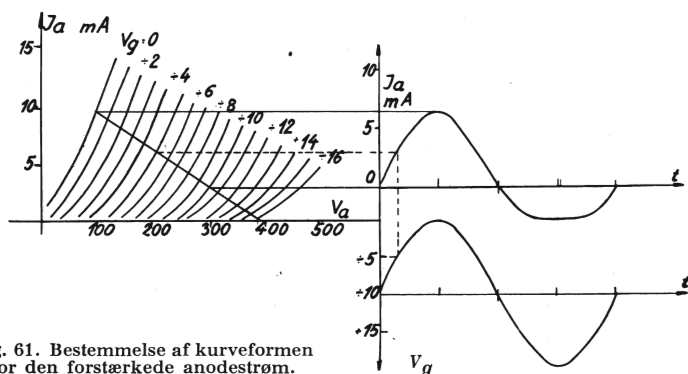


Fig. 61. Bestemmelse af kurveformen for den forstærkede anodestrøm.

Sædvanligvis analyserer man et forstærkertrin ved at lægge en sinusformet signalspænding V_g paa gitteret og i dette tilfælde bestemme den resulterende anodestrøm.

I det følgende angives amplituden af vekselspændingerne og -strømmene med smaa bogstaver, medens store bogstaver stadig fremstiller øjebliksværdien. Anodestrømmen i_a kan findes grafisk ved den paa fig. 61 viste konstruktion, hvor arbejdspunktet svarer til $V_a = 300$ V og $V_g = -10$ V, medens gittersvinget v_g er 10 volt. For hver enkelt værdi af gitterspændingen kan man som tegnet bestemme et punkt paa i_a -kurven.

Hvis kurverne paa fig. 61 havde afskaaret lige store stykker paa arbejds-
linien, vilde strømkurven have haft samme sinusform som signalspæn-
dingen. Strømkurven er dog her blevet kraftigt forvrænget; dette skyldes,
at røret (for anskuelighedens skyld) er blevet udstyret paa en saadan
maade, at arbejdslinien er naaet ned til omraader, hvor karakteristik-
kerne er stærkt krumme. Det ses, at forvrængningen bliver mindst ved
lille udstyring af gitterspændingen.

Da variationen af V_a er bestemt ved spændingsfaldet over R_a , faar
 v_a samme kurveform som i_a . Det ses paa fig. 61, at amplituden af v_a
er ca 200 volt; sammenlignet med $v_g = 10$ volt er der altsaa opnaaet
en betydelig forstærkning.

Den vekselstrøms effekt, der afsættes i belastningsmodstanden, er for
saa vidt, at i_a -kurven er sinusformet:

$$W_a = \frac{1}{2} \cdot R_a \cdot i_a^2 = \frac{1}{2} \cdot v_a \cdot i_a.$$

Denne effekt er i det paa fig. 60 viste tilfælde, hvor røret er udstyret
uden nogen større forvrængning, lig med arealet af den skraverede
trekant. I dette tilfælde er $W_a = \frac{1}{2} \cdot 3,2 \cdot 80 \cdot \frac{1}{1000} = 0,128$ watt, me-
dens den tilførte effekt til gitteret er forsvindende.

Hvis belastningsmodstanden R_a bliver
erstattet af en kompleks impedans Z_a ,
vil anodespændingen komme ud af fase
med anodestrømmen; arbejdslinien ud-
arter da til en ellipse. Der gælder nem-
lig stadig, at $v_a = Z_a \cdot i_a$.

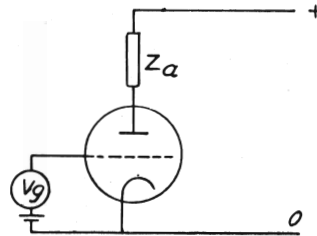


Fig. 62. Impedanskoblet triode.

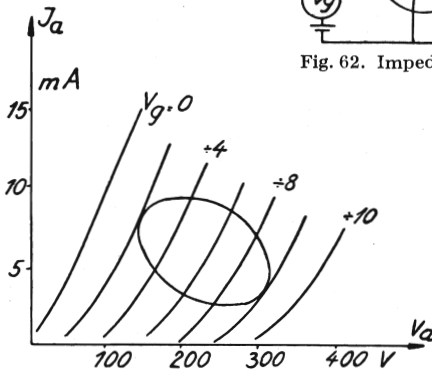


Fig. 63. Arbejdslinie for impedanskoblet triode.

Under afsnittene om forstærkere vil det blive beskrevet, efter hvilke retningslinier, man vælger arbejds punkt og arbejds linie i et rør efter de opgaver, der skal løses. Man er her imidlertid bundet af nogle faktorer, der følger direkte af rørets konstruktion. Saaledes maa anodetabene af hensyn til opvarmningen ikke overstige en vis størrelse W_a . Paa fig. 64 er indtegnet den hyperbel, paa hvilken tabene $V_a \cdot I_a$ netop er lig W_a . Arbejds punktet maa altsaa vælges til venstre for denne kurve. Endvidere maa anodestrømmen ikke overstige en værdi bestemt af katodens evne til at emittere; man faar da den vandrette øvre grænse for arbejdsomraadet.

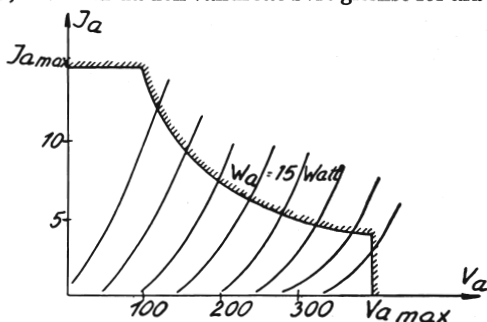


Fig. 64. Arbejdsomraadet for en triode.

Endelig begrænses anodespændingen opadtil af hensynet til isolationen mellem elektroderne, arbejds linien maa altsaa ikke skære ud over den lodrette linie $V_a = V_a \text{ max}$.

Ækvivalentdiagrammet. Naar der paa et rør lægges en signalspænding v_g paa gitteret, vil anodespændingen variere med en tilsvarende amplitude v_a . Anodestrømmen er den samme, som man vilde opnaa med en gitterspænding paa $(v_g - \frac{1}{\mu} \cdot v_a)$ og en fastholdt anodespænding. Det negative fortegn skyldes, at v_g og v_a er i modsat fase.

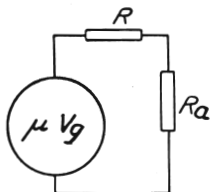


Fig. 65. Ækvivalentdiagrammet. Røret opfattet som konstant spændingsgenerator.

$$i_a = S \left(v_g - \frac{1}{\mu} v_a \right)$$

Da $v_a = R_a \cdot i_a$ og $\mu = R_i \cdot S$ bliver

$$i_a = S \left(v_g - \frac{R_a \cdot i_a}{R_i \cdot S} \right) \text{ eller}$$

$$i_a = \frac{S \cdot v_g \cdot R_i}{R_i + R_a} = \frac{\mu v_g}{R_i + R_a}$$

En generator med den elektromotoriske kraft $\mu \cdot v_g$ vil sende den samme strøm gennem en opstilling som fig. 65. Diagrammet betegnes som rørets ækvivalente diagram, fordi man ved at betragte dette kan bestemme vekselstrømmen og dermed spændingen over belastningsmodstanden. Som regel kan man med fordel erstatte rørets lidet overskuelige diagram med dette simple ækvivalentdiagram, naar man skal have et overblik over et rørs funktion i et sammensat kredsløb.

Det ses af fig. 65, at den i R_a afsatte effekt bliver størst mulig, hvis $R_a = R_i$; i dette tilfælde er effekten

$$\left(\frac{\mu v_g}{2 R_i}\right)^2 R_i = \frac{\mu^2 v_g^2}{R_i} \frac{1}{4} = \mu \cdot S \cdot \frac{v_g^2}{4}.$$

Denne effekt er altsaa ved en given gitterspænding proportional med $\mu \cdot S$, der derfor ofte betegnes med rørets *godhed* g . Denne størrelse angiver dog kun rørets anvendelighed i det bestemte tilfælde, at man skal opnaa den størst mulige forstærkede effekt ved hjælp af en given gitter-spænding.

Ogsaa hvis belastningen er en kompleks impedans, kan man uden videre indføre den i ækvivalentdiagrammet og ved hjælp af dette bestemme strømforholdene i den.

Triodens anvendelse. Trioder anvendes først og fremmest som oscilatorer og udgangsrør samt til lavfrekvensforstærkning. Endvidere finder de anvendelse til talrige mere specielle formaal. Til højfrekvensforstærkning foretrækkes ubetinget pentoder paa grund af den lave gitter-anodekapacitet.

Ogsaa til spændingsforstærkere for lavfrekvens anvendes helst pentoder paa grund af disses større forstærkningsfaktor. Det ses af fig. 66, at et stort μ er nødvendigt, for at man kan opnaa en høj spænding over belastningen. Til spændingsforstærkning maa der i hvert fald anvendes trioder med højt μ ; derimod stilles der ingen særlige krav til rørets afgivelse af effekt, saaledes at smaa rør er ligesaa anvendelige som store.

Ogsaa som udgangsrør foretrækker man oftest pentoder, der bl. a. kan arbejde med højere virkningsgrad end trioder. Udgangstrioder giver imidlertid mindre forvrængning end tilsvarende pentoder og finder derfor fortrinsvis anvendelse i forstærkere af høj kvalitet.

Et udgangsrør skal afgive en betydelig effekt. Da den afgivne effekt altid er af samme størrelsesorden som den i røret afsatte, følger ret selvfølgelig, at et udgangsrør i størrelse maa svare til sin effektydelse.

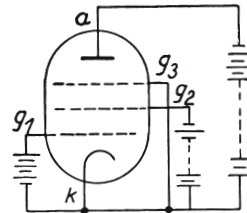


Fig. 66. Pentode.

Pentoder og beamrør.

Disse rør indeholder et skærmgitter og pentoden desuden et fanggitter foruden katode, styregitter og anode. Baade pentoder og beamtetroder har karakteristikker som fig. 67, hvor hver enkelt kurve er bestemt med en fast spænding paa g_1 , paa ganske samme maade som triodekarakteristikkerne blev fundet. Beamrørene adskiller sig dog lidt fra pentoderne som antydnet paa fig. 68, idet deres karakteristikker har et skarpere knæk.

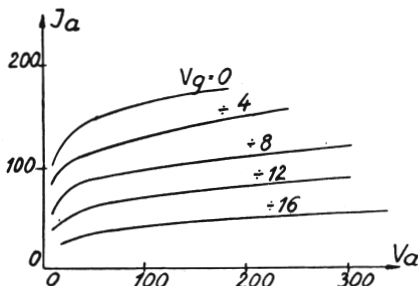
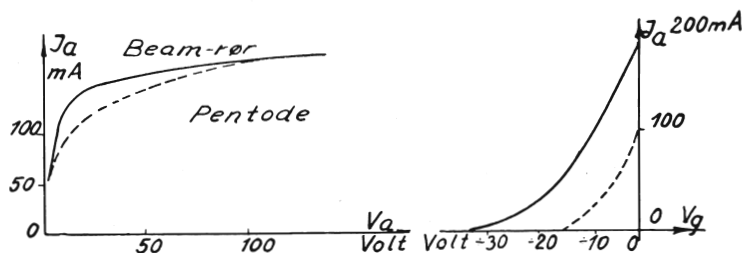
Fig. 67. I_a - V_a -karakteristikker for pentode.

Fig. 68. Forskel mellem beam-rør og pentode.

Fig. 69. I_a - V_g -karakteristik for pentode.

Fig. 69 viser I_a - V_g -karakteristikken. Som det ses paa fig. 67, har anodespændingen kun lille indflydelse paa anodestrømmen, og derfor falder kurverne for forskellige anodespændinger næsten sammen til den enkelte karakteristik. Punkteret er vist kurven for en meget lav anodespænding, men den falder uden for det normale arbejdsomraade.

Pentodens karakteristiske »konstanter« R_i , μ og S bestemmes af karakteristikkene paa den maade, som blev omtalt i triodeafsnittet.

Paa fig. 70 findes $R_i = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$. Det bemærkes for det første, at den er meget stor paa den vandrette del af karakteristikken, der er det i

praksis anvendte arbejdsomraade. Endvidere ses det, at tangentens hældning og dermed ogsaa R_i varierer overordentlig stærkt langs en kurve.

Stejlheden $S = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g}$ bestemmes af I_a - V_g -karakteristikkens hældning.

Denne størrelse har i modsætning til R_i og μ en veldefineret værdi.

$\mu = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}$ er det vanskeligt at bestemme grafisk, men den kan findes

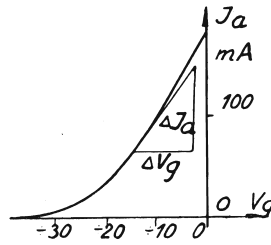
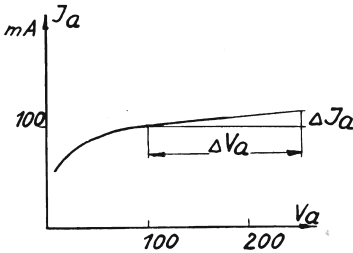


Fig. 70. Bestemmelse af R_i for pentode. Fig. 71. Bestemmelse af S for pentode.

af $\mu = R_i \cdot S$. Den er ligesom R_i meget stor, af størrelsesordenen nogle tusinde, og den varierer stærkt fra punkt til punkt.

De hidtil behandlede karakteristikker er fundet ved en bestemt, fastholdt skærmgitterspænding. Ændringer i skærmgitterspændingen vil medføre, at hele kurveskaren forskydes opad eller nedad. Skærmgitteret spiller i pentoden den samme rolle som anoden i en triode med hensyn til at trække elektroner ud fra katoden, og derfor afhænger anodestrømmen af spændingerne paa styregitter og skærmgitter paa en maade, der kan fremstilles ved et udtryk, der svarer til det tilsvarende for anodestrømmen i en triode:

$$I_a = A \left(V_{g1} + \frac{1}{\mu_{g1, g2}} \cdot V_{g2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

$\mu_{g1, g2}$ er den forstærkningsfaktor, der angiver forholdet mellem de ændringer i spænding paa g_2 og g_1 , der forårsager den samme ændring i anodestrømmen.

Karakteristikker efter skærmgitterspænding vil i det hele komme til at ligne triodekarakteristikker. Ligesom man kan definere $\mu_{g1, g2}$, kan man indføre en støjhed S_{g2} , saaledes at

$$\Delta I_a = S_{g2} \cdot \Delta V_{g2},$$

der angiver forbindelsen mellem ændringer i anodestrøm og skærmgitter-spænding.

I de tilfælde, hvor man skal beregne skærmgitterspændingens indflydelse paa anodestrømmen, maa man anvende disse størrelser $\mu_{g_1 g_2}$ og S_{g_2} . Lignende udtryk kan naturligvis udvikles for enhver elektrode i et rør med flere elektroder.

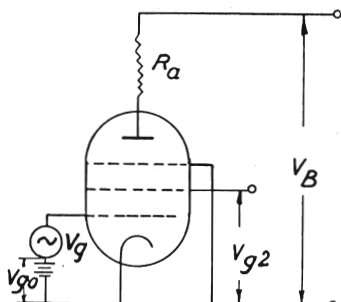


Fig. 72. Modstandskoblet pentode.

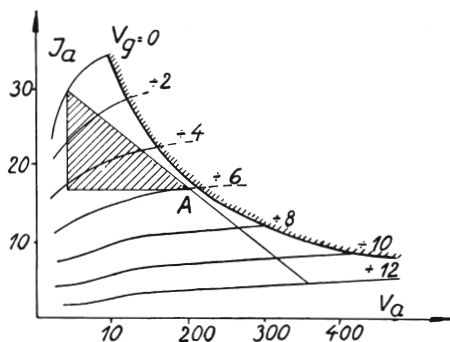


Fig. 73. Arbejdslinie for pentode.

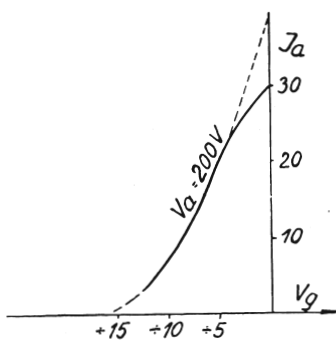


Fig. 74. Arbejdslinie for pentode.

I pentodens karakteristikker lader arbejds punkt og arbejdslinie sig indtegne ved samme metode, som blev vist for trioden. Der vælges altid en arbejdslinie, der saa vidt muligt gaar gennem karakteristikkens knæk øverst til venstre. Det ses, at den skraverede trekant, der angiver rørets afgivne effekt, i dette tilfælde bliver den størst mulige, naar man skal undgaa, at arbejdslinien naaer ind i omraader, hvor karakteristikkerne krummer kraftigt.

Arbejdslinien i I_a - V_g -diagrammet falder praktisk taget sammen med karakteristikken; dog krummer den foroven noget bort fra denne, da anodespændingen her bliver meget lav.

Ækvivalentdiagrammer for pentoder. Anodestrøm og anodespænding ved en given gitterspænding bestemmes paa samme maade som for en triode. Det ækvivalente diagram fig. 65 gælder derfor ogsaa for en pentode. Imidlertid er dette diagram bestemt ved de to størrelser μ og R_i , der begge for en pentode er ret ubestemte. Sædvanligvis anvender man derfor ækvivalentdiagrammet i en lidt anden form, naar det skal fremstille en pentode.

Man omskriver nemlig udtrykket

$$i_a = \frac{\mu v_g}{R_i + R_a}, \text{ idet } \mu = R_i \cdot S, \text{ til:}$$

$$i_a = S v_g \frac{R_i}{R_i + R_a}.$$

Vekselspændingen over belastningsmodstanden er:

$$v_a = i_a \cdot R_a = S v_g \cdot \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}.$$

$\frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a}$ udtrykker modstanden af R_i koblet parallelt med R_a , saaledes

at v_a netop er spændingsfaldet over disse to modstande, naar strømmen $S v_g$ sendes igennem dem. Forholdet er vist paa ækvivalentdiagrammet fig. 75, hvor generatoren afgiver en konstant strøm til de to parallele modstande.

Da R_i i en pentode er meget stor, tager den ofte saa lille en brøkdelen af strømmen, at den helt kan udelades af diagrammet.

Dette diagram, der naturligvis ogsaa gælder for en triode, er for en pentode i det væsentlige bestemt ved stejlheden S .

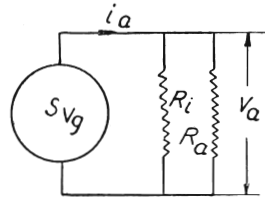


Fig. 75. Ækvivalentdiagram. Røret opfattet som konstantstrømgenerator.

Pentodens anvendelse. Rør af pentodetype er langt de mest anvendte i radiomodtagere. De anvendes baade til høj- og lavfrekvensforstærkning; de er egnede paa grund af deres lave gitter-anodekapacitet og høje forstærkningsfaktor.

Som udgangsrør udmærker de sig ved god virkningsgrad. Endvidere har de større stejlhed end tilsvarende triodetyper; de kan derfor udstyres med en mindre gitterspænding. Dog har de den ulempe i sammenligning med trioder, at forvrængningen bliver mere ubehagelig.

Til nogle formaal anvendes nogle særlige pentoder med variabel stejlhed, de saakaldte selektoder eller eksponentialrør.

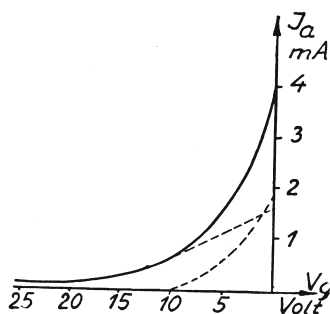


Fig. 76. Selektrodekararakteristik.

For at kunne forstaa virkningen af disse, kan man tænke sig at have parallelforbundet to rør, der iøvrigt er ens, men har styregitteret viklet med forskellig stejthed. Det rør, der har det mest aabne gitter, har cut-off-punktet liggende langt til venstre paa fig. 76, medens det tætte gitter svarer til den mere stejle kurve til højre. Den resulterende I_a-V_g -karakteristik for de to rør bliver den optrukne kurve, der fremstiller summen af de to punkterede.

Det ses, at resultatet er som et rør, der har vidt forskellig stejthed paa de forskellige dele af karakteristikken.

I virkeligheden arrangerer man sig ved at fremstille et rør med et styregitter, der er viklet med jævnt varierende stejthed. Pentodens virksomme stejthed reguleres saa ved ændring af gitterforspændingen.

Tetroder.

En tetrode eller et skærmgitterrør indeholder to gitter; et styregitter og et skærmgitter. I_a-V_g -karakteristikkerne er vist paa fig. 78. I det nedadgaaende hul i kurverne er R_f aabenbart negativ, idet en forøgelse af spændingen medfører en formindskelse af strømmen. Lægges arbejds punktet et sted inden for dette omraade, betegnes røret som en dynatron, der bl. a. kan anvendes som oscillator.

Den negative modstand er som tidligere nævnt foraarsaget af sekundæremissionen. Denne har imidlertid stor tilbøjelighed til at ændres med tiden, hvorved størrelsen af den negative modstand varierer. Da man desuden kan fremstille »negative modstande« paa andre maader, finder røret ikke længere nogen anvendelse som dynatron.

Lægges man arbejds linien helt til højre for dynatronomraadet, har

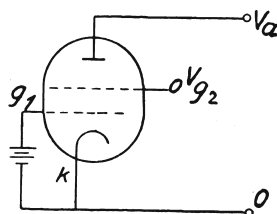


Fig. 77. Tetrode.

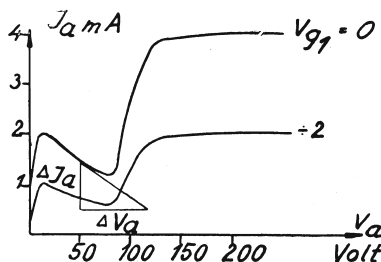


Fig. 78. Tetrodekararakteristik.

øges derimod V_{g_1} , vil baade anodestrømmen og de af V_{g_1} frembragte variationer i den forøges. Dette er ensbetydende med, at ogsaa S_{g_1} har ændret sig, og netop er blevet større, idet S_{g_1} udtrykker forholdet mellem strømvariationerne til anoden og spændingsvariationerne paa g_1 .

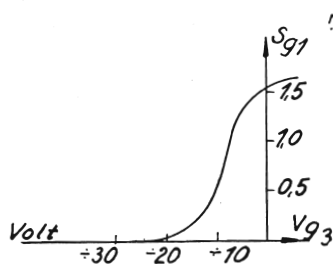


Fig. 80.

Forholdet er illustreret med fig. 80, der viser sammenhængen mellem S_{g_1} og V_{g_3} . Naar V_{g_3} er mindre end g_3 's cut-off-spænding, gaar der overhovedet ingen anodestrøm gennem røret, og stejlheden er altsaa nul. S_{g_1} er som vist ligeledes begrænset opadtil, idet anodestrømmen uanset V_{g_3} aldrig kan blive større end hele den elektronstrøm, der passerede det første skærmgitter og naaede den virtuelle katode.

Blandingen finder sted paa den maade, at signalspændingen med frekvensen f_1 lægges paa g_1 , medens den oscillatorspænding, den skal blandes med, lægges paa g_3 . S_{g_1} vil da aabenbart variere med frekvensen f_1 . Paa fig. 81 er der til højre vist hvorledes S_{g_1} varierer med tiden.

Forspændingen paa g_3 er her valgt meget nær cut-off punktet, saaledes at S_{g_1} kun eksisterer i den ene halvperiode. Stejlheden varierer ikke som nogen sinusfunktion, selv om oscillatorspændingen er sinusformet. Vi vil dog i det følgende kun tage hensyn til den første harmoniske i stejlhedsfunktionen:

$$S_{g_1} = S_0 + S_1 \cos 2\pi f_2 t + \dots$$

Signalspændingen er bestemt ved

$$v_{g_1} = A \cos 2\pi f_1 t.$$

A er den øjeblikkelige amplitude. Signalspændingen regnes for moduleret, saaledes at A varierer lavfrekvent med tiden.

Den vekselstrømskomponent af anodestrømmen, der fremkaldes af v_{g_1} , bliver aabenbart:

$$i_a = S_{g_1} \cdot A \cos 2\pi f_1 t = A \cos 2\pi f_1 t (S_0 + S_1 \cos 2\pi f_2 t + \dots)$$

Produktledet

$$A S_1 \cos 2\pi f_1 t \cos 2\pi f_2 t =$$

$$\frac{AS_1}{2} (\cos 2\pi [f_1 + f_2] t + \cos 2\pi [f_1 - f_2] t)$$

indeholder en komponent af frekvensen $(f_1 - f_2)$. Det er den, der an-

vendes videre som mellemfrekvens. Amplituden af strømstyrken er altså $\frac{AS_1}{2}$. Den er dermed proportional med amplituden af signalspændingen, der jo var A , og desuden med den første harmoniske af stejlfunktionsfunktionen. S_1 er, som det ses af fig. 81, afhængig af oscillatorspændingens størrelse, saaledes at den vokser med denne uden dog at kunne overskride en vis værdi.

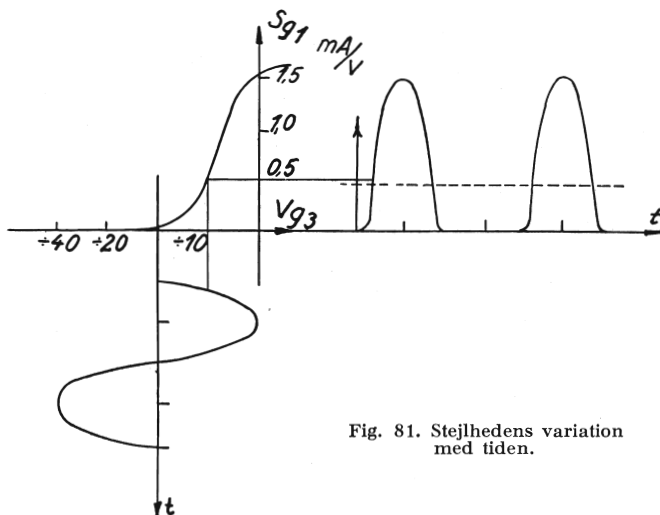


Fig. 81. Stejlhedens variation med tiden.

Blandingsstejlheden S_c er som enhver stejlhed forholdet mellem en strøm og en spænding, i dette tilfælde mellem strømstyrken af blandingsfrekvensen og signalspændingen. Altså er

$$S_c = \frac{A S_1}{A \cdot 2} = \frac{S_1}{2}.$$

Belastningsimpedansen Z_a er en mellemfrekvenskreds. Idet strømmen gennem belastningsimpedansen kan forårsage et spændingsfald, der er betydeligt større end signalspændingen, kan man ved denne blandingsmetode opnaa en blandingsforstærkning.

Som regel bygges hexoder og heptoder sammen med en triode, der leverer oscillatorspændingen. De to dele af røret har samme katode. Undertiden er triodens gitter ligefrem forbundet til g_3 inde i røret.

Hvis man ønsker at anvende en heptode som almindeligt forstærkerrør, kan man give g_3 en passende fast negativ spænding i forhold til katoden og bruge røret som pentode.

Oktoden. Oktoden indeholder foruden heptodens 5 gitre desuden en »anode« mellem de to første gitre. Denne anode er blot udført som to smaa stave og betegnes almindeligt som et gitter, skønt dens funktion ikke er at styre elektronstrømmen, men at optage en lille del af den af g_1 styrede strøm.

Funktionen af oktoden forstaas lettest, idet man opfatter den som en triode-heptode, hvor heptodens og triodens styregitre ikke blot er forbundet i røret, men hvor styregitteret ligefrem er fælles for de to elektrodesystemer. Triodens anode er saa anbragt uden for g_1 , men den har en saadan form, at den ikke i nogen betydende udstrækning paavirker elektronstrømmen gennem røret. Dens opgave er blot at optage en lille af g_1 styret strøm til oscillatorsvingningskredsen.

Oscillatorspændingen lægges altsaa paa g_1 , og signalspændingen paa g_4 . Iøvrigt foregaar blandingen paa samme maade som i heptoden.

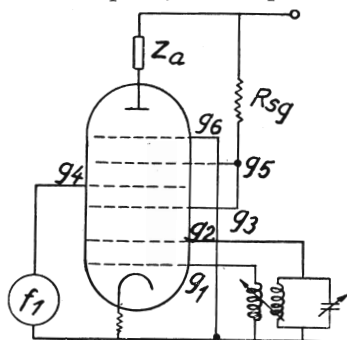


Fig. 82. Oktode.

Blanding i ikke-lineære led. I modstandselementer med konstant modstand er strøm og spænding proportionale, og kurveformen af strømmen bliver den samme som for spændingen; der opstaar altsaa ikke strømkomponenter af andre frekvenser end dem, der findes i spændingen.

Dette gælder ikke for elementer med en krum karakteristik. Der betragtes f. eks. en diode, hvor strømmen ikke er retlinet bestemt ved

$$I = \frac{1}{R} \cdot V, \text{ men hvor der i omraadet i nærheden af begyndelsespunktet}$$

$$\text{snarere gælder: } I = k \cdot V^2.$$

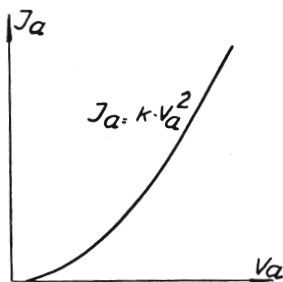


Fig. 83. Ikke-lineær karakteristik.

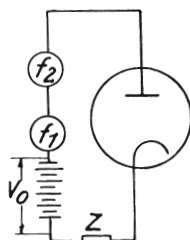


Fig. 84. Diodeblanding (skematisk).

Lægges der over denne diode foruden en forspænding ogsaa en vekselspænding, der indeholder de to frekvenser f_1 og f_2 , vil strømmen blive:

$$I = a (V_0 + A \cos 2 \pi f_1 t + B \cos 2 \pi f_2 t)^2.$$

Produktleddet

$$2 AB \cos 2 \pi f_1 t \cos 2 \pi f_2 t =$$

$$AB \cos 2 \pi [f_1 - f_2] t + AB \cos 2 \pi [f_1 + f_2] t,$$

indeholder altsaa en komponent af frekvensen $[f_1 - f_2]$. Iøvrigt indses, at der efter blandingen i det ikke-lineære led optræder strømkomponenter af mange forskellige kombinationsfrekvenser.

Ved anvendelse af en diode som blandingsrør kan der naturligvis ikke blive tale om nogen blandingsforstærkning. Foretages blandingen i stedet for ved at lægge de to spændinger i serie paa gitteret i en triode, kan man udnytte trioden som forstærker samtidig.

I de komplicerede blandingsrør med mange gitter bliver elektronernes løbetid temmelig stor. Diode- og triodeblanding anvendes derfor i modtagere til meget høje frekvenser, hvor denne løbetid udelukker brugen af de særlige blandingsrør.

Det magiske øje.

Et saakaldt »magisk øje« indeholder foruden en triodel og ogsaa et elektrodesystem, hvor anoden er udformet som en fluorescerende skærm, der lyser ud gennem den øvre ende af røret. Lysplettenens størrelse varierer, naar man f. eks. ændrer triodens gitterspænding, og idet man paa øjet ser denne spændingsændring, kan man f. eks. følge en modtagers indstilling.

Elektrodesystemet er vist skematisk paa fig. 86. Som katode virker den øverste del af triodens. Anodeskærmen er konisk med katoden i aksen. Endvidere findes der fire plane styreelektroder, der er anbragt korsformet mellem katode og anode.

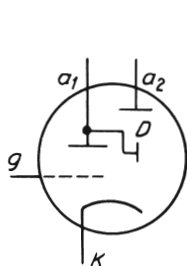


Fig. 85. Magisk øje eller katodoskop.

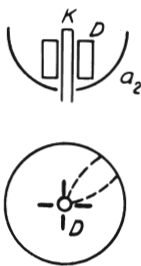


Fig. 86. Elektrodesystemet i magisk øje.

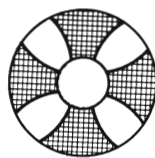


Fig. 87. Den lysende skærm paa magisk øje.

Hvis korset ikke havde været der, vilde elektronerne fra katoden ramme anoden overalt og faa den til at lyse jævnt op. Korset kaster imidlertid en »skygge«, og denne skygge bliver bredere, jo mindre styrespændingen paa det er.

Skyggedannelsen er resultatet af elektronstrømmens paavirkning i det komplicerede elektriske felt, der dannes i rummet mellem elektroderne. Virkningen kan ikke forklares i enkeltheder ved simple midler, men feltet har omtrent samme indflydelse paa elektronstrømmen som en cylinderlinse vilde have paa en lysstraale.

Styreelektroderne er i nogle rørttyper udformet anderledes end paa skit- sen fig. 86, og lyspletten har da en anden form, men principielt virker de paa samme maade. Uden om katoden kan der være et styregitter, med hvilket intensiteten af elektronstrømmen og dermed af lysstyrken kan styres.

Afbøjningspladerne er som oftest forbundet direkte til triodens anode.

Det lysende omraade er da bestemt af spændingsfaldet over anodemodstanden, der igen afhænger af gitterspændingen.

Det magiske øje bruges i stor udstrækning som indikator i maaleopstillinger foruden som indstillingsindikator i modtagere.

Katodestraalerøret.

Katodestraale- eller elektronstraalerøret anvendes til at optegne kurveformen af elektriske svingninger og i det hele taget som et maaleinstrument, der angiver elektriske spændinger ved forskydning af en lysplet paa en fluorescerende skærm. Røret er karakteristisk ved sin aflange form; i den slanke ende findes elektrodesystemet, medens den koniske ende er afsluttet med den fluorescerende skærm.

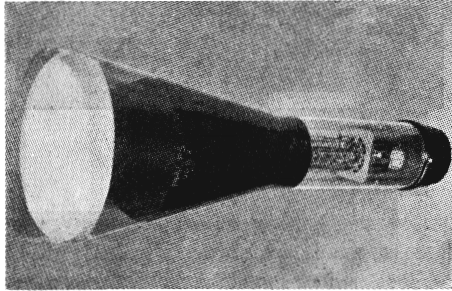


Fig. 88. Katodestraalerør.

I katodestraalerøret skal der udføres 3 funktioner, der hver især frembringes af særskilte dele af elektrodesystemet.

- 1) Der skal frembringes en homogen elektronstraale udgaende fra en lille plet.
- 2) Denne elektronstraale skal igen samles i en lille plet paa den fluorescerende skærm.
- 3) Elektronstraalen og dermed lyspletten paa skærmen skal afbøjes i overensstemmelse med den spænding, der skal undersøges.

De to sidste opgaver kan løses baade ved hjælp af elektriske og magnetiske felter, og begge metoder anvendes almindeligt.

Den nøjagtige opbygning af elektrodesystemet varierer stærkt, men i princippet er den følgende:

Elektronstraalen dannes i et elektrodesystem som skitseret paa fig. 89. Katoden er en som regel indirekte opvarmet oxydkatode. Ved at anvende en saadan opnaar man blandt andet at undgaa en stærkt lysende katode, der vilde kaste et forstyrrende lys frem paa skærmen.

Katoden er anbragt inden i den saakaldte *Wehnelt-cylinder*, paa hvil-

ken der lægges en lav negativ spænding. Foran katoden er anbragt en anode med en blønderaabning i midten. Den negative Wehnelt-cylinder samler elektronskyen i et omraade i midten ud for blønderaabningen. Endvidere skærmer den det øvrige elektrodesystem mod vildfarende elektroner, og intensiteten af elektronstraalen reguleres, idet man varierer den negative spænding.

Elektronerne akcelereres frem mod anoden, og en del af dem rammer bløndehullet og fortsætter ud gennem dette. Hvis man uden videre lod denne straaale fortsætte mod skærmen, vilde den gensidige frastødning mellem elektronerne sprede straaalen ud over et større tværsnit. For at faa den til at træffe skærmen paa en lille plet, maa man anvende enten en elektrisk eller en magnetisk »linse«, der virker samlende paa den.

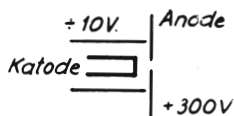


Fig. 89. Katodesystemet i katodestraalerør.

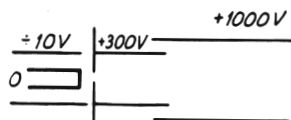


Fig. 90. Elektrisk linsesystem.

Et elektrisk linsesystem kan principielt være opbygget som fig. 90, hvor der foran den bageste anode er anbragt to cylindre med spændinger som antydnet. Mellem de to cylindre med forskellige spændinger er der et elektrisk felt, der paa grund af systemets symmetri om omdrejningsaksen betegnes som rotationssymmetrisk.

Det viser sig, at ethvert rotationssymmetrisk elektrisk felt overfor en elektronstraale virker paa samme maade som en samlelinse overfor en lysstraale. Med et passende forhold mellem spændingerne paa de to cylindre kan elektronstraalen samles i en lille plet paa skærmen paa samme maade som solstraalerne samles i brændpunktet af et brændglas.

Den fulde anodespænding, der lægges paa den yderste cylinder, andrager som regel 500—3000 volt, men i oscillografer til særlige formaal anvendes anodespændinger op til 50—100 kV.

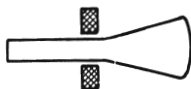


Fig. 91. Magnetisk linse.

Fokuseringen opnaas i mange tilfælde med et magnetisk felt i stedet for et elektrisk. Det er tidligere omtalt, at et magnetisk felt paavirker retningen af en elektronbane, og et rotations-symmetrisk magnetisk felt har fokuserende virkning lige som et elektrisk. Det magnetiske felt frembringes ved at lægge en spole omkring røret.

Efter at elektronstraalen har passeret den yderste anode, gaar den imel-

lem to sæt afbøjningsplader, der er anbragt vinkelret paa hinanden. Pladerne faar den fulde anodespænding, saaledes at elektronstraalen hverken akcelereres eller bremses ved at passere pladerne. Dog lægges der en vis spændingsforskel over hvert pladepar. Der opstaa da et elektrisk felt imellem dem; elektronstraalen bøjes over mod den positive af pladerne og bort fra den negative, og lyspletten paa skærmen flytter sig tilsvarende. Afbøjningen er proportional med feltstyrken mellem pladerne og altsaa med spændingsforskellen.

Følsomheden paa en almindelig oscillograf er som regel af størrelsesordenen 0,1 mm/volt, men kan naturligvis variere stærkt. Store afbøjningsplader med lille afstand medfører stor følsomhed, ligesom denne vokser med afstanden til skærmen. Følsomheden aftager ved stor anodespænding, idet elektronstraalen bliver stivere, jo hurtigere elektronerne bevæger sig.

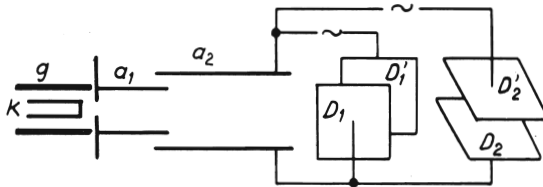


Fig. 92. Elektrodesystemet i katodestraalerør.

Lægges der en varierende spænding over pladerne, vil lyspletten flytte sig i takt med spændingen, og ved som beskrevet i afsnittet om maaleteknik at lægge kombinationer af spændinger paa de to pladesæt, kan man paa skærmen direkte se f. eks. kurveformen af vekselspændingen.

Den spænding, der skal undersøges ved hjælp af oscillografen, skal altsaa lægges over pladerne, der yderligere maa have en høj positiv spænding i forhold til katoden. Af praktiske grunde ønsker man naturligvis at have pladerne paa samme potential som omgivelserne. Dette kan opnaas ved at lægge katoden paa negativt potential i forhold til jord. Glødetransformatoren maa saa være isoleret til at modstaa anodespændingen.

Afbøjningen kan ligesom fokuseringen finde sted ad magnetisk vej, idet man udnytter, at elektronerne afbøjes vinkelret paa deres bevægelsesretning i et magnetisk felt. Man anvender i stedet for de fire afbøjningsplader fire spoler, der er anbragt to og to overfor hinanden uden for røret. Elektronstraalen passerer saaledes vinkelret paa spolernes akser og dermed paa det magnetiske felt. Idet to modstaaende spoler forbindes i serie, vil elektronstraalen afbøjes proportionalt med strømstyrken i spolen.

Da elektronstraalen har større hastighed og mindre masse end noget mekanisk system, er katodestraaleoscillografen i stand til at arbejde med

højere frekvenser end nogen anden oscillograf. Frekvensen er kun begrænset af, at ændringen i spændingen skal være lille i den tid, elektronstraaen bruger til at passere igennem pladesættet. Er pladestørrelsen f. eks. 2 cm og anodespændingen 2000 volt, bliver denne tid

$$\tau = \frac{2}{5,93 \cdot 10^7 \sqrt{2000}} = 0,75 \cdot 10^{-9} \text{ sek.}$$

Denne tid er lille i forhold til periodetiden for frekvensen til ca. 100 MHz. Det er altsaa i praksis ikke elektronstraalens træghed, der begrænser en oscillografs frekvensomraade opad.

Luftfyldte rør.

De hidtil beskrevne rør har været udpumpet til højvakuum; dvs. at lufttrykket i dem er mindre end ca. 10^{-5} mm Hg (mod 760 mm i atmosfæren). Inden vi gaar over til omtalen af luftfyldte rør, dvs. rør, hvor der efter udpumpningen er indført mindre kvanta af en luftart, f. eks. neon, argon eller kviksølv damp, vil vi se paa lufttrykkets indflydelse paa elektronbevægelsen i et rør.

Selv om trykket er nede paa 10^{-5} mm, er der dog endnu ca. $3 \cdot 10^{11}$ molekyler pr. cm^3 af volumenet. Disse molekyler bevæger sig planløst mellem hinanden og støder undertiden sammen indbyrdes eller med væggene. Ved middelvejlængden for et luftmolekyle forstaar man den vejlængde, det gennemsnitlig naar at tilbagelægge mellem to sammenstød med andre molekyler. Denne middelvejlængde er aabenbart mindre, jo større lufttrykket er, og netop omvendt proportional med antallet af molekyler pr. cm^3 . Et tryk paa 10^{-5} mm svarer til en middelvejlængde paa ca. 7 m.

En elektron, der bevæger sig i det samme rum vil ligeledes støde sammen med molekylerne, og dens middelvejlængde vil paa grund af dens mindre størrelse være 6 gange saa stor som for et molekyl.

Idet en elektrons bane i et rør sædvanligvis er mindre end 1 cm, vil der aabenbart være meget faa elektroner, der naar at støde mod et molekyl, saalænge lufttrykket er nede paa de 10^{-5} mm.

Er trykket derimod 10^{-3} mm, bliver middelvejlængden for elektroner kun ca. 40 cm, og saa vil en væsentlig del af elektronerne naa at støde mod et luftmolekyl.

Hvis elektronen kun har en hastighed, der svarer til mindre end 10—15 volt, faar sammenstødet ingen særlige følger. Men har elektronen tilstrækkelig energi, kan den ved stødet ionisere luften, dvs., at den slaar en elektron løs fra molekylet, der selv bliver tilbage som en positivt ladet ion. De positive ioner paavirkes af det elektriske felt i røret og bevæger sig i modsat retning af elektronerne, men da deres masse er saa meget større,

er de langsommere og opholder sig temmelig længe mellem elektroderne. De udgør derved en positiv rumladning, der neutraliserer de negative elektronladninger. Det var den negative rumladning, der i højvakuumrøret begrænsede elektronstrømmen fra katoden, men forholdene bliver her altsaa ganske anderledes.

Det luftfyldte ensretterør.

En luftfyldt diode har en karakteristik som fig. 94. Ved ganske lave anodespændinger svarer karakteristiken til en almindelig diodes, men naar spændingen naar den værdi, der kræves til at ionisere den paagældende luftart, stiger strømmen pludseligt, uden at der kræves nogen yderligere spændingstilvækst.

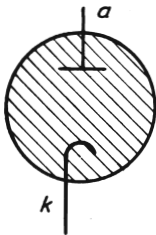


Fig. 93. Gasfyldt ensretterør.

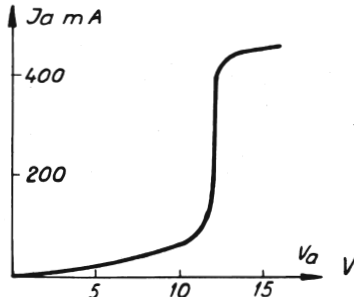


Fig. 94. Strøm-spændingskarakteristik for gasfyldt diode.

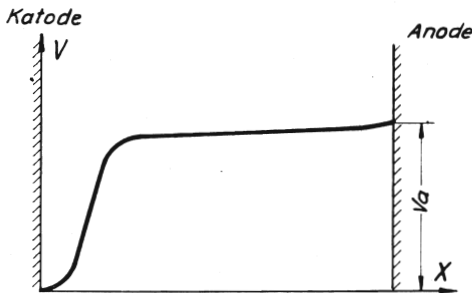


Fig. 95. Potentialet i gasfyldt diode.

Potentialforholdene inde i røret er da som vist paa fig. 95. Næsten hele spændingsfaldet er koncentreret umiddelbart foran katoden. Naar elektronerne har gennemløbet dette potentialfald, har de tilstrækkelig energi til at ionisere. I rummet lige foran katoden dannes der altsaa ingen ioner

Det omraade af røret, der svarer til den flade del af kurven paa fig. 94, er opfyldt af et lysende »plasma«, hvor elektronernes rumladning er neutraliseret og hvor der derfor intet spændingsfald findes. Lyset udsendes ved sammenstød mellem elektroner og luften.

Strømstyrken i røret er som vist paa fig. 93 begrænset opad af katodens emissionsevne paa samme maade som i vakuumdioden. I praksis maa man undgaa at belaste røret saa stærkt, at man naar op til det øverste knæk paa karakteristiken.

Spændingsfaldet i røret vilde da stige med det resultat, at de positive ioner, der jo bevæger sig mod katoden, opnaar saa stor energi, at de ødelægger katoden ved sammenstødene.

Af samme aarsag maa man undgaa at sætte anodespænding til røret, før katoden er varmet op og er i stand til at emittere tilstrækkeligt til at forhindre, at spændingen stiger. Endvidere maa røret beskyttes af en modstand i vekselstrømskredsen til begrænsning af strømstødet ved opladningen af udglatningskondensatorerne.

I ensretterrør anvender man som luftart mest kviksølv damp, idet der efter udpumpningen forstøves en draabe af metallet ind i røret. Damptrykket og dermed ogsaa spændingsfaldet i røret varierer i nogen grad med temperaturen.

De luftfyldte ensretterrør har mindre spændingsfald end de lufttomme og anvendes navnlig til ensretning af større effekter.

Thyratronen.

Et luftfyldt rør med styregitter betegnes en thyatron eller gastriode. Dens funktion minder kun lidt om en almindelig triodes, idet den ikke kan bruges til egentlige forstærkerformaal. Den anvendes til at udløse større effekter ved hjælp af en enkelt impuls.

I hvilestillingen er der paa gitteret en saa stor negativ forspænding, at røret er blokeret. Lægges der nu blot kortvarigt et saadant spændingsstød

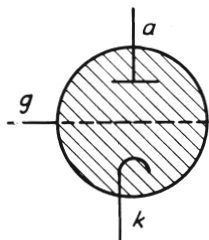


Fig. 96. Thyatron.

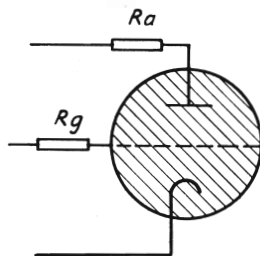


Fig. 97. Thyatron med gitter- og anodemodstand.

paa gitteret, at anodestrømmen kan starte, vil luften øjeblikkeligt ioniseres, og strømstyrken stiger til den værdi, som er bestemt af anodemodstanden, idet spændingsfaldet bliver ubetydeligt ligesom over det gasfyldte ensretterør.

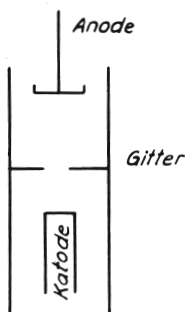
Selv om der paa gitterledningen igen lægges den oprindelige forspænding, vil gitteret ikke overtage kontrollen med anodestrømmen. Gitteret vil nemlig optage en kraftig gitterstrøm af positive ioner, saaledes at spændingsfaldet over gittermodstanden vil holde spændingen paa selve gitteret oppe paa ca. nul volt i forhold til katoden. En passende gittermodstand er absolut nødvendig til begrænsning af gitterstrømmen, idet gitteret ellers vil brænde af.

Udladningen vil fortsætte, indtil anodespændingen bringes ned under luftens ionisationsspænding. Er udladningen saa afbrudt, blokerer gitteret atter røret, indtil det igen faar et positivt spændingsstød.

Efter at strømmen gennem røret er afbrudt, forsvinder de positive ioner, idet de efterhaanden træffer paa elektroner og neutraliseres. Denne deionisationsperiode er i almindelighed fra ca. 10 til 1000 μ sek. Først efter forløbet af denne deionisationstid har gitteret igen kontrollen med anodestrømmen. Derimod starter udladningen næsten momentant.

I gasfyldte rør er elektrodesystemet ofte opbygget noget anderledes end i vakuumrør. Da spændingsfaldet i plasmaet er ubetydeligt, kan anodeafstanden uden skade gøres betydelig, og anodens størrelse kan reduceres paa grund af de smaa tab.

Fig. 98. Elektrodesystem i thyatron.



Paa fig. 98 er vist et eksempel paa elektrodesystemet i en thyatron. Gitteret er udformet som en lukket elektrode, hvad der er muligt, da afstanden til

anoden er uvæsentlig.

Thyatronen anvendes bl. a. til kipspændingsgeneratorer i oscillografer og i stor udstrækning i radaranlæg.

Glimrør (stabilisatorrør).

Glimrøret adskiller sig fra de hidtil nævnte rør derved, at katoden er »kold« og derfor ikke emitterer af sig selv. Endvidere er lufttrykket temmelig højt, ca. 0,1 mm Hg.

Selv om der i røret mangler en elektronkilde, kan der alligevel startes en udladning. Der vil altid i luften findes et vist antal ioner og frie elektroner; bl. a. er lys aarsag til en vis ionisering. Hvis feltstyrken i rummet er til-

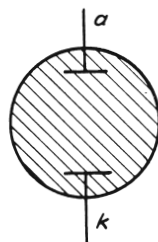


Fig. 99. Glimrør.

strækkelig stor, faar en fri elektron tilstrækkelig energi til at ionisere et nyt molekyl ved sammenstød, hvorved der dannes en ny fri elektron osv. De positive ioner træffer katoden og forårsager derved en sekundæremission tilstrækkelig til at vedligeholde udladningen.

Hvis strømstyrken ikke begrænses af en ydre seriemodstand, vil udladningen faa en voldsom karakter. Karakteristiken er vist paa fig. 100. Det ses, at der ikke gaar nogen strøm, før spændingen naar den værdi, der sætter udladningen i gang. Derefter vokser strømmen kraftigt, uden at spændingen stiger væsentligt; udladningen brænder endda ved en lidt lavere spænding end tændspændingen.

Potentialforholdene inde i røret er antydte paa fig. 101. Foran katoden findes det saakaldte katodefald, som ionerne maa gennemløbe for at faa

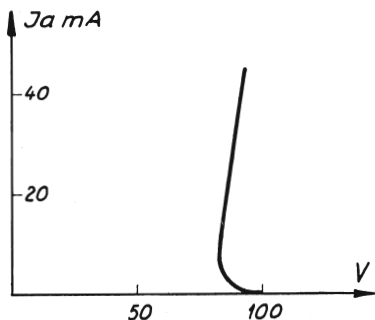


Fig. 100. Strøm-spændingskarakteristik for glimrør.

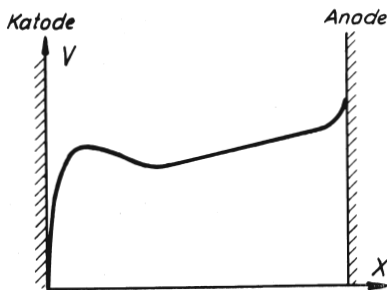


Fig. 101. Potentialforløbet i glimrør.

tilstrækkelig energi til at frigøre elektroner fra katoden. Katodefaldet og dermed hele spændingsfaldet bliver mindre, jo højere sekundæremission katoden har. Spændingsfaldet afhænger endvidere af luftarten i røret, og man fremstiller rør med forskellige spændingsfald ved passende kombinationer af luftart, tryk og katodemateriale. Som regel anvendes luftarten neon. Rørene fremstilles til spændingsfald ned til ca. 60 volt.

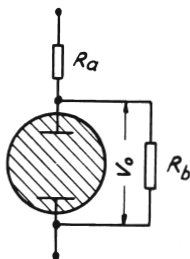


Fig. 102. Glimrør som spændingsstabilisator.

Det ses af fig. 100, at spændingen over røret er omtrent konstant, selvom strømstyrken ændres. Dog er strømtætheden i udladningen omtrent den samme, idet røret indstiller sin ligevægt ved, at udladningen brænder mellem en større eller mindre del af elektrodernes overflade.

Rørene bruges til spændingsstabilisering. Selvom den ydre spænding paa fig. 102 varierer, vil spændingen over en belastning parallelt med røret holde sig

konstant. Glimrøret optager nemlig de strømvariationer, der foraarsages af ændringer i V , uden at spændingen over det varierer nævneværdigt. Røret fremstilles til strømstyrker fra nul til nogle hundrede mA.

To nominelt ens glimrør maa ikke forbindes parallelt, da selv en mindre forskel i karakteristikerne vil medføre, at det ene rør overtager hele belastningen.

Regulatorrør.

Jern-brintmodstande. Dette regulatorrør bestaar simpelthen af en jerntraad anbragt i en brintatmosfære. Naar traaden varmes op til en vis temperatur stiger modstanden.

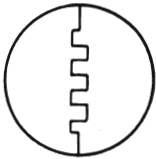


Fig. 103. Regulatorrør.

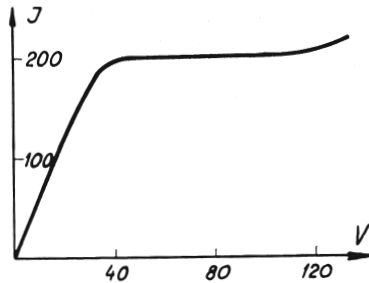


Fig. 104. Karakteristik for regulatorrør.

Forøger man i denne tilstand spændingen over jerntraaden, stiger temperaturen yderligere, og modstanden vokser derved saa meget, at strømstyrken ikke forøges. Karakteristiken kommer til at se ud som vist paa fig. 104.

Røret anvendes til at stabilisere strømstyrker, navnlig i glødekredse.

To regulatorrør maa aldrig forbindes i serie, da en mindre forskel i karakteristiken medfører, at hele spændingsfaldet falder over det ene rør.

Nogle forhold vedrørende drift af radiorør.

Termisk støj. Den tilfældige varmebevægelse, som udføres af elektronerne i en modstand, medfører smaa spændingsvariationer over modstandens endepunkter. Disse spændinger er af størrelsen nogle faa μV , og de observeres derfor ikke i almindelighed. Men hvis modstanden anbringes mellem gitter og katode i indgangsrøret i en følsom forstærker, bliver disse uundgaelige spændingsvariationer forstærket op til en saadan størrelse, at de ikke længere er ligegyldige.

Disse spændinger forårsaget af tilfældige elektronbevægelser har naturligvis en ganske uregelmæssig kurveform. En matematisk undersøgelse viser, at spændingen kan opfattes som værende sammensat af komponenter af alle mulige frekvenser planløst overlejret hinanden. Et udtryk for denne »støjspændings« størrelse har man i:

$$\bar{V}^2 = 4 kTR (f_2 - f_1).$$

Om de enkelte størrelser heri gælder:

\bar{V}^2 betegner »middelkvadratet«, der er bestemt som middelværdien af kvadratet paa den øjeblikkelige spænding,

k er Boltzmans konstant $1,38 \cdot 10^{-23}$ joule/ $^{\circ}C$,

T er den absolutte temperatur og

R er modstanden i Ω , uanset om det drejer sig om en ohmsk modstand eller om den reelle impedans af en svingningskreds.

$(f_2 - f_1)$ angiver bredden af det betragtede frekvensinterval. En forstærker er kun følsom over en vis baandbredde, og man maa derfor indstætte dette baands grænser f_1 og f_2 for at faa et udtryk for den forstærkede støj.

Idet $V = \sqrt{4 kTR (f_2 - f_1)}$ følger, at støjspændingen over to ens modstande i serie kun bliver $\sqrt{2}$ gange støjspændingen over den enkelte modstand. De to spændinger kan ikke uden videre adderes, da faseforholdene er saa tilfældige, at to spændinger med samme frekvens baade kan forstærke og udslukke hinanden.

Hagleffekt. En anden uundgaelig støjkilde hidrører fra, at den elektriske strøm fremkommer ved bevægelse af elektroner, der hver bærer en bestemt ladning. Antallet af elektroner, der deltager i bevægelsen, er saa stort, at det ikke er muligt uden videre at konstatere, at elektriciteten transporteres i stød. Tilfældige variationer i elektronbevægelsen i indgangsrøret paa en forstærker faar imidlertid betydning paa samme maade som spændingsvariationerne over gittermodstanden, idet de viser sig som støj i forstærkerens output.

Støjkomponenten i anodestrømmen kan udtrykkes ved

$$\bar{J}^2 = F^2 2 J_a e (f_2 - f_1).$$

\bar{J}^2 betegner middelvadratet, J_a hele anodestrømmen, e elektronens ladning, medens F er en konstant, der altid er mindre end 1, men iøvrigt afhænger af rørkonstruktionen.

Størrelsen af konstanten F er bestemt af flere forskellige faktorer. En tilstrækkelig rumladning om katoden vil saaledes betinge smaa strømvariationer; begynder nemlig strømmen at vokse, formindskes rumladningen og dermed frastødningen paa de øvrige elektroner, hvorved ligevægten igen tilvejebringes. Derimod vokser støjen, hvis katoden emitterer saa lidt, at der omtrent trækkes mætningsstrøm fra den.

I rør med positive gitre opstaar den saakaldte fordelingsstøj, idet fordelingen af elektroner mellem gitre og anode ogsaa er underkastet statistiske fluktuationer. Denne støj er proportional med den del af katodestrømmen, der rammer gitrene, og den er indtil 10 gange saa kraftig som den oprindelige støj i den rumladningsbegrænsede katodestrøm. Som følge heraf har pentoder og navnlig blandingsrør et højt naturligt støjniveau. Man fremstiller derfor særlige rør, hvor fordelingsstøjen er reduceret ved en opbygning af elektrodesystemet, der lader forholdsvis faa elektroner ramme skærmgitrene.

For at kunne betragte hagleffekt og termisk støj i et rør under et, angiver man oftest i stedet for selve støjstrømmen værdien af den modstand, der anbragt i gitterkredsen paa grund af sine termiske spændingsvariationer vilde indføre den samme støj i anodestrømmen, som ytrer sig som hagleffekten.

Denne modstand har størrelsen

$$R_s = \frac{F^2}{S^2} \frac{J_a e}{2 kT}.$$

idet man ved at indsætte den netop faar:

$$\bar{J}^2 = S^2 \bar{V}_s^2 = S^2 4 kT R_s (f_2 - f_1) = F^2 2 J_a e (f_2 - f_1).$$

Idet gittermodstanden er R_g , er $(R_g + R_s)$ et udtryk for hele den i røret opstaaede støj, idet nu:

$$V = \sqrt{(R_g + R_s) 4 kT (f_2 - f_1)}.$$

En almindelig værdi for R_s er 10 $k\Omega$; hvis $R_g = 5 k\Omega$, bliver støjspændingen ved en baandbredde paa 6000 Hz ved 20°C

$$V = \sqrt{15000 \cdot 4 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 293 \cdot 6000} = 1,21 \mu V.$$

Den uundgaelige naturlige støj sætter en nedre grænse for størrelsen

af de signaler, det er muligt at forstærke op med en elektronrørsforstærker. Et signal vil kun kunne skelnes paa baggrund af støjen, hvis signal-spændingen mindst er af samme størrelsesorden som støjspændingen.

Ved støj-signalforholdet forstaar man forholdet mellem de to spændinger. Hvis signalet skal kunne skelnes i forstærkerens output, maa forholdet være omtrent 1, medens der til god radiofonimodtagning kræves et forhold omkring 1:1000.

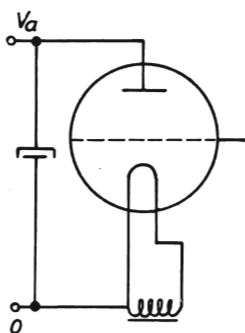


Fig. 105. Forkert forbindelse af glødetrafo.

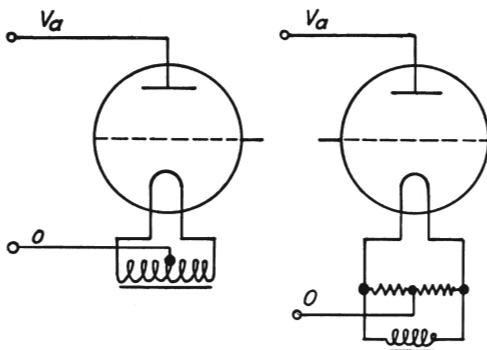


Fig. 106. Rigtige forbindelser til glødetrafo.

Brum. Som brum betegner man den støj, der forårsages af netfrekvensen og dens højere harmoniske. Den kan komme ind gennem anodespændingen, hvis netdelen ikke filtrerer tilstrækkeligt.

Endvidere kan brum komme ind gennem katoden paa forskellig maa-de. Hvis katoden opvarmes direkte med vekselstrøm, maa røret aldrig forbindes som fig. 105, da spændingen i forhold til anoden vil variere med glødespændingen, og dette vil medføre tilsvarende fluktuationer i anodestrømmen.

Katodepotentialet maa som vist paa fig. 106 lægges ind paa et midtpunkts-udtag paa glødetransformatoren eller paa midten af en passende modstand. Den lavere spænding paa den ene halvdel af glødetraaden vil da omtrent kompensere den højere spænding paa den anden halvdel.

Ved anvendelse af indirekte opvarmet katode undgaar man spændingsvariationer paa katoden, men tilbage er der muligheden for, at vekselstrømmens magnetiske felt kan modulere elektronstrømmen. Dette felt reduceres ved at forme glødetraaden som et V. Af samme grund bør man ogsaa sno tilledningerne til glødestrømmen.

Endelig kan ogsaa spredningsfelter fra transformatorer paavirke elektronstrømmen.

Mikrofoni. Støj frembragt ved mekaniske rystelser i elektrodesystemet betegnes mikrofoni. Rystelserne stammer ofte fra højttaleren, der igen udstyres af den frembragte støj, saaledes at systemet kan gaa i hyl ved en resonansfrekvens.

Ogsaa i højfrekvensrørene kan mikrofoni optræde, idet det højfrekvente signal moduleres af rystelserne, selv om elektroderne ikke kan ryste mekanisk ved de høje frekvenser.

De mikrofonske egenskaber varierer fra rør til rør i samme serie, og mikrofoni undgaas ved passende udvalg af rør og passende anbringelse af rørene paa chassiset. Det kan undertiden anbefales at montere soklerne paa gummi. I særlige tilfælde kan man anvende ikke-mikrofonske rør med særligt svære elektroder.

Nogle almindeligt forekommende fejl i rørene.

Naar et rør viser unormal opførsel, kan der som regel paavises en direkte mekanisk aarsag.

Den vistnok hyppigst forekommende fejl er overbrænding af glødetraaden. Endvidere finder man ofte kortslutning eller daarlig isolation mellem glødetraad og katode.

Daarlige lodninger eller svejsninger kan medføre afbrydelse af forbindelse til en af elektroderne. Daarlig forbindelse til den ydre metalbelægning kan give anledning til støj.

Gitrene kan emitteere, naar de bliver varme, hvis materiale fra katoden eller getter af en eller anden aarsag slaar sig ned paa dem. Desuden kan støv eller fnug paa gitrene resultere i støj.

Nogle af de nævnte fejl viser sig først, naar rørene er varme.

Luft i rørene. Denne fejl kan være resultatet af daarlig udpumpning ved fremstillingen. Ved overbelastning kan elektroderne blive saa varme, at de afgiver luft. Endelig kan aarsagen være utæthed i glasset.

Større mængder af luft i røret konstateres let, idet getterspejlet bliver til et hvidt pulver. Desuden lyser røret op, naar der er spænding paa anoden.

Mindre mængder af luft forøger strømmen til det negative styregitter. Selv i et godt udpumpet rør er der et betydeligt antal luftmolekyler, der ioniseres af elektronstrømmen, og de positive ioner søger til det negative styregitter. En triodes gitterstrømskarakteristik har i vir-

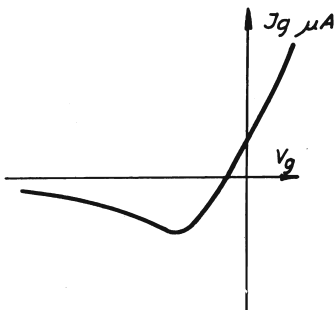


Fig. 107. Gitterstrømskarakteristik.

keligheden et forløb som fig. 107. Den negative strøm ved negative gitter-spændinger skyldes netop ionerne.

Ionerne dannes ved sammenstødene mellem elektroner og luftmolekyler, og antallet bliver derfor proportionalt baade med elektronstrømmen og med lufttrykket.

Er strømmen konstant, bliver gitterstrømmen saa proportional med lufttrykket, og man kan faa et indtryk af dette ved at maale gitterstrømmen med et følsomt galvanometer og sammenligne med resultatet fra tilsvarende rør.

Ældningsfænomener i rør. En oxydkatode regnes at have en levetid paa 6—8000 driftstimer. Emissionsevnen aftager gradvis i hele driftsperioden og bliver til sidst saa lille, at rørets funktion forstyrres. For at katten kan opnaa sin fulde levetid, maa glødespændingen holdes paa sin angivne værdi. Almindelige netspændingsvariationer paa indtil ca. 10% kan uden skade tolereres, men afvigelser derudover nedsætter levetiden meget væsentligt.

Efter længere driftstid viser der sig ofte en nedsættelse af isolationsmodstanden mellem gennemføringerne. Aarsagen er elektrolyse i glasset, der efterhaanden opnaar en større ledningsevne.

SPECIALRØR

Ved civilingeniør Ole Bent Nielsen.

Sekundæremissionsrør.

Disse rør er skærmgitterrør forsynet med en ekstra anode. Den første anode, betegnet k_2 , er en sekundæremissionsanode, hvis overflade har så stor sekundæremission, at den emitterer flere sekundære for hver primær elektron, som træffer den. De sekundære elektroner tiltrækkes af den egentlige anode a , der har en højere positiv spænding end k_2 . Anodestrømmen til a bliver adskillige gange større end den primære anodestrøm, der blev bestemt af forholdene omkring katode og styregitter. I

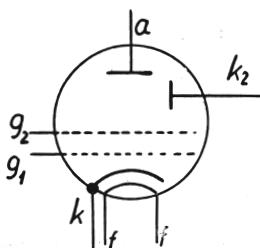


Fig. 1. Sekundæremissionsrør.

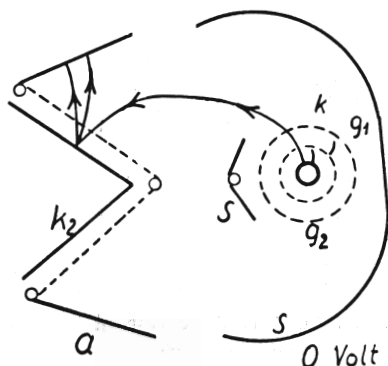


Fig. 2. Elektrodesystemet i sekundæremissionsrør.

praksis når man at forøge rørets stejlhed med en faktor på ca. 6.

Elektronsystemets opbygning er skitseret på fig. 2. Sekundæremissionskatoden er på overfladen belagt med et tyndt oxyderet sølvlag og derover et tyndt lag cæsium og cæsiumoxyd.

Cæsiumoxydkatoden ligner principielt de sædvanlige barium- og strontiumoxydkatoder, men har endnu lavere udtrædelsesarbejde, kun ca. 0,3 volt. Sekundæremissionsfaktoren bliver af denne årsag meget høj, ca. 10. Cæsiumoxydkatoden kan imidlertid kun anvendes kold, da den ødelægges ved opvarmning.

Ved den særlige opbygning af elektrodesystemet søger man at opnå, at alle primære elektroner træffer k_2 , og at alle sekundære opsamles af a .

Sekundærstrømmen fra k_2 er større end den primære, og den resulterende strøm til k_2 vil derfor have modsat retning af den egentlige anodestrøm i_a . Deraf følger, at vekselspændingen v_{k_2} er i modfase til v_a . Dette forhold udnyttes, når røret anvendes som fasevenderør i push-pull forstærkere; de to styrespændinger udtages på hver sin anode.

På fig. 4 er vist rørets anodestrømskarakteristikker. i_a er noget større end i_{k_2} ; af denne grund skal R_{k_2} være noget større end R_a , for at de to anodespændingsamplituder kan blive lige store.

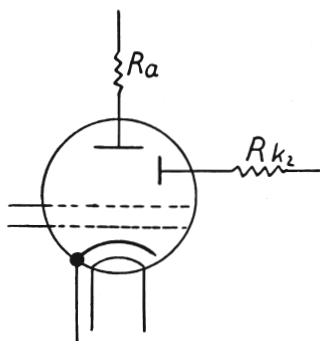


Fig. 3. Sekundæremissionsrør med anodemodstande.

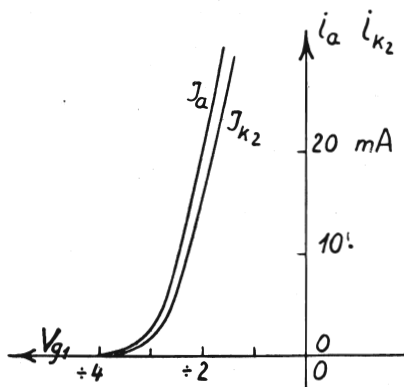


Fig. 4. Sekundæremissionsrørets karakteristikker.

Sekundæremissionsrøret er foruden som fasevenderør egnet til forstærkning ved meget høje frekvenser, idet dets stejlehed er hævet uden forøgelse af indgangskapaciteter.

Fotoceller.

Fotocellen er et elektronrør, der finder udstrakt anvendelse i forbindelse med elektriske signalanlæg. Dens funktion består i at omsætte lys til elektriske impulser. Det er tidligere omtalt, at elektronemission fra en metaloverflade kan forårsages ved opvarmning og ved bombardement med elektroner og ioner. Elektronerne i metallet skal blot have tilført tilstrækkelig energi til at kunne forlade det. Denne energi kan også tilføres elektronerne af lys, som træffer katoden. Det indfaldende lys afgiver sin energi til bestemte elektroner, som så straks forlader over-

fladen, hvis de har den rigtige retning. Det største elektron-udbytte fås fra en overflade med lille udtrædelsesenergi; sædvanligvis anvender man i fotoceller den samme cæsiumoxydcæsium-overflade, som bruges til sekundæmissionsanode i sekundæmissionsrør. Denne katode anvendes også i billedrøret til fjernsyn, hvor man både udnytter lysfølsomheden og sekundæmissionen fra overfladen. I fotoceller anvendes undertiden katoder, hvor cæsium er erstattet med det beslægtede kalium.

Elektroderne er anordnet som på fig. 5. Der findes kun katode og anode i røret; katoden har stor overflade for at samle mest muligt lys; anoden er trådformet for kun at skygge lidt for katoden.

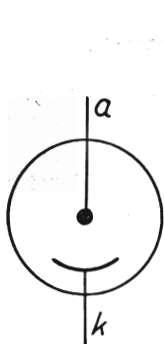


Fig. 5. Fotocelle.

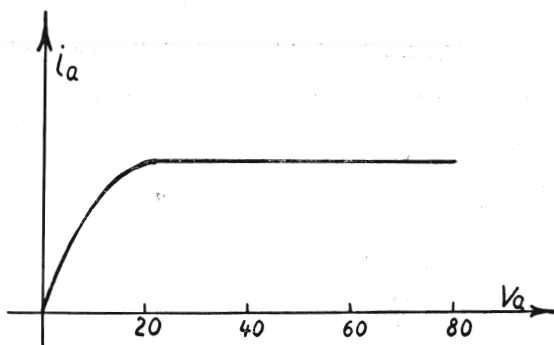


Fig. 6. Karakteristik for vakuumfotocelle.

Karakteristikken ved en bestemt lysintensitet ser ud som vist på fig. 6. Da anoden er lille, kræves der en vis spænding på den, før alle elektronerne finder frem til den; strømstyrken er så lille, at rumladningen ikke virker begrænsende.

Elektronstrømmen er ligefrem proportional med lysets intensitet, for så vidt dette har en bestemt farve. På fig. 7 er vist en følsomhedskurve for cæsium- og kaliumkatoden med lysets bølgelængde som variabel. Cæsiumkatoden har størst følsomhed, men navnlig for rødt lys, mens kaliumkatoden har en mere ensartet følsomhed for synligt lys.

Følsomheden for en vakuumfotocelle som beskrevet er ca. $20 \mu\text{A}/\text{lm}$ (en 25 »lys« lampe udsender 25 dekalumen = 250 lumen). Katoden tåler imidlertid kun en belastning svarende til ca. $5 \mu\text{A}$.

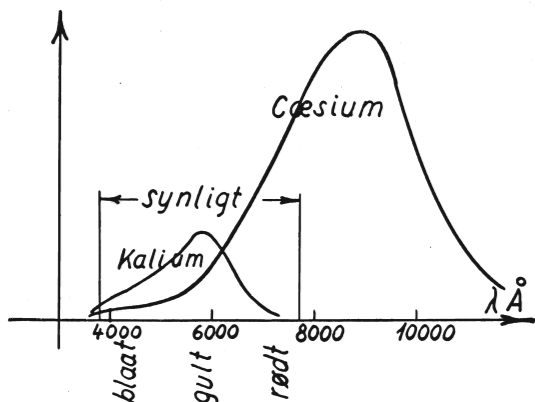


Fig. 7. Følsomhedskurver for kalium- og Cæsiumkatode.

Cellens følsomhed kan forøges på to måder. Den simpleste er at fylde lidt luft, neon eller argon, i røret. Elektronerne vil da på deres vej mod anoden ionisere luften og derved forøge strømstyrken. Karakteristikker er vist på fig. 8; punkteret er

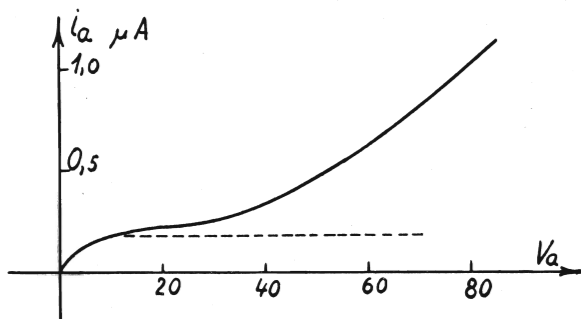


Fig. 8. Karakteristik for luftfyldt fotocelle.

tegnet den tilsvarende karakteristik uden luftpåfyldningen. Strømstyrken kan forøges med en faktor på ca. 5. Anodespændingen må holdes så lav, at der ikke kan startes en kontinuert udladning, der hurtigt vil ødelægge katoden. Røret må derfor også sikres med en tilstrækkelig anodemodstand.

Den større følsomhed er opnået på bekostning af karakteristikkernes linearitet, hvilket medfører forvrængning ved regi-

strering af et pulserende lyssignal. Endvidere medfører den langsomme deionisation, at cellen i modsætning til vakuumcellen bliver frekvensafhængig; den begynder allerede at falde af ved ca. 1000 Hz.

Følsomheden kan også forøges ved udformning af anoden som sekundæremissionsanode og yderligere på samme måde at forøge elektronstrømmen flere gange. Røret er skematisk vist på

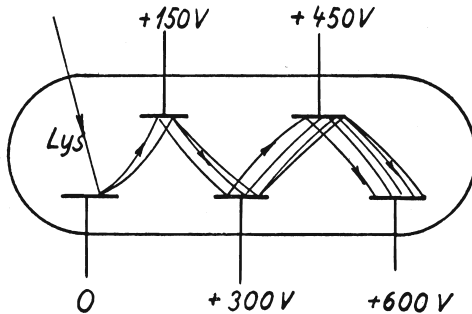


Fig. 9. Fotocelle med sekundæremissionsforstærkning (skematisk).

fig. 9. I virkeligheden kræves der en mere kompliceret elektrodeopbygning til styring af de komplicerede elektronbevægelser.

Følsomheden kan ved anvendelsen af sekundæremissionen andrage 2—3 mA/lm; strømstyrken kan nå ca. 100 μ A.

Fotocellen bruges på talrige måder som »elektrisk øje«. Dens mest udbredte anvendelse er overførelsen af lysvariationer fra tonefilm til indgangsspænding for en forstærker.

Tællere.

Ved hjælp af disse særlige tællerør er man i stand til at registrere og altså tælle elektroner og atomer enkeltvis; det er dog en forudsætning, at de har stor hastighed.

Røret består egentlig blot af en tynd trådformet anode, der er udspændt i en cylindrisk katode. Røret er fyldt med luft; luftarten og trykket fastsættes til hver enkelt opgave, men begge dele kan varieres inden for vide grænser. Hvis røret skal tælle elektroner eller ioner, forsynes det med et vindue af glimmer; der er så tyndt, at partiklerne nogenlunde uhindret kan passere det. Røntgen- og gammastråling kan derimod passere rørets

vægge, og disse strålers virkning i røret består i at frigøre elektroner fra væggene og fra luften i røret.

Partiklerne, der farer gennem røret, ioniserer luften, og idet der er en passende spænding på elektroderne, vil de dannede elektroner og positive ioner opsamles af anode og katode; den derved frembragte strøm måles med en følsom forstærker. Da der til dannelsen af hver enkelt ion medgår næsten den samme energi, ca. 30 volt, er det muligt af strømstødets størrelse at beregne den indfaldende partikels oprindelige energi.

Strømstødene kan forstærkes noget, idet anodespændingen gøres så stor, at de først dannede elektroner får så stor fart i

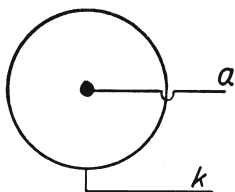


Fig. 10. Tæller.

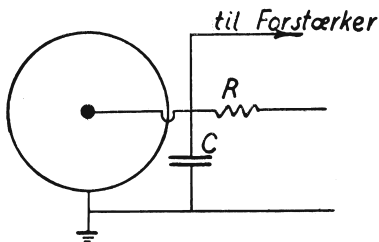


Fig. 11.

det stærke felt omkring anodetråden, at de igen ioniserer luften. Blot anodespændingen ikke er så stor, at den starter en egentlig udladning, vil antallet af nye ionisationer være proportionalt med de primære, og røret vedbliver at være en »proportionaltæller«.

Ved en endnu højere anodespænding giver hver indfaldende partikel anledning til en mindre glimudladning. Denne bringes til ophør efter en vis afladning af kondensatoren C, der repræsenterer elektrodernes egenkapaciteter, og røret kan så først virke igen, når C er ladet op gennem R. Hver partikel giver altså anledning til et ensartet stød, som forstærkes op og tilføres en mekanisk tæller.

Anvendt på denne måde betegnes røret som en Geiger-Müller-tæller, der altså ligefrem registrerer antallet af indfaldende partikler, men ikke deres energi.

Termokors.

Termokorset anvendes til frekvensuafhængig måling af strømstyrker. Røret indeholder simpelthen en varmetråd, der altså er

anbragt i vakuum, og som er i varmekontakt med et termoelement; varmetråd og termoelement kan f. eks. være ført gennem samme glasperle.

Strømmen, der skal måles, sendes gennem varmetråden. Varmedeviklingen er proportional med strømstyrkens kvadrat; tråden holdes på en så lav temperatur, at varmeafgivelsen næsten udelukkende foregår ved ledning gennem trådenes ender; den er derfor proportional med overtemperaturen. Termoelementet er forbundet til et galvanometer, hvis udslag angiver overtemperaturen og dermed strømstyrkens kvadrat.

Anbringelsen i vakuum forhindrer varmeafgivelse gennem luften, således at overtemperaturen og dermed følsomheden stiger. Endvidere skånes tråden på denne måde mod korrosion.

Justeringen kan foretages f. eks. med jævnstrøm. Strømstyrkemålingen er uafhængig af frekvensen, så længe tilledningernes og trådenes egenkapaciteter ikke shunter varmetråden i videre grad. Så vidt muligt holdes disse kapaciteter nede. Målingerne kan blive nøjagtige op til ca. 100 MHz. Ved meget høje frekvenser indføres også fejl på grund af skin-effekt i varmetråden.

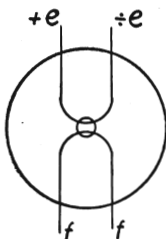


Fig. 12. Termokors.

RØRTABEL

Karakteristiske data.

De vigtigste europæiske rørfabrikker, deriblandt Mullard, Philips og Telefunken, karakteriserer deres rør med det samme system af bogstaver efterfulgt af et tal.

Det første bogstav angiver glødestrøm eller -spænding. I almindelighed forsyner man alle sine rør i et apparat med glødeeffekt fra samme kilde, således at rør til samme glødestrøm forbindes i serie; til samme spænding parallelt. Et bestemt første bogstav angiver rør, der uden videre kan forsynes med glødestrøm sammen.

Det næste bogstav angiver rørets type; dobbeltrør betegnes med begge de tilsvarende bogstaver; f. eks. betyder i UBL 21 : U 100 mA glødestrøm, B en dobbeltdiode og L en udgangspentode.

Liste over betegnelserne.

A 4 Volt	indirekte	A Diode
B 180 mA	indirekte	B Dobeltdiode
C 200 mA	indirekte	C Triode
D 1,4 Volt	direkte	D Udgangstriode
E 6,3 Volt	indirekte	E Tetrode
F 13 Volt	indirekte	F Pentode
G 5 Volt	direkte	H Hexode, Heptode
K 2 Volt	direkte	K Heptode, Oktode
P 300 mA	indirekte	L Udgangspentode
U 100 mA	indirekte	M Magisk øje
		N Thyatron
		P Sekundæremissionsrør
		X Luftfyldt Dobbeltensretter
		Y Enkeltensretter
		Z Dobbeltensretter

Efter bogstavbetegnelserne følger et tocifret tal. Det første ciffer fastlægger en bestemt serie med hensyn til opbygning. Rør med samme serienummer har som regel samme sokkel og er fremkommet i samme tidsrum. F. eks. er rørene UCH 21 og ECH 21 identiske bortset fra glødetrådene.

Det andet ciffer er et nummer, der kan angive forskellige trin i udviklingen af et rør.

Amerikanske radiorør har ikke noget tilsvarende simpelt klassifikationssystem.

Rørtabel.

I den følgende tabel er der anført data for nogle meget anvendte rør. Oplysningerne kan nogenlunde give et indtryk af rørenes ydeevne. Mere udførlige oplysninger om driftsforhold og anvendelsesmuligheder må søges i kataloger.

De anførte anode- og skærmgitterspændinger er ligesom anodetabene almindeligvis maksimalværdier, men rørene kan anvendes med lavere spændinger og tilsvarende lavere data.

I stedet for stejlheden er der for blandingsrør angivet blandingsstejlheden S_c , for rør til lavfrekvensforstærkning er der givet voltforstærkningsfaktoren g .

C-Serien. $J_f = 0,2A$. Opvarmning indirekte.

Rør	Sokkel	Anvendelse	V_f Volt	V_a Volt	$R_{g2} k\Omega$ ell. V_{g2} Volt	$R_k \Omega$ ell. V_{g1} Volt	J_a mA	J_{g2} mA	$S(S_c)$ $\mu A/V$	R_a $k\Omega$	W_0 Watt	W_a Watt	d %	C_{ag1} pF
CBC 1	1	LF-Forst.	13	200	—	12500 Ω	0,39	—	$g = 18$	200	—	1,5	—	1,8
CF 3	2	HF-Selekt.	13	200	100	$\div 3$	8	2,6	1800	—	—	2	—	$< 0,003$
CK 1	3	Blandingsrør	13	200	90	$\div 11$	1,6	2	600	$V_{g2} = 70V$	$V_{g1} = 1,5V$	0,5	—	C_{ag1}
CL 6	4	Klasse A	35	200	27 $k\Omega$	$\div 7$	45	4,5	8000	6	2,6	9	10	$< 0,06$
CBL 31	34	Klasse A	44	200	200	$\div 8,5$	45	6	8000	4,5	4	9	10	$< 0,5$
CL 33	35	Klasse A	33	250	200	$\div 8,5$	45	6	8000	4,5	4	9	10	—
CCH 35	36	Blandingsrør	7	250	100	$\div 2$	3	3	650	—	—	1,2	—	$< 0,003$
		Oscillator	—	250	—	—	3,3	—	—	45	—	1,5	—	1,6

D-Series. $V_f = 1,4$ Volt. Opvarmning direkte.

Rør	Sokkel	Anvendelse	J_f A	V_a Volt	$R_{g2} k\Omega$ ell. V_{g2} Volt	$R_{k2} \Omega$ ell. V_{g1} Volt	J_a mA	J_{g2} mA	S (S c) $\mu A/V$	R_a $k\Omega$	W_o Watt	W_a Watt	d %	C_{ag1} pF
DAC 21	21	LF-Forst.	0,025	120	—	0	0,12	—	$g=25$	500	—	0,1	0,5	1,6
DBC 21	21	LF-Forst.	0,050	120	—	$\div 1$	0,14	—	$g=19,5$	500	—	0,3	0,8	2,6
DF 21	22	HF-Forst.	0,025	120	120 $k\Omega$	0	1,2	0,25	700	—	—	0,2	—	$<0,006$
DF 22	22	LF-Forst.	0,025	120	2000 $k\Omega$	$\div 0,5$	0,15	0,032	$g=85$	500	—	—	0,8	$<0,006$
DF 22	22	HF-Selektode	0,050	120	100 $k\Omega$	$\div 1,5$	1,4	0,3	1100	—	—	0,2	—	$<0,005$
DK 21	23	Blandingsrør	0,050	120	R_{g3-5} $=120 k\Omega$	V_{g4} $=0$	1,5	2,4	500	R_{g2} $=25 k\Omega$	—	0,3	—	C_{ag4} $<0,1$
DL 21	24	Klasse A	0,050	120	120	$\div 5$	5	0,9	1400	22,5	0,26	0,7	10	$<0,5$
DAC 32	42	LF-Forst.	0,050	90	—	0	0,15	—	275	240	—	—	—	1,0
DF 33	43	HF-Selektode	0,050	90	90	0	1,2	0,3	750	—	—	—	—	$<0,007$
DK 32	44	Blandingsrør	0,050	90	V_{g3+5} $=45 V$	V_{g4} $=0$	0,6	J_{g3+5} $=0,7$	250	V_{g2} $=90 V$	—	—	—	C_{ag4} $<0,5$
DL 33	45	Klasse A	0,100 el. 2,8 V 0,050 A	110	110	$\div 6,6$	10	1,4	2200	8	0,4	—	6	—
DL 35	46	Klasse A	0,100	90	90	$\div 7,5$	7,5	1,6	1550	8	0,24	—	10	—
DAF 91	57	HF-Forst.	0,050	67,5	67,5	0	1,6	0,4	625	—	—	—	—	0,2
DF 91	58	LF-Forst.	0,050	90	3000 $k\Omega$	0	—	—	$g=50$	1000	—	—	—	$<0,01$
DF 91	58	HF-Selektode	0,050	90	67,5	0	3,5	1,4	900	—	—	—	—	C_{ag2} $<0,4$
DK 91	59	Blandingsrør	0,050	90	V_{g2+4} $=67,5 V$	V_{g3} $=0$	1,6	J_{g2+4} $=3,2$	300	V_{g1} $=0$	—	—	—	—
DL 92	60	Klasse A	0,100 el. 2,8 V 0,050 A	90	67,5	$\div 7$	7,4	1,4	1580	8	0,27	—	12	—

E-Serie. $V_f = 6,3$ Volt. Opvarmning indirekte.

Rør	Sokkel	Anvendelse	J_f Amp.	V_a Volt	$R_{g2} k\Omega$ ell. V_{g2}	$R_k \Omega$ ell. V_{g1}	J_a mA	J_{g2} mA	$S(S_c)$ $\mu A/V$	R_a $k\Omega$	W_o Watt	W_a Watt	d %	C_{ag1} pF
EBC 3	1	LF-Forst.	0,2	250	—	4000 Ω	0,75	—	$g = 26$	200	—	1,5	—	1,3
EBF 2	5	MF-Selektode	0,2	250	95 $k\Omega$	$\div 2$	5	1,6	1800	—	—	1,5	—	$< 0,002$
ECH 3	6	Blandingsrør	0,2	250	100	$\div 2$	3	3	650	—	—	1,2	—	$< 0,003$
		Oscillator		250	—	$\div 10$	3,3	—	—	45	—	1,5	—	1,4
EF 6	2	HF-Forst.	0,2	250	100	$\div 2$	3	0,8	1800	—	—	1	—	$< 0,003$
EF 9	2	LF-Forst.	0,2	250	400 $k\Omega$	3000 Ω	0,9	0,35	$g = 140$	200	—	—	—	—
		HF-Selektode		250	90 $k\Omega$	$\div 2,5$	6	1,7	2200	—	—	2	—	$< 0,002$
EK 2	7	LF-Forst.	0,2	250	800 $k\Omega$	$\div 2$	0,87	0,26	$g = 106$	200	—	—	—	—
		Blandingsrør		250	$V_{g3+5} = 50$	$V_{g4} = \frac{2}{2}$	1	$J_{g3+5} = 1$	550	$J_{g2} = 2,1$ mA	—	1	—	$C_{ag4} < 0,07$
EL 3	8	Klasse A	0,9	250	250	$\div 6$	36	4	9000	7	4,5	9	10	$< 0,8$
EBC 11	12	LF-Forst.	0,2	250	—	5000 Ω	0,75	—	$g = 18$	200	—	1,5	0,5	—
EBF 11	13	HF-Selektode	0,2	250	85 $k\Omega$	$\div 2$	5	1,8	1800	—	—	1,5	—	$< 0,002$
		LF-Forst.		250	800 $k\Omega$	2000 Ω	0,8	0,24	$g = 98$	200	—	—	—	—
ECH 11	14	Blandingsrør	0,2	250	50 $k\Omega$	$\div 2$	2,3	3	650	—	—	1,8	—	$< 0,001$
		Oscillator		250	—	—	3,4	—	—	30	—	1	—	$< 1,5$
EF 11	15	HF-Selektode	0,2	250	75 $k\Omega$	$\div 2$	6	2	2200	—	—	2	—	—
		LF-Forst.		250	600 $k\Omega$	1500 Ω	1	0,35	$g = 98$	200	—	—	—	$< 0,002$

EF 12	15	HF-Forst.	250	100	÷ 2	3	1	2100	—	—	1,5	—	—	<0,002
EL 11	16	LF-Forst.	250	500 kΩ	1600 Ω	0,9	0,37	g=181	200	—	—	—	0,2	<0,002
EBL 21	29	Klasse A	250	250	÷ 6	36	4	9000	7	4,5	9	10	10	<0,8
		Klasse A	250	250	÷ 5,2	44	6	9500	5,7	4,5	11	7	7	<1,4
		Blandingsrør	250	100	÷ 2	3	6,2	750	—	—	1,5	—	—	<0,002
		Oscillator	250	—	—	4,5	—	—	20	—	0,8	—	—	1,1
ECH 21	30	MF-Forst.	250	90	÷ 2	5,3	3,5	2200	—	—	1,5	—	—	<0,002
		LF-Forst.	250	—	÷ 2	2	—	g=14	100	—	0,8	—	—	1,1
		HF-Selektode	250	90 kΩ	÷ 2,5	6	1,7	2200	—	—	2	—	—	<0,002
EF 22	31	LF-Forst.	250	800 kΩ	1750 Ω	0,87	0,26	g=106	200	—	—	—	2,7	<0,002
EBC 33	37	LF-Forst.	300	—	÷ 3900 Ω	0,83	—	g=24	220	—	1,5	—	4,8	—
EBL 31	38	Klasse A	250	250	÷ 6	36	5	9500	7	4,3	9	10	10	—
		Blandingsrør	250	100	÷ 2	3	3	650	—	—	1,2	—	—	<0,003
ECH 35	36	Oscillator	250	—	—	3,3	—	—	45	—	1,5	—	—	1,6
		HF-Forst.	250	100	÷ 2	3	0,8	1800	—	—	1	—	—	<0,02
EF 36-37	39	LF-Forst.	300	800 kΩ	4000 Ω	0,7	0,25	g=175	300	—	—	—	1,4	<0,02
		HF-Selektode	250	100	÷ 2,5	6	1,7	2200	—	—	2	—	—	<0,003
EF 39	39	LF-Forst.	250	800 kΩ	1750 Ω	0,87	0,26	g=106	200	—	—	—	2,7	<0,003
		Klasse A	250	250	÷ 18	32	5	2800	8	3,6	8	10	10	—
EL 32	40	Klasse A	250	250	÷ 6	36	4	9000	7	4,5	9	10	10	1
EL 33	41	Klasse A	250	250	÷ 2	10	3	6500	—	—	—	—	—	<0,003
EF 50-53	55	HF-Selektode	250	250	÷ 2	14	2,6	9500	—	—	—	—	—	<0,007
EF 51	33	HF-Selektode	250	250	÷ 2	14	2,6	9500	—	—	—	—	—	<0,007
EFF 50-51	56	Hver Pentode	250	200	÷ 2	6	0,8	8000	—	—	—	—	—	<0,04

U-Serie. $J_f = 0,1$ Amp. Oppvarming indirekte.

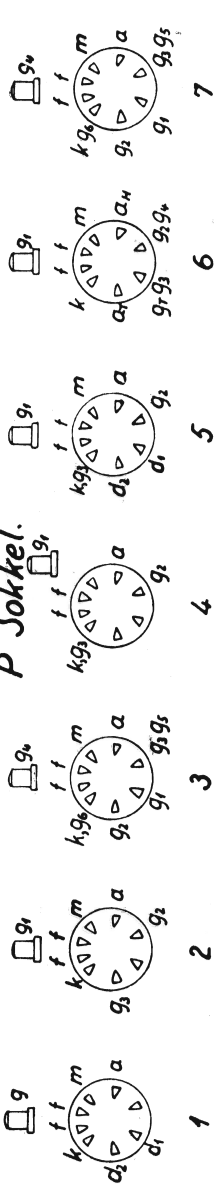
Rør	Sokkel	Anvendelse	V_f Volt	V_a Volt	$R_{g_0, k} \Omega$ ell. V_{g_2} Volt	$R_{k, \Omega}$ ell. V_{g_1}	J_a mA	J_{g_2} mA	$S(S_c)$ $\mu A/V$	R_a k Ω	W_o Watt	W_a Watt	d %	C_{ag_1} pF
UBL 1	25	Klasse A	55	200	200	$\div 11,5$	55	7	8500	3,5	5,2	11	10	$< 0,8$
UCH 4	26	Blandingsrør		200	100	$\div 2$	3,0	6,5	750	—	—	1,5	—	$< 0,002$
		Oscillator	20	200	—	—	4,1	—	—	20	—	0,5	—	2,1
		MF-Forst.		200	94	$\div 2$	5,2	3,5	2200	—	—	1,5	—	$< 0,002$
		LF-Forst.		200	—	$\div 2$	1,5	—	$g=10,5$	100	—	—	2,8	2,1
UF 9	27	HF-Selektode		200	60 k Ω	$\div 2,5$	6	1,7	2200	—	—	2	—	$< 0,002$
		LF-Forst.	12,6	200	800 k Ω	2500 Ω	0,65	0,17	$g=88$	200	—	—	2,0	—
UBF 11	13	MF-Selektode		200	70 k Ω	$\div 2$	5	1,7	1800	—	—	1,5	—	$< 0,002$
		LF-Forst.	20	200	700 k Ω	2400 Ω	0,66	0,24	$g=82$	200	—	—	—	—
UCH 11	14	Blandingsrør		200	40 k Ω	$\div 2$	2,5	3	750	—	—	1,5	—	$< 0,001$
		Oscillator	20	200	—	$\div 8$	2,8	—	—	30	—	1	—	1,5
UCL 11	17	Triode		200	—	$\div 2$	2	—	2100	—	—	0,6	—	1,4
		Klasse A	60	200	200	$\div 8,5$	45	6	9000	4,5	4	9	10	$< 0,9$
UBL 21	29	Klasse A	55	180	180	$\div 10$	61	10	9000	3	4,8	11	10	$< 1,2$

UCH 21	30	Blandingsrør Oscillator MF-Forst. LF-Forst.	200	100	÷ 2	3,5	6,5	750	—	—	1,5	—	< 0,002
			200	—	—	4,1	—	—	20	—	0,5	—	1,1
			200	94	÷ 2	5,2	3,5	2200	—	—	1,5	—	< 0,002
			200	—	÷ 2	1,5	—	$g=10,5$	100	—	—	2,8	1,1
UF 21	31	HF-Selektode LF-Forst.	200	60 $k\Omega$	÷ 2,5	6	1,7	2200	—	—	2	—	< 0,002
			200	800 $k\Omega$	2500 Ω	0,65	0,17	$g=88$	200	—	—	2	—
UAF 42	49	HF-Forst. LF-Forst.	200	44 $k\Omega$	÷ 2,4	6	—	1900	—	—	—	—	—
			170	730 $k\Omega$	÷ 2	0,6	0,18	$g=78$	200	—	—	—	—
UBC 41	50	LF-Forst.	170	—	÷ 3	1,5	—	1650	$R_i=42$	—	—	—	—
UCH 42	51	Blandingsrør Oscillator	170	70	÷ 1,8	2,1	2,6	670	—	—	—	—	—
			170	—	—	5,7	—	—	10	—	—	—	—
UF 41	52	HF-Selektode LF-Forst.	200	40 $k\Omega$	÷ 3	7,2	2,1	2300	—	—	2	—	< 0,002
			170	730 $k\Omega$	÷ 2	0,62	0,2	$g=84$	200	—	—	—	—
UL 41	53	Klasse A	165	165	÷ 9,5	54,5	9,0	9500	3	4,2	9	10	< 1

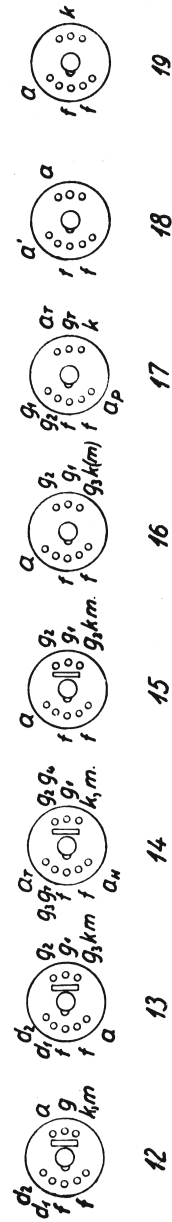
Ensretterør.

A	Sok- kel	Op- varm- ning	V_f Volt	J_f Amp.	V_a Volt	J_a mA	Maks. Kapacitet i Filter μF	Min. Modstand i Anode- kreds Ω
AZ 1	9	d	4,0	1,1	2×500 2×300	60 100	60	—
AZ 4	9	d	4,0	2,2	2×500 2×300	120 200	60	—
AZ 11	18	d	4,0	1,1	2×500 2×300	60 100	60	—
AZ 12	18	d	4,0	2,2	2×500 2×300	120 200	60	—
CY 1	10	i	20	0,2	250	80	60	175
CY 2	11	i	30	0,2	250	120	60	175
CY 31	47	i	20	0,2	250	120	32	125
EZ 2	9	i	6,3	0,4	2×300	60	32	600
EZ 4	9	i	6,3	0,9	2×400 2×300	175	16 32	300 200
EZ 35	48	i	6,3	0,6	2×325	70	16	350
EY 91	61	i	6,3	0,42	250	75	32	100
UY 1 (N)	28	i	50	0,1	250	140	60	175
UY 11	19	i	50	0,1	250	125	60	175
UY 21	32	i	50	0,1	250	140	60	175
UY 41	54	i	31	0,1	250	90	50	160

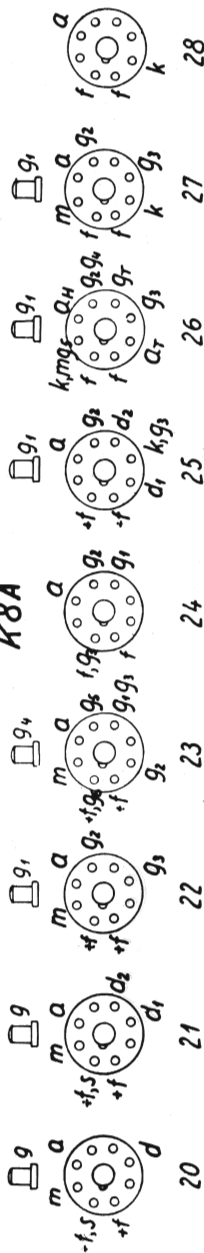
P Sokkel.



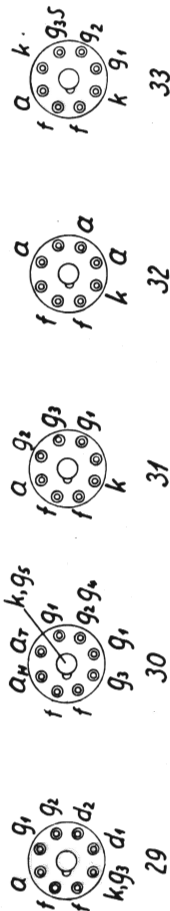
Y8A (Staalrørsokkel.)



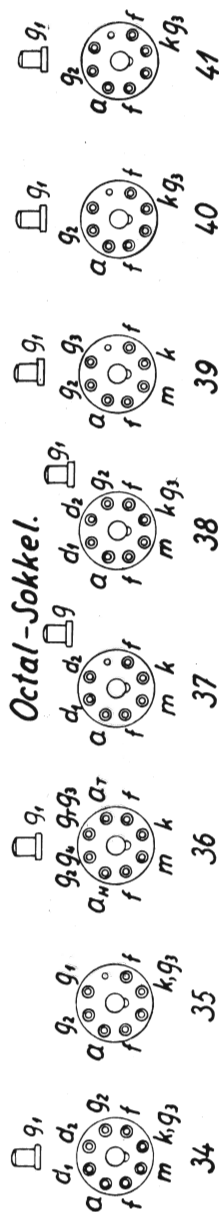
K8A

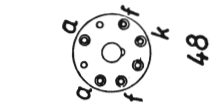


W8A (Loctal-Sokkel)



Octal-Sokkel.

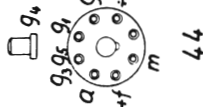




42



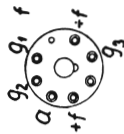
43



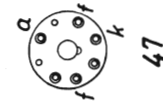
44



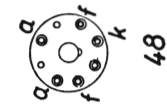
46



45

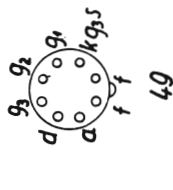


47

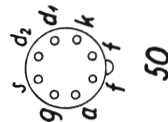


48

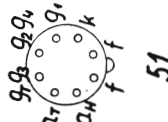
Rimlock.



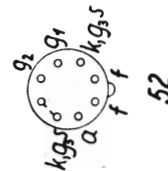
49



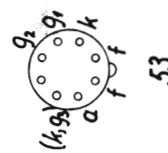
50



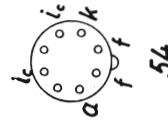
51



52

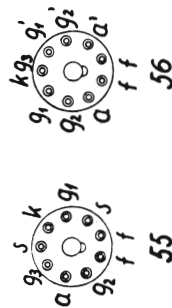


53

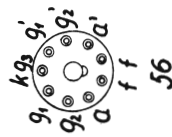


54

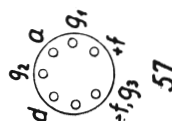
T9A



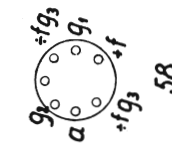
55



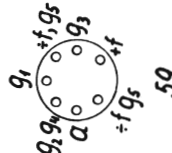
56



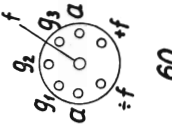
57



58



59



60

B7G