

60 60

HISTORIK

Det är ej så lång tid som förflutit sedan det ansågs som en upplevelse att färdas med tåg eller bil. Inte heller är det länge sedan telefonen eller elektriciteten över huvud taget var märkvärdigheter, omgivna med en viss gåtfullhet. Man har emellertid funnit förklaringar till allt detta, och det hela har gått in i allmänna medvetandet som något helt naturligt.

Likadant är det med radion. Dess stora mystik har försvunnit, och mänskligheten har accepterat den som en alldaglig företeelse, såsom ett samfärdsmedel, en förströelse och en kulturfaktor. Den tekniska sidan av saken bjuder på många och intressanta detaljer och de fenomen, som det hela grundar sig på, tillhör ett område, som vetenskapen noga studerat, men som knappast kan sägas vara fullständigt genomforskat.

Radion har icke någon lång historia bakom sig, men en rad äldre forskare, som vi känner från elektricitetens barndom har vid olika tillfällen omedvetet bidragit till radions utveckling.

Det berättas, att *Galvani*¹ så tidigt som år 1789 var sysselsatt med att frambringa gnistor med sin elektricitetsmaskin, under det att hans hustru på något avstånd därifrån preparerade de fina nerverna hos ett grodlår. Hon märkte då till sin stora förvåning en ryckning i grodlåret varje gång en gnista hoppade över i maskinen och hon samtidigt med kniven berörde nerven. Här skedde tydligen en

¹ Uttalas: galva'ni

trådlös överföring, men man försökte då förklara fenomenet med närvaron av hemlighetsfulla animaliska krafter.

År 1840 uttalade den amerikanske fysikern *Josef Henry*², att de elektriska gnisturladdningarna t.ex. från leydnerflaskor voro oscillatoriska, dvs. den elektriska laddningen pendlade mellan beläggen så länge gnistan varade. Förut hade man ansett att en urladdning av detta slag endast var en enkel överföring av elektricitet från en kropp till en annan.

Oberoende av Henry bevisade engelsmannen *W Thomson* (sedermera Lord Kelvin³) år 1853 på rent matematisk väg, att en dylik urladdning under vissa betingelser ger upphov till ett svängningsförlopp, som försiggår med en mycket stor hastighet, vilken ögat icke förmår uppfatta. Kort därefter lyckades *Fedderson* experimentellt bevisa samma sak med hjälp av en hastigt roterande spegel.

√ Maxwells teori

Ännu var det långt kvar innan man kunde tänka sig någon verklig trådlös överföring, men år 1867 togs ett stort steg framåt. Engelsmannen *Clerk Maxwell*⁴ framlade då en rad teoretiska betraktelser om sambandet mellan elektricitet och magnetism. Delvis på grundval av *Faradays*⁵ undersökningar visade Maxwell matematiskt, att från en elektrisk gnista utgår krafter, som i form av vågrörelser utbreder sig åt alla håll med ljusets hastighet. Som medium, i vilket dessa vågor utbreder sig, antog han ett lättrorligt ämne *etern*, som man även använde för att förklara ljusets natur. Han drog dessutom den slutsatsen, att *ljuset* självt var en *elektromagnetisk företeelse*.

Man måste beundra Maxwell, som var i stånd att beskriva och matematiskt fastställa lagarna för de elektromagnetiska vågorna, utan att veta, hur man skulle åstadkomma och taga vara på dem. Maxwells ekvationer bildar ännu idag den grund, på vilken vetandet om de elektromagnetiska vågorna vilar.

Även *Edison* har varit med på detta område. År 1875 observerade

² Uttalas: he'nri

³ Uttalas: ke'lvin

⁴ Uttalas: kla'k mä'cksoell

⁵ Uttalas: fi'r'rädi

han, att man kunde ta gnistor från metalldelar, som helt fristående var placerade i närheten av elektriska urladdningar. Uppfinnaren av kolkornsmikrofonen *Hughes*⁶ sysslade år 1879 med gnisturladdningar och konstaterade då, att mikrofonen var känslig för dessa. Till och med på 400 meters avstånd kunde han höra ett svagt brus i hörtelefonen om denna var sammankopplad med mikrofonen. Hughes hade i verkligheten åstadkommit en trådlös överföring med sändare och mottagare, ehuru han icke då var medveten om det.

⚡ Hertz' experiment

Det dunkel, som trots allt vilade över den bländande gnistan, lyckades den tyske fysikern *Heinrich Hertz* skingra först 20 år efter Maxwells profetior. Under åren 1886-1888 gjorde Hertz en rad grundläggande försök, som blev utgångspunkt för den oerhörda utveckling, som sedan följde. Han använde för sina försök en sändare bestående av två kulor, mellan vilka den elektriska gnistan från en gnistinduktor frambragtes. För att förbättra effektiviteten var kulorna förbundna med ett par stora metallplattor. Som mottagare användes en trådning med två metallkulor, mellan vilka fanns ett luftgap på någon tiondels millimeter. Trådningen kallade Hertz *resonator*⁷ och då sändaren arbetade erhöles små gnistor mellan mottagarens kulor.

Medelst stora metallplåtar kunde reflexion av vågorna åstadkommas, och genom andra försök visade det sig, att vågorna kunde brytas och i övrigt behandlas som ljusvågor. Även våglängden kunde mätas. Den var i början några meter; sedermera kom man ned till några decimeter.

⚡ Kohären

Med stor möda kunde man i Hertz' resonator uppfatta de nästan mikroskopiska gnistorna. En betydligt känsligare anordning

⁶ Uttalas: hjös, med tonande s-ljud

⁷ Uttalas: resona'tor

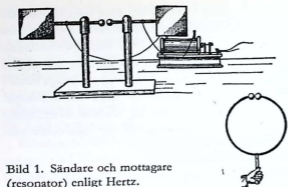


Bild 1. Sändare och mottagare (resonator) enligt Hertz.

infördes 1892 av fransmannen *Branly*⁸. Det var *kohären* (av latinska ordet *cohaere* = sammanhänga), som består av ett glaströr fyllt med metallfilspån mellan ett par elektroder. Pulvret bildar för likström ett mycket stort motstånd, men när de elektromagnetiska vågorna påverka anordningen, blir den svagt ledande. Man har antagit att vågorna åstadkommer gnistbildning, som sammansvetsar metallkornen, varför man med en särskild apparat åter får omskaka pulvret för att få det tillbaka i oledande tillstånd. Kohären blev sedan under många år det enda användbara instrumentet för att påvisa de elektromagnetiska vågorna.

Innan *Branly* uppfann kohären var *Sir Oliver Lodge*⁹ sysselsatt med experiment med en liknande anordning, som egentligen gav kohären dess namn. Det hela bestod av en nål eller en spiralfjäder, som lätt vilade mot en aluminiumplatta, och anordningen var ganska känslig men svår att manipulera. Denna detektor (= upptäckare) fick föga användning i denna form, men långt senare blev den av mycket stor betydelse, sedan aluminiumplattan utbyts mot en kristall av blyglans, karborundum eller pyrit. Denna s. k. kristalldetektor infördes omkring år 1906 av *F Braun* och *G J Pickard*¹⁰.

⁸ Uttalas: brangli'

⁹ Uttalas: lädsj, med tonande sj-ljud

¹⁰ Uttalas: pika'r

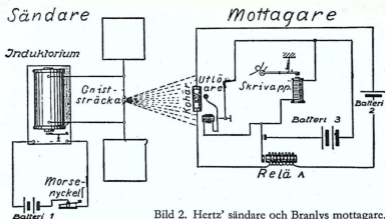


Bild 2. Hertz' sändare och Branlys mottagare.

Marconis försök

Det är fel att betrakta Marconi som uppfinnare av den trådlösa telegraf, men det var han som först gjorde anordningen praktiskt användbar och förde den ett jättesteg framåt.

Den ryske amiralen *Popoff* var den förste, som använde sig av kohärern för mottagning, och han kom även underfund med att mottagarens känslighet avsevärt ökades om en lång tråd, i detta fall en åskledare, tillkopplades. *Popoff* kunde genom en morse-skrivapparat registrera alla blixtnedslag, som förekom på en omkrets av flera kilometer.

Vid universitetet i Bologna bevistade den italienske ingenjören *Guglielmo Marconi* föreläsningarna om den elektriska strålningen och hos honom upptändes då ett levande intresse för egna experiment. Marconi tog sändaren från Hertz, kohärern från Branly och luftledaren från *Popoff* samt förenade dessa delar till en fullständig gnisttelegraf. Då den unge italienaren behövde stora resurser för att prova sitt system, vände han sig till den engelska telegrafförvaltningen, som då var sysselsatt med att ordna förbindelse mellan fryskeppen och fastlandet. Marconi lyckades påvisa fördelarna hos sitt system och fick tillfälle att visa vad den trådlösa kunde duga till.

Den 10 maj 1897 utfördes de första försöken i närheten av

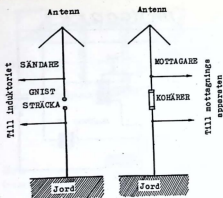


Bild 3. Marconis första sändare och mottagare med antenn och jord.

Cardiff. Den tyske professorn *Slaby*¹¹ deltog även i försöken och lämnar bl. a. följande skildring därav:

”På de tjugo meter höga klipporna vid Lavernock Point hade man upprest en 30 meter hög mast, stagad med wire. Från mastspetsen hängde en isolerad koppartråd till mastfoten, där den anslöts till ena polen av mottagaren. Den andra polen var förbunden med havsvattnet genom en lång ledning, som lades utefter klipporna. Mitt i Bristolkanalen ligger den lilla ön Flatholm, 5 kilometer från Lavernock Point, på vars höga klippor ett fyr torn är beläget. Där var platsen för sändaren. I ett litet träskjul stod sändareapparaten med ett förhållandevis litet gnistinduktorium matad från en åttacellig ackumulator. Vid det första försöket lyckades man inte erhålla de överenskomna tecknen. Man tillskrev järnstagen orsaken till detta. Nästa dag höjde man masten ytterligare 20 meter och placerade mottagaren vid sidan av masten. Nu uppfattades tecken om än något ottydliga. Den 14 maj erhöles mycket god förbindelse, sedan man placerat mottagaren vid havsstranden och på så sätt ökat effektiva mastehöjden till nästan det dubbla. Det är för mig ett oförgätligt minne, skriver Slaby, då vi till skydd mot den starka blåsten trängde ihop oss i det lilla träskjulet och med ögon och öron på högsta spänn inriktade på mottagningsapparaten, sedan den överenskomna flaggsignalen

¹¹ Uttalas: sla'bi

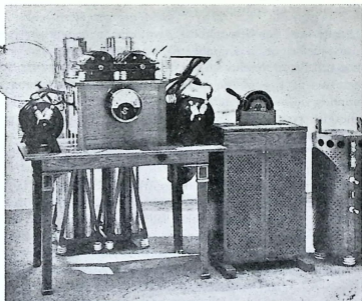


Bild 4. 20 kW gnistsändare med fyra fasta våglängder.

hissats, plötsligt varseblev tickandet av de första tecknen på morse-skrivapparaten. Det var tecknet v, som enligt överenskommelse utsändes.

Sedan jag återkommit till Tyskland satte jag igång med mina egna försök med användande av Marconis antenn.”

Sedan följde nyheterna slag i slag. Antennens avstämning infördes 1897, och genom att Slaby och hans assistent *Georg von Arco* införde växelströmsmaskinen i stället för ackumulatorn kunde effekten avsevärt ökas. Betydelsen av avstämda kretsar, speciellt en mellankrets, insågs 1898 av *F Braun* i Tyskland.

Under kriget i Sydafrika var slutligen 32 av engelska flottans fartyg utrustade med Marconis installationer. År 1900 byggdes storstationen i Poldhu och den 12 december 1901 inträffade det historiska ögonblicket, då de trådlösa signalerna över Atlanten nådde New Foundland, där Marconis apparater inregistrerade bokstaven s.

κ Sändning med odämpade vågor

Hittills hade för den trådlösa överföringen endast använts s. k. dämpade vågor. Svängningarna, som alstras av gnistsystemen, börja med stor amplitud, som sedan hastigt minskas. Därpå följer en paus på någon tusendels sekund, varefter en ny gnista ger upphov till nya svängningar. Mottagaren erhåller i ett sådant fall energien ryckvis och överföringen blir ej den bästa. Bättre ekonomi med energien får man om en kontinuerlig våg kan utsändas och den trådlösa tekniken inriktade sig därför ganska snart på detta problem.

Genom Marconis roterande gnistgap och tysken *Max Wien's* gniststräcka med släckta gnistor kunde en avsevärd förbättring erhållas. I slutet av 1800-talet hade man funnit att en ljusbåge kunde åstadkomma tonfrekventa svängningar¹² ("den sjungande ljusbågen") och det tillkommer dansken *Valdemar Poulsen* äran att ha gjort ljusbågen användbar för alstrande av svängningar med högre periodtal, lämpade för radioöverföring. Verkningsgraden hos sändaren kunde hållas ända upp mot 70% och småningom byggdes stationer med inmot 1 000 kilowatts effekt bl. a. i Lyon, Bordeaux, Saloniki, Annapolis, Honolulu och Königswusterhausen.

Man inriktade sig även på att bygga roterande maskiner för dessa höga periodtal (100 000 perioder per sekund, motsvarande 3 000 m våglängd), som då ansågs vara lämpligast för stora avstånd. Den som lyckades lösa problemet på ett genialiskt sätt var svensken *E F Alexandersson*, som år 1906 i Amerika byggde en maskin på 2,5 kilowatt. Stationer enligt denna princip på 200 kilowatts effekt byggdes sedan bl. a. i New Brunswick och Rocky Point i Amerika och i Grimeton i Sverige. Denna senare station ombesörjde i bortåt 20 år snart sagt hela den svenska radiotelegramtrafiken på Amerika.

I Frankrike konstruerades sedan liknande sändare, exempelvis storstationen St. Assise, och i Tyskland gjorde år 1911 *R Goldschmidt* en högfrekvensmaskin med långsamtgående rotor. Detta system utträngdes sedan av Telefunkensystemet (von Arco), som

¹² D vs. svängningar av hörbar frekvens

arbetar med frekvensför-dubbling i flera steg. Storstationen i Nauen var byggd enligt detta system med en effekt av 600 kilowatt.

Alla dessa tekniska mästerverk tillhör trots sin ringa ålder numera historien och efter år 1925 har uteslutande byggts sändarstationer med elektronrör som svängningsalstrare.

Mottagareteknikens utveckling

Samtidigt med förbättringen av sändarna gjordes även stora framsteg på mottagareteknikens område. Kohärern avlöstes 1902 av den elektrolytiska cellen och Marconis magnetiska detektor. Tre år senare infördes "tikkern", för mottagning av kontinuerliga vågor i samband med kristalldetektor, av Poulsen, och Telefunksens variant av denna användes mycket under början av världskriget av tyska marinen. Överlagringsmottagaren tillkom ungefär samtidigt. Förstärkning av signalerna användes först år 1910 av engelsmannen *S G Brown*¹³, som bl.a. konstruerade ett sorts relä med mekaniskt hopkopplade telefoner och mikrofoner.

Den verkligt stora och hastiga utvecklingen kom i samband med världskriget 1914. Då utvecklades framför allt elektronrören på vilka den nuvarande radiotekniken nästan helt och hållet baserar sig. Deras historia återkommer vi till senare. Efter första världskrigets slut hade man sedan tillfälle att sammanställa de resultat, som de olika ländernas teknici, i djupaste hemlighet, kommit till var på sitt håll, och därför var det som radions historia under 1920-talet kom in i ett skede, under vilket utvecklingen sedan mera lugnt gått framåt, om man nu kan tala om någon lugn utveckling på detta område.

VÅGRÖRELSE

Vad som utmärker en våg- eller svängningsrörelse

En vågrörelse eller svängningsrörelse i ett medium, vilket som helst, utmärker sig bl.a. därav att mediets partiklar är i en rörelse, som fortplantar sig i olika riktningar, utan att partiklarna själva

¹³ Uttalas: braon

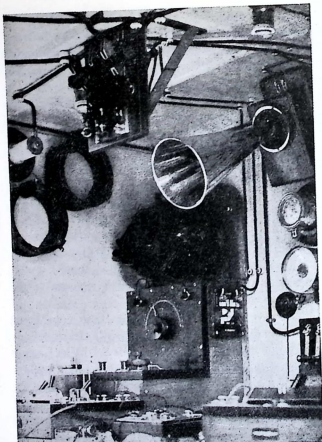


Bild 5. Kompletta kristallmottagare med tikker på ett krigsfartyg vid tiden före världskriget 1914.

nämnvärt förflytta sig längs fortplantningsriktningen. En hel rad företeelser i naturen är typiska vågrörelser, och som exempel kan nämnas vattenvågor, ljud, värme, ljus och radiovågor. De två förstnämnda är lättast att tänka sig som konkreta exempel, medan de tre senare till sin natur är mera svåråtkomliga för direkt studium fastän deras verkningar väl kan konstateras.

Ett typiskt exempel på hur en vågrörelse uppkommer har vi när en sten faller mot en vattenyta. De vattenpartiklar, som omedel-

bart sättes i rörelse, drar med sig andra, som befinner sig bredvid, och runt om stenen utbreder sig vågorna likformigt åt alla håll. Vågens form beror av olika tillstånd hos vattnet, som i ett visst ögonblick kan tänkas sammanpressat eller uttänjt. Där vattnet sammanpressas uppstår ett vågberg, och där uttänjande krafter är i verksamhet fås en vågdal. Vattenytans utseende i genomskärning kan i ett visst ögonblick representeras av en våglinje, en *sinuslinje*.

En dylik våg har vissa egenskaper, som vi sedan skall se är utmärkande för nästan alla slag av vågrörelser.

Vågen vandrar framåt, men *vattnet självt vandrar icke framåt* utan rör sig i ett vertikalplan i cirkulära eller elliptiska banor. För varje hel våg som passerat, har varje vattenpartikel genomlöpt en fullständig rörelsecykel och intagit sitt utgångsläge.

Energien vandrar däremot framåt. Den bildas i vattnet vid stenens fall mot ytan och föres till stranden av vågorna. På vägen går en del förlorad genom inre friktion i vattnet, vilket gör att vågornas storlek småningom minskas. Vågen dämpas.

Hastigheten varierar föga under vägen. Den beror i första hand på vattendjupet och i djupt vatten på ytspänningen och tätheten hos vattnet samt i någon mån på vågornas längd.

Varje typ av vågrörelse definieras av fyra storheter, nämligen *fortplantningshastighet*, *frekvens*, *våglängd* och *amplitud*.

Fortplantningshastigheten är den hastighet, varmed vågen eller energien hos vågen fortplantar sig. Hastigheten betecknas vanligen med bokstaven v .

Frekvensen är det antal hela vågor (= en vågdal och ett vågberg), som passerar en viss punkt på en viss tidsenhet, vanligen en sekund. Frekvensen betecknas med bokstaven f . Enheten perioder per sekund kallas numera *hertz* (Hz). Vid högre frekvenser använder man ofta *kilohertz* (kHz) eller *megahertz* (MHz). 1 kHz = 1 000 Hz och 1 MHz = 1 000 kHz.

Våglängden är avståndet mellan två punkter i vågrörelsen med för tillfället samma rörelsetillstånd, t. ex. avståndet mellan två vågtoppar. Våglängden betecknas med bokstaven λ (lambda).

Amplituden är den största avvikelse, som en partikel gör från viloläget, eller avståndet BP eller DQ i bild 6.

Till dessa definitioner kan fogas ännu en, nämligen *svängningstiden*

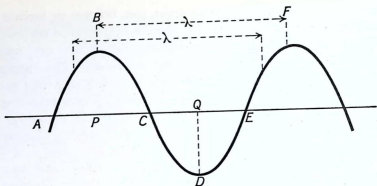


Bild 9. Grafisk framställning av en vågrörelse.

T , vilken är den tid, som det tar för energien att vandra framåt en våglängd.

Med en *period* menar man en fullständig våg eller svängning enligt kurvan ABCDE. Perioden består av en positiv och en negativ halvperiod.

Mellan dessa olika kvantiteter finns vissa bestämda matematiska relationer eller samband.

Svängningstiden och frekvensen sammanhänger enligt formeln

$$T = \frac{1}{f}$$

Frekvensen anger antalet vågor per sekund och våglängden avståndet mellan dem. Alltså måste produkten av dessa storheter ange den hastighet, med vilken vågen fortplantar sig eller i matematisk form

$$f \cdot \lambda = v$$

Denna enkla formel säger alltså att en lång våg har lägre frekvens än en annan våg av samma slag med kortare våglängd. Detta gäller likaväl för en ljudvåg som för en radiovåg. En ljudvåg med exempelvis en meters längd har en frekvens på 340 Hz. Är ljudvågen endast tiondelen så lång eller en decimeter är frekvensen 3 400 Hz eller tio gånger så stor. Samma sak gäller radiovågor.

De långa vågorna t.ex. omkring 1 000 meters längd har frekvenser av storleksordningen ca tre hundra kHz, medan ultrakortvågen vid omkring tre meters längd har en frekvens som ligger så högt som hundra millioner svängningar per sekund (100 MHz).

Bland vågrörelser kan vi skilja mellan två olika slag: *longitudinella* och *transversella*. De förstnämnda utmärker sig av att mediets partiklar rör sig fram och tillbaka i samma riktning, som vågorna fortplantar sig. Hos de senare däremot rör sig partiklarna i ett plan, som är vinkelrätt mot fortplantningsriktningen. Hit hör ljus- och radiovågor.

Ljudvågor

När en klocka ringer, vibrerar den på ett sätt, som bestämmas av dess massa, dess form och dess material. Den skjuter omväxlande fram och drar tillbaka de luftpartiklar, som befinner sig närmast. Dessa luftpartiklar vidarebefordrar sin rörelse till de därpå närmast liggande o.s.v. Rörelsen fortplantar sig på så sätt vidare åt alla håll och det hela resulterar i en vågrörelse. Ljudet är en typisk longitudinell vågrörelse.

En transversell våg har en vattenvågs form och kan därför lättare ritas upp. Vid en longitudinell våg däremot måste vågen i ett visst ögonblick representeras genom att, som i detta fall när det är fråga om vågor i luften, trycket i olika punkter avsättes längs den vertikala axeln i ett diagram. Förtätning avsättes positivt och förtunning negativt.

För det mänskliga örat ger sig en ljudvåg till känna som en ton. Fördubblas frekvensen får man en ton liggande en oktav högre. Alla toner kan inte uppfattas av örat. Lägsta gränsen för en hörbar ton ligger i närheten av 16 perioder per sekund. Under denna gräns förlorar ljudet sin karaktär av ton på samma sätt, som det kontinuerliga intrycket hos en kinofilm förloras, när den framdrives för långsamt. Övre gränsen varierar mellan 15 000 och 20 000 Hz, bl. a. beroende på vederbörandes ålder. Vissa äldre personer kan ej höra högre toner än 3 000 Hz och detsamma är förhållandet med dem, som ofta är utsatta för kraftiga ljud såsom spräng- eller kanonskott.

En orgel har ett tonomfång som ligger mellan ungefär 16 och 8 000 Hz, medan den mänskliga rösten sträcker sig från 60 till ca 3 000.

De toner, som åstadkommes av människans röstorgan eller av olika instrument, är inte vad vi kan kalla rena toner med så utpräglad sinusform som bild 6 visar. I stället är kurvan till sin form betydligt oregelbunden och "bucklig" och den övre och nedre halvperioden är inte heller inom sig symmetriska, även om de jämfört med varandra är lika. Denna oregelbundenhet är det som ger rösten dess speciella ljud, som inte har något direkt med tonhöjden att göra. Likaså gör ljudkurvans form att vi kan skilja två instrument från varandra trots att de frambringar samma ton. Det kan matematiskt visas att en periodisk kurva kan anses sammansatt av en hel rad sinusformade kurvor med kortare våglängd, och på samma sätt kan man anse att en oregelbunden ljudkurva med en viss frekvens är sammansatt av flera ljudkurvor med sinusform. Grundkurvan eller *grundtonen* är den viktigaste och sedan kommer ljudkurvor med dubbla, tredubbla, fyrdubbla o.s.v. grundtonens frekvens. Alla ha ren sinusform. Dessa s. k. övertoner (andra, tredje, fjärde o.s.v. övertonen eller helt enkelt andra, tredje . . . *tonen*). De viktigaste är andra och tredje tonen. Det kan i vissa fall hända att någon av övertonerna är starkare än grundtonen.

Vad som gör att en ton får en viss karaktär eller klangfärg är alltså övertonshalten. Det är sålunda i övertonerna skillnaden ligger mellan samma ton från t.ex. en fiol och en flöjt. I vanlig musik får man räkna med att övertonerna sträcker sig upp till minst 12 000 à 15 000 Hz.

En åskådlig bild av människoröstens och olika instruments tonomfång återfinnes i bild 7. Det är att märka, att det i figuren endast är fråga om grundtonen. Varje instrument har dessutom sin speciella övertonshalt.

Örat har inte samma känslighet för alla frekvenser. I bild 8 återfinnes ett diagram över örats känslighet i detta hänseende. Här ser man, att örat är känsligast och även mest tolerant för starka ljud inom ett område i närheten av 1 000 Hz. Kurvorna AB visar detta. Läget av punkterna A och B är något beroende på individen och de i bilden angivna punkterna representerar medelvärden,

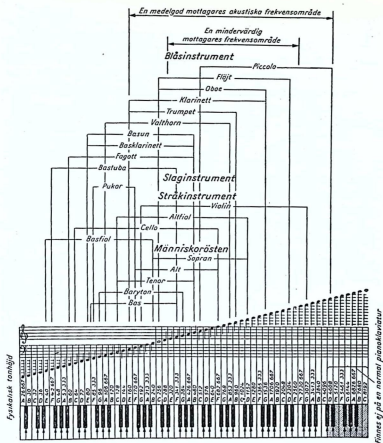


Bild 7. De vanligaste musikinstrumentens och människoröstens frekvensområde.

vilket markeras av att kurvorna delvis är streckade. Av diagrammet framgår även att effekten av det starkaste ljud örat kan uthärda vid ca 1 000 Hz är i runt tal 10^{13} gånger så stor som effekten hos ett ljud, som nätt och jämnt kan uppfattas. Man förstår härav vad som egentligen borde fordras av en högtalare i fråga om effektomfång. Den skall kunna återge den svagaste viskning och samtidigt vara i stånd att ersätta en hel orkester.

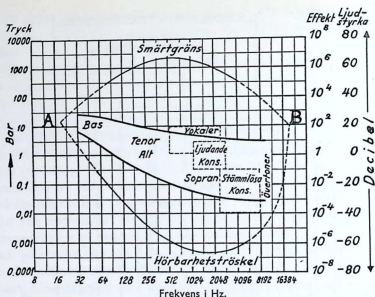


Bild 8. Örats känslighet för olika frekvenser samt människoröstens omfång i frekvens och styrka.

I samma bild ingår ett par kurvor, vilka anger den mänskliga röstens omfång både i fråga om styrka och frekvens. Enligt bilden kan tal förstäligt uppfattas om man har ett frekvensområde från ca 500 till knappa 3 000 Hz till förfogande i återgivningen. Om återgivningen mot de höga frekvenserna försämras blir det konsonanterna som blir lidande. Det läspande ljud, som ofta finns i radiomottagare när man ställt in på s.k. mörkt ljud, beror alltså på att apparaten då inte med rätt styrka återger frekvenser över omkring 2 000 Hz. De flesta störningarna och bruset i mottagaren ligger oftast på relativt höga frekvenser, exempelvis över ett par tusen Hz. Det är därför lyssnaren ofta frestas att skära bort de för god återgivning så viktiga höga frekvenserna i återgivningen.

Av bilden framgår även att örat vid vad vi kan kalla normal ljudstyrka reagerar lika för alla frekvenser. Punkterna A och B ligger ju ungefär lika högt. Vid lägre ljudstyrka däremot blir de allra högsta och framför allt de låga tonerna under ca 250 Hz sämre tillgodosedda, och örat har alltså inte så lätt att uppfatta

basen och övertonerna vid låg ljudstyrka. Det hela låter mer slätstruket och intetsägande än vid kraftigare ljudnivå. Vid en genomsnittlig ljudstyrka, som är större än den normala och mest behagliga, blir förhållandet det motsatta. Musiken förlänas en onaturlig klang och den mullrande basen är för märkbar. Vid återgivning av ljud i radiomottagare tar man ofta hänsyn till ovanstående, och i bättre mottagare förekommer ofta en motsvarande korrektion av återgivningen av olika toner vid olika styrka, s.k. fysiologisk ljudstyrkereglering.

När man vill jämföra två storheter – det kan t.ex. gälla ljudstyrka, ljudtryck, spänning eller ström – använder man ofta en enhet som benämnes *decibel*¹⁴ (dB). Denna enhet är logaritmisk, vilket är fördelaktigt bl.a. därför att ögat i stort sett reagerar logaritmiskt för ändringar i ljudstyrka. Detta innebär, att en ändring av ljudtrycket i t.ex. förhållandet 1 : 10, 10 : 100 och 100 : 1 000 av örat uppfattas som tre lika stora steg. Uttryckta i dB ger de tre intervallen samma värde, nämligen 20 dB. Den minsta ändring i ljudstyrka som örat kan uppfatta är ca 1 dB.

För den som inte lärt känna logaritmer i matematiken kanske detta och i viss mån det följande kan vara svårt att fatta. För att göra de kommande beräkningarna kan den i logaritmräkning mindre bevandrade emellertid använda kurvbladet bild 9 och vi skall senare ge några exempel på dess användning. Radiokursens första del kommer överhuvud att innehålla mycket räkningar. Dessa har emellertid gjorts så praktiskt värdefulla som möjligt och i många fall kan räkningarna göras direkt efter kurvor eller nomogram, varför den i matematik mindre kunnige inte behöver känna sig helt ur stånd att lösa uppgifterna. Även om den som har gedigna förkunskaper får mest glädje av radiokursens första del så finns dock intet som hindrar de med mindre kunskaper att konstatera resultat och slutsatser av räkningarna.

Vi återgår nu till vår logaritmiska enhet dB, som är bra att kunna ta till när det bär iväg långt uppåt eller långt nedåt i talvärden. Kurvorna i bild 8 omfattar ju värden på effekten som är såväl en miljon gånger så stora som en miljon gånger mindre än den normala.

¹⁴ Uttalas: dessibe'll

Det bör observeras, att enheten dB är en relativ enhet, som alltså ger upplysning om förhållandet mellan två storheter, t.ex. mellan två effekter. Man kan även säga att antalet dB anger en viss "nivå" i förhållande till en annan, vilken senare kan betraktas som nollnivå. Vilken effekt, spänning eller ström som helst kan väljas som motsvarighet till noll dB. Enheten definieras av formeln

$$\text{antalet } dB = 10 \cdot {}^{10}\log \frac{P_2}{P_1} = 10 \cdot {}^{10}\log \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^2 = 20 \cdot {}^{10}\log \frac{V_2}{V_1}$$

I denna formel är P_1 och P_2 de båda jämförda effekterna och V_1 och V_2 de jämförda spänningarna. Om man skall jämföra två spänningar eller strömmar på olika platser i en förstärkare, exempelvis ingångs- och utgångsspänningar, bör detta ske över *lika stora* motstånd. I annat fall stämmer inte sambandet enligt ovanstående formel.

Om P_2 i ovanstående formel är mindre än P_1 ($V_2 < V_1$), dvs. effekten (spänningen) har undergått en sänkning, får antalet dB negativt tecken. Det är då fråga om en dämpning och ej en förstärkning eller med andra ord en sänkning av nivån under nollnivån.

Förstärkning eller dämpning kan även uttryckas i enheten *neper* (N), som företrädesvis användes inom telefontekniken. Härvid användes i stället naturliga logaritmen för förhållandet mellan de två spänningar eller strömmar som skall jämföras. Spänningar eller strömmar skall även här jämföras när de arbetar över eller i *lika stora* motstånd eller impedanser. I detta fall får vi alltså följande formel

$$\text{antalet } neper = {}^e\log \frac{V_2}{V_1} = {}^e\log \frac{I_2}{I_1}$$

Beteckningarna är desamma som i föregående fall och i konsekvens därmed har strömmarna betecknats med I_1 och I_2 . e är basen i det naturliga logaritmsystemet och har värdet 2,718. Sambandet mellan neper och decibel är $1 N = 8,7 \text{ dB}$.

I bild 9 återfinnes ett diagram i vilket man direkt kan avläsa ett effekt-, spännings- eller strömförhållande i dB eller neper. Decibel-skalan, som ligger på nedersta horisontella axeln, är endast positiv. Ett negativt värde på denna eller neper-skalan motsvarar *inver-*

terade styrkeförhållandet. Så t.ex. motsvarar ett spänningsförhållande på 20 ungefär 26,2 dB medan exempelvis - 35 dB betyder ett spänningsförhållande på $ca \frac{1}{56}$ eller ett effektförhållande på $\frac{1}{3\ 200}$.

Såsom framgår i samband med bild 8 kan även frekvensskalan ritas i logaritmisk skala. I det följande skall vi se att man alltid vid grafisk representation i samband med tonfrekvens använder logaritmisk skala.

Räkneexempel

1 a • Tonen C på ett piano har ett svängningstal (en frekvens) på 256 Hz. Hur stor är våglängden i luft om fortplantningshastigheten är 340 m/sek.?

$$f \cdot \lambda = v; \quad 256 \cdot \lambda = 340; \quad \lambda = \frac{340}{256} = 1,33 \text{ m}$$

1 b • Hur stor är svängningstiden?

$$T = \frac{1}{f}; \quad T = \frac{1}{256} = 0,0039 \text{ s}$$

2 • En ljudvåg har i luft våglängden 34 cm. Hur lång blir våglängden för samma ton, om den fortplantar sig i vatten? Ljudets hastighet i vatten är 1 450 m/sek.

$$\text{Tonens frekvens blir } f = \frac{v}{\lambda} = \frac{340}{0,34} = 1\ 000 \text{ Hz}$$

$$\text{Våglängden i vatten blir } \lambda = \frac{v}{f} = \frac{1\ 450}{1\ 000} = 1,45 \text{ m}$$

3 • Vi tänker oss en grammofonförstärkare med högtalare. Vid en viss medelljudstyrka är spänningen över högtalarens talspole i medeltal 1,6 volt. Med volymkontrollen ökas sedan ljudstyrkan märkbart och medelspänningen över högtalaren uppmättes till 5,5 volt. Hur många dB har ljudstyrkenivån ökat?

Om vi ser spänningen över högtalaren som representativ för ljudstyrkan så kan vi även säga att spänningens nivå ökats från 1,6 till den högre nivån 5,5 volt. Den förra spänningen betecknar vi med V_1 och den senare med V_2 .

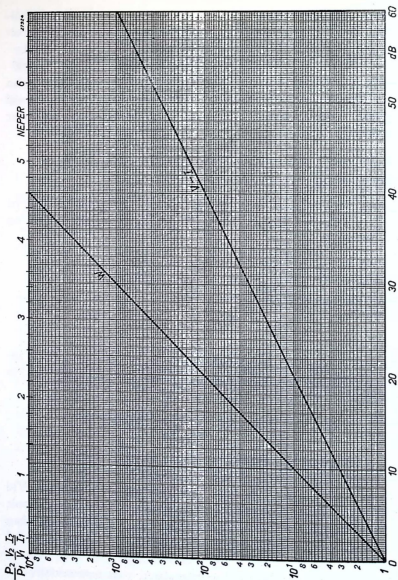


Bild 9. Diagram för omvandling av spännings-, ström- och effektförhållande till decibel, som läses på nedre skalan, eller neper, som återfinnes på den övre.

1:20

Enligt formel får vi spänningshöjningen uttryckt i dB =

$$= 20 \cdot {}^{10}\log \frac{V_2}{V_1} = 20 \cdot {}^{10}\log \frac{5,5}{1,6} = 20 \cdot {}^{10}\log 3,44 = 20 \cdot 0,536 = 10,7 \text{ dB}$$

I stället för denna räkning kan vi använda bild 9, som mera direkt ger resultatet. De båda spänningar som skall jämföras är alltså $V_1 = 1,6$ volt och $V_2 = 5,5$ volt.

Spänningsförhållandet $\frac{V_2}{V_1}$ är alltså $\frac{5,5}{1,6} = 3,4$.

På den lodräta skalan över vilken står angivet bl.a. $\frac{V_2}{V_1}$ uppsöker vi sedan 3,4 och ser efter vad detta motsvarar på den horisontella skalan. Avläsningen skall därvid ske efter den kurva, i detta fall en rät linje, vilken är märkt $V-I$, d. v. s. den linje som motsvarar spänning och ström. Den andra linjen, W , användes när det gäller jämförelser mellan olika effekter.

Avläsningen på den nedre skalan blir något över 10 dB.

4 • En telefonlinje tillföres på sändaresidan en effekt av 1 watt. I mottagareändan har man endast kvar 0,05 watt. Hur stor är dämpningen i linjen?

Enl. formel är förstärkningen =

$$= 10 \cdot {}^{10}\log \frac{0,05}{1} = 10 (0,6990 - 2) = -13 \text{ dB}$$

Dämpningen är alltså 13 dB (en negativ förstärkning är ju detsamma som dämpning).

Anm. Denna dämpning kan även uttryckas i neper, vilket lättast sker med hjälp av bild 9. Här ser vi att det omvända effektförhållandet är $\frac{1}{0,05} = 20$, som enligt kurvbladet motsvarar 13 dB eller 1,5 neper. Förstärkningen kan alltså sägas vara — 1,5 neper eller dämpningen 1,5 neper.

5 • Kvalitetsföreskrifterna för en förstärkare säger att frekvenskurvan skall vara rak med högst 2 dB avvikelse från 50 till 8 000 Hz. Vid 25 och 12 000 Hz får förstärkningen sjunka från den maximala högst 30 dB. Angiv i stället förstärkningen i procent av

% Relativ förstärkning

dB

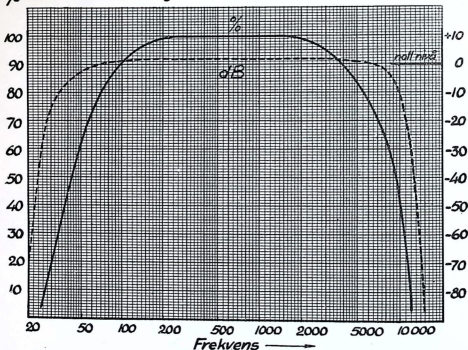


Bild 10.

maximala förstärkningen (vid omkring 1 000 Hz) vid olika nämnda frekvenser.

Det första villkoret säger att förstärkningskurvan kan avvika plus eller minus 2 dB från den raka linjen. Detta betyder att förstärkningen vid 50 och 8 000 Hz får ligga 4 dB under den maximala förstärkningen, som brukar ligga mellan 500 och 2 000 Hz.

Vi ser alltså först efter i bild 9 vad 4 dB betyder i spänningförhållande. Avläsningen blir ungefär 1,6. Alltså är spänningen eller förstärkningen vid dessa bägge angivna gränser $\frac{1}{1,6} = 0,625$ av förstärkningen vid medelhöga frekvenser. För dessa båda gränshäufigkvenser blir alltså förstärkningen ca 63% av den maximala.

Vid 25 och 12 000 Hz anges nivå-sänkningen till 30 dB. Spänningsförhållandet blir här enligt samma kurva ca 31, dvs. spänningen vid dessa frekvenser är ca en trettiondel av spänningen vid medelfrekvens. Detta gäller alltså utgångsspänningen när förstärkningen mätes med konstant ingångsspänning över hela frekvensområdet. $\frac{1}{31} = 0,033$. Sålunda blir svaret här 3,3%.

Procentkurvan i bild 10, som konstruerats efter svaren, visar vilken frekvenskurva förstärkaren kan anses ha. Som man ser är i detta kurvblad frekvensskalan ritad i logaritmisk skala. Skalan liknar alltså den som finns på en räknesticka. Detta ger en fördelning som låter varje oktav uppta lika lång del av skalan. Logaritmisk delning användes alltid vid frekvensskalor.

Man ser utan vidare att procentskalan inte är lämplig att använda vid grafisk återgivning av en frekvenskurva. Skalan talar visserligen noga om förstärkningen mellan de frekvensgränser som vi haft i ovanstående exempel, men skulle man även ange förstärkningen vid t.ex. 20 eller 15 000 Hz så går den knappast att läsa på skalan. Med en logaritmisk skala även för relativa förstärkningen får man däremot en betydligt bättre avläsbarhet såväl vid extremt höga som extremt låga värden. I samma bild finns också förstärkarens frekvenskurva inritad med förstärkningen graderad i dB. Här vinnes även att kurvans nivå mera ansluter sig till örats uppfattning av förhållandena. Gör man även %-skalan logaritmisk, kommer %-kurvan att få samma form som dB-kurvan i bild 10.

SVARSUPPGIFTER • Brev 1

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Nämn några av de personer, som avsevärt bidragit till att föra radion framåt, samt i korthet vad de huvudsakligen sysslat med!
2. Vilka system för alstring av odämpade radiovågor har använts innan elektronrören kom till?
3. Vilka begrepp kan användas för att karakterisera en vågrörelse?

4. Vad menas med en våglängd och hur sammanhänger denna med frekvensen?
5. Hur låga toner kan det mänskliga örat uppfatta, och hur förhåller det sig med örats känslighet vid olika frekvenser och ljudstyrkor?
6. Varför låter tal endast obetydligt sämre i en relativt dålig radiomottagare än i en mycket god apparat medan en avsevärd skillnad märkes vid musik?
7. Om spänningen över ett motstånd tiodubblas, hur stor är ökningen i dB? Hur många gånger större blir effekten? Hur stor blir effektökningen i dB?
8. I en katalog uppges, att spänningen på sekundärsidan av en lågfrekvenstransformator sjunkit 10 dB vid 10 000 Hz och 40 dB vid 15 000 Hz. Vad innebär detta? Hur stor är spänningen vid dessa båda frekvenser, om spänningen vid ca 1 000 Hz är 10 volt växelspanning?

ETERN

När vi i det föregående talat om vågrörelse, har vi haft ett påtagligt medium, i vilket vågorna fortplantat sig, och vågrörelsen har berott på vissa rörelser i detta medium.

Vi har sett att ljudet har gått från sändare till mottagare på följande vis: sändaren bringas att vibrera. Mediet (luften) sättes i motsvarande rörelse. Mottagaren (örats trumhinna) sättes i vibration av mediet.

På samma sätt vill vi förklara de elektromagnetiska vågornas fortplantning genom att anta, att det finns ett medium, som vi kallar "etern", och som kan sättas i rörelse genom elektronernas vibrationer. Det är inte möjligt, att tänka sig de enorma energimängder, som ständigt överföres från solen till jorden, fortplantade den långa vägen utan hjälp av ett medium av något slag, vars natur dock kanske är av annan karaktär än vad man är van vid hos det vi brukar kalla ett medium.

Detta medium, som vi kallat etern, måste vara i högsta grad finfördelat och elastiskt samt allting genomträngande. Dock får man i alla fall sätta eterns egenskaper i samband med de molekylära egenskaperna hos materiella kroppar. Exempelvis kan ljusvågor gå igenom en glasruta men ej genom en trävägg, medan radiovågor genomtränger en dylik vägg utan vidare men stoppas av en kopparplatta eller ett annat elektriskt ledande föremål.

Det står emellertid klart, att etern har förmåga att transpor-

tera energi, och vi får nöja oss med att konstatera detta. Vibrationer i etern kan *endast* åstadkommas av de elektriska och magnetiska fält, som bildas av elektroner i rörelse, närmare bestämt *accelererade* elektroner.

Vågrörelser av olika slag i den fria etern har en fortplantningshastighet av *300 000 kilometer i sekunden* (enligt noggrannaste undersökningar $2,99793 \cdot 10^8$ m/s). Detta motsvarar ungefär 7 gånger runt jorden på en sekund.

ELEKTROMAGNETISKA VÅGOR

Beroende på frekvensen har de elektromagnetiska vågorna olika verkningar och behöver olika metoder för att frambringas eller registreras. Alla dessa vågor bär energi, som kan omvandlas till värme med lämpliga hjälpmedel.

Hela serien av de hittills kända elektromagnetiska vågorna finns angiven i bild 1.

Dessa etervågor skiljer sig till sin natur avsevärt från ljudvågorna och kan inte uppfattas med örat även om de har hörbar frekvens. Det är mycket viktigt att i det följande skarpt hålla isär elektromagnetiska vågor och ljudvågor. Likaså får man inte blanda ihop vågrörelserna med de högfrekventa eller lågfrekventa *elektriska* strömmar och spänningar, som radiotekniken sysselsätter sig med.

Vågorna är, som framgår av bild 1, uppdelade i olika band med hänsyn till det sätt, varpå de frambringas. Vissa av vågorna kan åstadkommas på flera sätt, men de är dock till sin natur lika.

De vågor, med vilka vi i det följande skall sysselsätta oss, hör till dem i serien, som har den lägsta frekvensen eller den största våglängden. Våglängder under några tiondels millimeter kan vi knappast längre kalla radiovågor. Här har vi redan kommit till svängningar, vars verkan kan uppfattas av den mänskliga organismen direkt som värme.

Som radiovågor räknar vi elektromagnetiska vågor med frekvenser mellan ca 10^4 och 10^{10} Hz. Av vissa skäl är det rättare att ange olika radiovågor med deras frekvens i stället för deras våglängd. Det är nämligen endast i vakuum, som den förut angivna

Fortplantningshastigheten = 3×10^{10} cm/s eller 300 000 km/s.

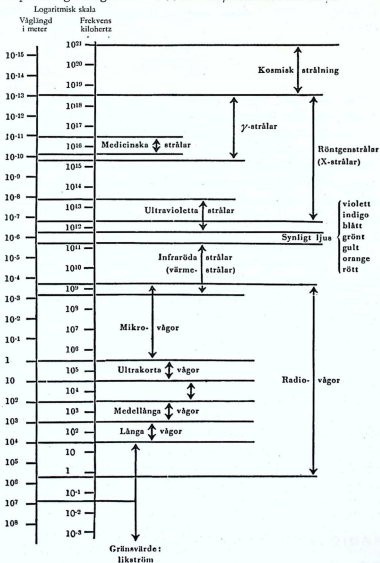


Bild 1. De elektromagnetiska vågornas indelning.

fortplantningshastigheten 300 000 km/s gäller. För olika medier är hastigheten olika, och den kan för praktiskt bruk bestämmas ur formeln

$$v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{\mu \cdot \varepsilon}} \text{ cm/s}$$

Permeabiliteten μ (my) och dielektricitetskonstanten ε (epsilon) är även den för vakuum = 1. Härav följer att hastigheten är mindre i t.ex. glas och vatten med dielektricitetskonstanter större än 1, än i luft med ε praktiskt taget = 1. Våglängden är även mindre, men frekvensen är hela tiden densamma. μ behöver man endast ta hänsyn till i samband med de ferromagnetiska materialen (järn, nickel och kobolt). ε är för de flesta fasta och flytande kroppar större än 1 samt varierar i storlek både med frekvensen och det fält som förefinns. Om radiovågorna har att passera t.ex. destillerat vatten med $\varepsilon = 81$ får de en våglängd, som endast är $1/9$ av våglängden i luft.

Liksom för ljusvågor kan man tala om brytningsindex för radiovågor, när de går från ett medium till ett annat och samma lag gäller för brytningen: nämligen att brytningsindex är lika med förhållandet mellan hastigheterna. Även totalreflexion förklaras analogt med förhållandena vid ljusvågor.

Alltså bör vi försöka vänja oss vid att handskas med radiovågornas *frekvens* och låta deras våglängd komma i andra hand.

Ofta är emellertid våglängden bra att ha för att lättare kunna förstå många fenomen, varför vi inte helt lämnar densamma åt sitt öde utan använder den jämsides med frekvensen. Vi får dock alltid betrakta våglängden som en kvarleva från radions äldre dagar och vara beredda på, att den så småningom försvinner på skalorna i våra radiomottagare och i stationstabellerna.

RADIOVÅGORNAS UTBREDNING

Enligt den teori, som Maxwell utbildade, och som Hertz genom sina klassiska försök bekräftade, vet man att *elektriska laddningar i periodisk rörelse utsänder elektromagnetiska vågor.*

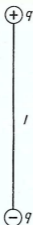


Bild 2 a. Dipol.



Bild 2 b. Spänningens och strömmens fördelning i en svängande dipol.

Det enklaste exemplet på en svängande elektrisk laddning har vi i en s.k. elektrisk *dipol*, som består av en rak tråd med längden l , och i vilken man på något sätt åstadkommit laddningarna $+q$ och $-q$ i respektive ändrar (bild 2a). Spänningsförhållandena i tråden kan representeras av kurvan a i bild 2b. Efter ett kort ögonblick, av storleksordningen mikrosekund (milliondels sekund), har laddningarna bytt plats, och medan detta sker uppkommer en ström i tråden, vars fördelning representeras av kurvan b i bild 2b. Fördelningen av ström och spänning är sinusformig. Denna rörelse hos laddningarna innebär att energien i dipolen utför en svängningsrörelse, och det fält, som bildas runt ledaren, åstadkommer en "plaskning i etern". Den utstrålade vågen har en längd av $\lambda = 2 \cdot l$.

En fortgående svängningsrörelse i dipolen ger upphov till allt flera vågor, som utbreder sig runt ledaren åt alla håll och säges utgöra ett vågfält. Detta vågfält besitter en viss energi, som tagits från dipolen, och den måste där ersättas t.ex. av svängningsenergi från en sändare, om inte svängningen i tråden skall avta eller småningom helt upphöra.

Om vi antar oss ha endast halva dipolen stående på jordytan

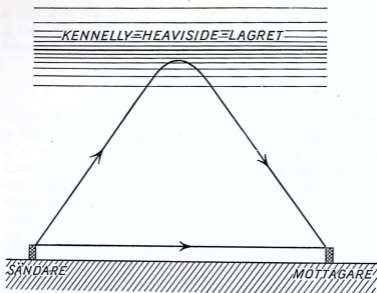


Bild 3. Markvåg och rymdvåg. Rymdvågen reflekteras mot Kennelly-Heaviside-lagret.

får vi ett liknande förlopp, om jorden anses fullständigt ledande. Man kan tänka sig att jordytan då verkar som en spegel. De strömmar, som bildas i jorden, gör att vi får en svängande energi i likhet med den vid den ensamma dipolen. Här har vi nu kommit till en anordning, som lättare kan igenkännas som en antenn och våglängden blir ungefär fyra gånger en dylik antenss längd. Sålunda kan vi anse, att en högfrekvent ström i en antenn alltid ger upphov till en högfrekvent våg med samma frekvens, eller vad vi i dagligt tal kalla en radiovåg. Omvänt gäller att en högfrekvent våg ger upphov till spänning på eller ström i en antenn och det gäller endast, t.ex. genom att avpassa längden, att få en viss våg speciellt verksam. Till detta problem, antennavstämningen, skall vi emellertid senare återkomma.

I stället går vi nu i korthet in på hur vågorna bär sig åt i rymden under sin väg från sändare till mottagare. Om vi tänker oss att de elektromagnetiska vågorna vandrar ut över jordytan från sändare-

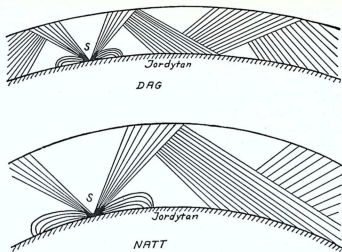


Bild 4. Markvågens och rymdvågens utbredning under dag och natt. Under dagen verkar "E"-lagret på ca 100 km höjd, under natten "F"-lagret på ca 300 km höjd. Jfr sida 2: 10.

antennen åt alla håll, får vi även strömmar av deras frekvens i jordytan själv. Under antagande att jorden vore en fullständig ledare skulle den inte förorsaka några energiförluster, men i praktiken varierar ju jordytans ledningsförmåga avsevärt, och därför dämpas vågorna. Havsvatten är en god ledare, medan torr mark är en mycket dålig. Jordytans beskaffenhet har mycket att betyda för dämpningen av de vågor, som fortplantar sig längs densamma. Teoretiskt har man exempelvis funnit, att räckvidden för en radiostation, som skulle nå fram 1 000 km om jorden vore en perfekt ledare, begränsas till 920 km över havsvatten, 700 km över söt-vatten eller mycket sank mark, 560 km över våt mark, 270 km över svagt fuktig mark och endast 55 km över mycket torr mark. Dessa siffror överensstämmer väl med verkliga förhållandena.

Vidare är det så, att ju högre vågens frekvens är desto större är markens dämpande verkan.

Omöjligheten att se runt ett hörn visar att ljusvågorna går fram

någorlunda rätlinigt, och det bör kunna antas att radiovågorna beter sig på samma sätt. Emellertid visar det sig att ljus inte kastar en absolut skarp skugga utan böjes något runt en kant, vilket fenomen inom optiken kallas diffraktion. När det är fråga om radiovågor, som har betydligt lägre frekvens än ljusvågorna, är detta fenomen mera utpräglat, och detta hjälper oss att förklara varför radiovågorna följer jordytans svaga rundning och kan mottagas på stora avstånd, t. ex. över Atlanten.

Det som här sagts gäller speciellt för de vågor, som har den lägsta frekvensen (de långa radiovågorna), och för övriga vågor endast den del av strålningen, som vi kallar *markvågen* därför att den fortplantar sig längs markytan.

Emellertid kan en antenn stråla även åt andra håll, och den del av strålningen, som huvudsakligen är riktad i vinkel uppåt, kallar vi för *rymdvågen*. Denna del av energien trodde man till en början gick förlorad, men de oväntat stora räckvidder, som de trådlösa signalerna hade, förde år 1902 de båda amerikanerna Kennelly och Heaviside¹, oberoende av varandra, till den slutsatsen, att det på ca 100 km höjd över jordytan måste finnas ett elektriskt ledande skikt, som inte kunde genomträngas av radiovågorna utan som i stället borde reflektera rymdstrålningen tillbaka till jorden.

RADIOVÅGORNA I DE HÖGRE LUFTLAGREN

Man visste vid den tiden föga om jordatmosfärens högre lager och långvågstelegrafiens erfarenheter gav ej mycken klarhet. Först undersökningarna inom rundradiovåglängdernas område (200–600 m) och senare de överraskande resultat, som uppnåddes med vågor under 100 m längd, gav material till teorier, som vetenskapen numera i stort sett bekräftat. I detalj är förhållandena betydligt mera komplicerade än man till en början kunde föreställa sig.

De högre luftlagren (80–200 km) joniseras av solens ultravioletta strålar, varigenom de blir i viss mån elektriskt ledande

¹ Uttalas: kenélli, he'visaid

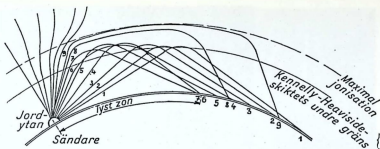


Bild 5. Hur enbart rymdstrålningen kan tänkas ge upphov till fading.

och påverkar den förut omtalade rymdstrålningen. För rundradio-vågorna verkar detta *Kennelly-Heaviside-skiktet* i stort sett som en spegel (se bild 3). Skiktet är ej skarpt begränsat utan joniseringen stiger först med ökad höjd över marken, när ett maximum och avtar sedan åter. Detta gör att någon direkt reflexion ej sker utan i stället en böjning. Vågornas brytning, böjning, reflexion och total-reflexion i de joniserade luftlagren sker helt och hållet efter de optiska lagarna, och då solstrålarnas joniserande verkan är olika natt och dag samt olika årstider bör ju vågorna inte ständigt bete sig på samma sätt här uppe.

Denna uppfattning av vågornas utbredning lämnar oss omedelbart en möjlighet att förklara den "fading"², som varje radio-lyssnare säkerligen varit utsatt för. Rymdstrålning och markstrålning kan nämligen under vissa betingelser släcka ut varandra, men efter ett ögonblick eller ibland flera minuter åter komma i sådant läge i tiden, att de samverkar. Även på långa avstånd, där markvågen kan anses helt utsläckt, förekommer fading, och detta förklaras genom att reflexionerna och brytningarna kan ske flera gånger eller på olika sätt. Speciellt på korta vågor är detta fallet. I dylika fall finns ett område mellan sändare och mottagare, där knappast några signaler finns, en s.k. tyst zon (se bild 5).

Enligt nutida uppfattning finns två reflekterande skikt, Kennelly-

² Uttalas: feid'ning

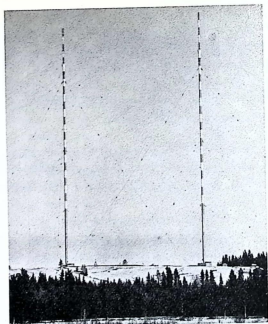


Bild 6. Antennmasterna vid Östersunds rundradio-station, vilka är av sådan längd att de motverkar fadning och tillsammans åstadkommer riktverkan i horisontalplanet. I toppen av den vänstra masten finns en FM-antenn, i toppen av den högra en televisionsantenn (av samma konstruktion som antennen i bild 7).

Heaviside-skiktet eller "E"-skiktet och Appleton³-skiktet eller "F"-skiktet. Det förra bildas av solens ultraviolettera strålning och det senare anses bildat av fria elektroner (β -beta-)partiklar), som direkt överföres från solen och som har intimt samband med solfläckarna och norrskensfenomenen (se bild 4).

Genom att registrera fadningen på kortvåg har man kunnat få en uppfattning om radiovågornas väg. Vidare kan man numera förlöpande registrera de reflekterande skiktens höjd under olika tider av dygnet och olika årstider. Genom detta studium vet man numera

³ Uttalas: ä'ppeltn

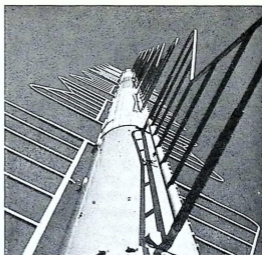


Bild 7. Televisionsantenn, placerad i toppen av den ena av de båda antennmasterna vid Stockholms rundradiostation, Nacka.

mycket väl vilka våglängder som skall användas för förbindelse mellan olika platser på jordklotet under olika års- och dygnstider. Även kan man med ledning av solfläckarnas intensitet åtminstone någon dag i förväg förutsäga magnetiska stormar och därmed sammanhängande störningar av radiotrafiken på kortväg.

På senare tid har man genom reflektorer och s.k. fadingsfria sändareantennor, samt genom att mottagarna försetts med automatisk volymkontroll delvis lyckats bemästra fadingen.

För mottagning av t.ex. transatlantisk telefoni användes flera antenner, belägna på sådant avstånd från varandra att fadingsförhållandena är olika. Antennerna är kopplade till en gemensam mottagare med en förstärkarekanal för varje antenn. På automatisk väg utväljes sedan signalen från den antenn som för tillfället tager emot starkast. Enklast sker detta genom att alla högfrekvensförstärkare har gemensamt verkande automatisk volymkontroll.

De ultrakorta vågorna (under 10 m våglängd) har sedan ett omfattande forskningsarbete här bedrivits fått en ständigt stigande

betydelse för televisionen samt för navigations- och militärändamål. I högre grad än vid de korta radiovågorna kan man här arbeta med riktade vågor beroende på att man har att göra med en fortplantning, som mera liknar ljusets. Detta blir lättare ju kortare vågen är. De ultrakorta vågorna är mycket litet besvärade av störningar och uppvisar inga fadingsfenomen. Man kan endast räkna med en räckvidd något större än den som begränsas av horisonten. Vågorna kan i stort sett liknas vid de ljusvågor, som utsändes av en strålkastare.

Därmed har vi gått igenom det viktigaste av de fysikaliska förlopp, på vilka radiotekniken kan anses vila. I det följande skall vi gå in på de rent elektriska och elektroakustiska förloppen, med vars hjälp radiovågornas egenskaper kan utnyttjas. Radiotekniken är i detta senare hänseende ej något annat än ren elektroteknik och där närmast att hänföra till växelströmstekniken. På grund av det stora frekvensområdet (från likström till ca 10^{12} Hz), som radiotekniken sysslar med, blir den kanske mera universell, men sysslar i stället sällan med de stora effekter, som man är van vid, när det gäller den 50-periodiga växelströmmen.

Radioteknik och telefonteknik hör numera intimt samman och kallas med ett gemensamt namn för teleteknik.

Räkneexempel

1. Rundradiostationen i Motala arbetar med en våglängd av 1 570 m. Vilken är denna stations frekvens?

$$f \cdot 1\,570 = 300\,000 \cdot 1\,000$$
$$f = \frac{3 \cdot 10^8}{1\,570} = 191\,000 \text{ Hz} = 191 \text{ kHz}$$

2. Mellan våglängderna 1 000 och 1 500 m på långvågsområdet skall 10 st. radiostationer inläggas. Våglängdsfördelningen skall göras så att stationerna ligger lika långt ifrån varandra. Vilka våglängder får dessa stationer, om den med lägsta våglängden ligger på 1 000 m och den med högsta våglängden på 1 500 m?

För att göra denna fördelning måste våglängderna omräknas i frekvens. När stationerna skall ligga lika långt från varandra,

menas därmed att frekvensavståndet mellan stationerna skall vara lika.

Våglängden 1 000 m är uttryckt i frekvens

$$f = \frac{300\,000}{1\,000} = 300 \text{ kHz}$$

På samma sätt blir vågen 1 500 m i frekvens

$$f = \frac{300\,000}{1\,500} = 200 \text{ kHz}$$

Frekvensområdet mellan dessa båda frekvenser skall nu delas upp lika så att vi med ytterfrekvenserna får 11 frekvenser. Området mellan 200 och 300 kHz skall alltså delas i 10 lika delar och vi får alltså följande frekvenser:

200, 210, 220, 230, 240, 250, 260, 270, 280, 290 och 300 kHz

Stationerna skall nu placeras mitt i "luckorna" och får alltså frekvenserna

205, 215, 225, 235, 245, 255, 265, 275, 285 och 295 kHz

Motsvarande våglängder blir

$$\frac{300\,000}{205} = 1\,463 \quad \frac{300\,000}{215} = 1\,397 \quad \frac{300\,000}{225} = 1\,333$$

$$\frac{300\,000}{235} = 1\,278 \quad \frac{300\,000}{245} = 1\,225 \quad \frac{300\,000}{255} = 1\,177$$

$$\frac{300\,000}{265} = 1\,132 \quad \frac{300\,000}{275} = 1\,091 \quad \frac{300\,000}{285} = 1\,053$$

$$\frac{300\,000}{295} = 1\,018$$

Anmärkning: Stationerna har här placerats 10 kHz åtskiljda. I praktiken är frekvensavståndet mellan närliggande sändare endast 9 kHz.

3. Vid mistsignalering använder man sig bland annat av skillnaden i tid mellan signaler som sändes från signalstationen med ljud och med radio. Vid ett tillfälle har på ett fartyg uppmätts en tidsskillnad på 1,3 sekunder mellan radiosignalen och ljudsignalen, som sänts genom vattnet. Hur långt är fartyget från mistsignalstationen? Ljudets hastighet i vattnet antas vara 1 460 m/s.

Det är utan vidare klart att radiosignalen kommer först. Ljudets hastighet är endast omkring $1/2\%$ av radiovågens hastighet och vi kan därför genast försumma den tid det tar för radiosignalen att komma fram. Felet blir av storleksordningen $1/2\%$.

Ljudet fortplantas 1 460 m/s och på 1,3 sekunder hinner ljudet alltså

$$1,3 \cdot 1\,460 = 1\,900 \text{ m}$$

Om man vid detta tillfälle i stället gjort avståndsmätningen såsom en mätning av tidsskillnaden mellan en signal genom vattnet och en signal genom luften, skulle man om ljudhastigheten i luft antages till 340 m/s få följande tid

$$\frac{1\,900}{340} - \frac{1\,900}{1\,460} = 5,6 - 1,3 = 4,3 \text{ sekunder}$$

4. I en kataloguppgift om en mikrofon står att den har en känslighet vid normal ljudstyrka på -73 dB i jämförelse med 12,5 mW. Den inbyggda mikrofontransformatorn, vars impedans (anpassning) mot en efterföljande förstärkare är 600 ohm ger alltså en viss effekt till förstärkaren. Hur stor är denna effekt?

Vi betecknar den omtalade jämförelseeffekten med P_1 och mikrofonens effekt med P_2 och får följande:

$$10 \cdot {}^{10}\log \frac{P_2}{P_1} = 10 \cdot {}^{10}\log \frac{P_2}{12,5} = -73$$

$${}^{10}\log \frac{P_2 \cdot 1\,000}{12,5} = -7,3$$

$$\frac{P_2 \cdot 1\,000}{12,5} = \frac{1}{20\,000\,000}$$

$$P_2 = 0,63 \cdot 10^{-9} \text{ W}$$

Detta är alltså effekten i mikrofonkabeln. Om vi önskar veta spänningen, som mikrofonen ger i kabeln, kan den erhållas enligt Ohms lag, som vi senare skall gå igenom. Spänningen blir

$$V_2 = \sqrt{P_2 R} = \sqrt{0,63 \cdot 10^{-9} \cdot 600} = \sqrt{37,8 \cdot 10^{-8}} = 6,15 \cdot 10^{-4} \text{ V} \\ = 0,615 \cdot 10^{-3} \text{ V} = 0,62 \text{ mV}$$

Spänningen är alltså mindre än en tusendels volt.

5 • Efter en dylik mikrofon brukar användas en särskild mikrofonförstärkare som antas ha förstärkningen 72 dB. Även denna förstärkares utgångsklämmor är avsedda att arbeta på ett motstånd eller en linje med 600 ohms belastning. Vilken utgångsspänning har förstärkaren?

$$72 = 20 \cdot {}^{10}\log \frac{V_2}{V_1} = 20 \cdot {}^{10}\log \frac{V_2}{\frac{0,62}{1\ 000}}$$

$$3,6 = {}^{10}\log \frac{V_2 \cdot 1\ 000}{0,62}$$

$$\frac{V_2 \cdot 1\ 000}{0,62} = 4\ 000; V_2 = 2,5\ V$$

Om vi vidare antar att den linje som leder från mikrofonförstärkaren till kraftförstärkaren, vilken drar moduleringen i en sändare eller ett antal högtalare, har en dämpning på 3 neper eller 26 dB får vi en ingångsspänning till denna förstärkare på $\frac{2,5}{20} = 0,12\ V$. Detta motsvarar vid 600 ohms motstånd effekten

$\frac{0,12^2}{600} = \frac{24}{1\ 000\ 000}\ W = 24 \cdot 10^{-6}\ W$. Om vi vidare anser den efterföljande kraftförstärkaren ha en sådan förstärkning att ur densamma kan tas ut maximalt 20 W, ger detta en förstärkning i dB räknat som är

$$10 \cdot {}^{10}\log \frac{20}{24 \cdot 10^{-6}} = 10 \cdot {}^{10}\log \frac{20}{24} \cdot 10^6 = 10 \cdot {}^{10}\log 0,83 \cdot 10^6 = 59\ \text{dB}$$

Vi kan även göra hela det resonemang som gjorts genom exemplen 4 och 5 genom att endast addera eller subtrahera dB-talen genom hela förstärkningskedjan. Med utgång från 12,5 mW som nollnivå har vi vid den slutligen uppnådda effekten 20 W kommit upp till nivån

$$10 \cdot {}^{10}\log \frac{20 \cdot 1\ 000}{12,5} = 32\ \text{dB}$$

Detta resultat kan vi även komma till om vi bit för bit följer nivån genom kedjan. Fortfarande med 12,5 mW som utgångspunkt får vi

$$-73 + 72 - 26 + 59 = 32\ \text{dB}$$

På detta sätt erhåller man ofta mycket enkla räkningar när det gäller att få en uppfattning om hur förstärkare för olika ändamål skall dimensioneras.

SVARSUPPGIFTER • Brev 2

Svaren införes i *svarshäftet*, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Varför bör man indela radiovågorna efter deras frekvens i första hand och låta våglängden komma i andra hand?
2. I vilka enheter brukar man ange radiofrekvens?
3. Varifrån kommer den energi, som representeras av en radiovåg.
4. Går radiovågorna lika lätt fram överallt?
5. Vart tar den del av strålningen från en antenn, som kallas rymdvågen, vägen?
6. Hur kan man förklara att fading uppträder huvudsakligen under skymning och gryning, när det är fråga om långa och medellånga radiovågor samt ej för långa avstånd?
7. Vid en radiomottagare uppmättes spänningen 16 volt vid 5000 Hz växelspanning över högtalaren när klangfärgskontrollen är inställd på ljust ljud. Vid inställning på mörkaste ljud sjunker spänningen vid denna ton 15 dB. Hur stor spänning kan då uppmätas?
8. Mellanvågssändaren i Hörby arbetar på en våglängd av 255 m. Hur stor är svängningstiden för den våg, som utsändes?

GRUNDLÄGGANDE ENHETER OCH BERÄKNINGAR

För att man riktigt skall kunna förstå radiotekniken och handskas med de begrepp, man där använder sig av, är det nödvändigt att känna till elektricitetslärans grundläggande enheter och beräkningar. Vi skall därför nödortfört gå igenom de delar av växelströmstekniken, som kan vara av värde för den, som vill lära sig förstå radiotekniken. Radiotekniken har tidigare ansetts som svår att matematiskt behandla och de arbeten, som gjorts på området, bedrevs därför förr huvudsakligen experimentellt. Numera betraktar man radion från en mera matematisk synvinkel, och de flesta fenomen kan därför förutbestämmas och tämligen väl beräknas likaväl här, som inom telefon- eller krafttekniken. På grund av de många förhållanden, som ej exakt kan beräknas, är den som sysslar med radioteknik många gånger hänvisad till sitt omdöme för att kunna reda ut problemen. Det gäller här som så ofta inom andra områden att bortse från oväsentligheter. Därigenom förenklas behandlingen av uppgifterna avsevärt, och noggrannheten blir i de flesta fall fullt tillräcklig. Genom mätningar kan man sedan kontrollera resultaten och eventuellt korrigera sitt omdöme.

Under senare år har högfrekvensmättekniken gått oerhört framåt och varje förlopp i en radiomottagare kan noga uppmätas. Liksom inom andra teknikens områden går mätningar och beräkningar hand i hand och den moderne radiokonstruktören kan alltid väl förutbestämma egenskaperna hos mottagarekonstruktionerna.

OHMSKT MOTSTÅND

Av de delar, som ingår i en radioapparat, torde motstånden utan tvekan vara i majoritet. De utförs dels fasta och dels variabla samt i form av spänningsdelare, s.k. potentiometrar.

Motståndet eller *resistansen* mätes som bekant i enheten ohm (Ω). Vid stora resistanser användes enheterna kiloohm ($k\Omega$) = = 1 000 ohm och *megohm* ($M\Omega$) = 1 000 kiloohm. Ett motstånd har resistansen 1 ohm, om det åstadkommer ett spänningsfall av 1 volt (V) när det genomflytes av en ström på 1 ampere (A). I ett motstånd R som genomflytes av en viss ström I råder ett visst förhållande mellan strömmen I och spänningsfallet E i motståndet. Detta är den viktigaste av alla lagar inom elektrotekniken, nämligen Ohms lag, vilken kan skrivas:

$$R = \frac{E}{I} \text{ eller } E = I \cdot R$$

Lagen gäller även för växelström och motståndet R får då betyda växelströmsmotståndet vid den frekvens, det är fråga om. Strömmen genom ett ohmskt motstånd ligger alltid i *fas* med spänningen över detsamma.

Vid seriekoppling av ett antal motstånd blir *totala motståndet* lika med summan av motstånden

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \text{osv.}$$

och vid parallellkoppling blir *totala ledningsförmågan*, dvs. inverterade värdet av ledningsmotståndet, $G = \frac{1}{R}$ lika med summan av de enskilda ledningsförmågorna eller

$$G = \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \text{osv.} = G_1 + G_2 + G_3 + \text{osv.}$$

Ledningsförmågan mätes i siemens (S).

Vid endast två parallellkopplade motstånd blir alltså resulterande motståndet

$$R = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$$

Denna uträkning kan även utföras med tillhjälp av nomogrammet i bild 1. De två motstånd R_1 och R_2 avsättes på de båda yttre skalorna, och sedan sammanbinder man dessa punkter med en linjal¹. Där denna skär den mellersta skalan, kan man avläsa det resulterande motståndet. Då skalorna ej är graderade i ohm, får man själv hålla reda på antalet heltalssiffror i svaret.

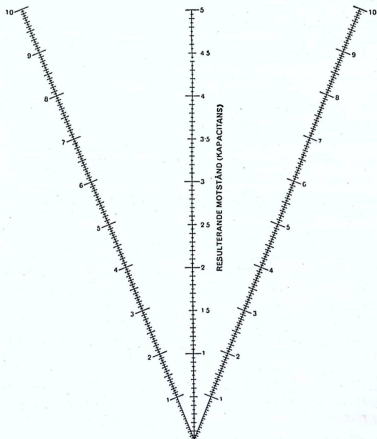


Bild 1. Resulteraende värdet av två parallella motstånd eller två seriekopplade kondensatorer.

¹ Avläsningen kan även göras på det sättet, att man sträcker en fin tråd mellan ifrågasvarande punkter.

Vid praktiska beräkningar kan man utgå från att ett motstånds värde är ungefär detsamma för växelström som för likström. Vid stor area hos motståndsmaterialet sker en ökning av motståndet vid högfrekvens. Strömmen går endast fram på ytan av ledaren och tränger mindre in i ledaren ju högre frekvensen är. Fenomenet benämnes *skineffekt* och är anledningen till att litztråd används för högfrekvensspolar. Genom att på så sätt dela upp ledaren i flera med mindre area, isolerade från varandra, blir ytan större i förhållande till arean.

För beräkning av motstånd gäller följande formel

$$R = \rho \cdot \frac{l}{a}$$

där ρ är motståndskoefficienten eller specifika motståndet enligt nedanstående tabell. l är trådens längd i m och a är trådarkan i mm². För rund tråd blir formeln

$$R = \rho \cdot \frac{4 \cdot l}{\pi \cdot d^2} \text{ ohm}$$

där l fortfarande är trådlängden i m och d diametern i mm.

Tabell över motståndskoefficienter

Silver	0,016	Nysilver	ca 0,25
Koppar	0,017	Nickelin	0,40
Guld	0,023	Manganin	0,43
Aluminium	0,029	Konstantan	0,50
Zink	0,060	Kviksilver	0,95
Mässing	ca 0,080	Kromnickel	1,00
Järn	ca 0,10	Kol	över 100

Man bör alltid se till att ett motstånds effektförbrukning inte överstiger det tillåtna värdet. Effekten, P , beräknas ur någon av formlerna

$$P = R \cdot I^2 = E \cdot I = \frac{E^2}{R}$$

Detta gäller även för växelström under förutsättning att *ström* och *spänning* ligger i *samma fas*. Detta är ju fallet vid en ren resistans, men exempelvis trådlindade motstånd har utom resistansen också

en viss induktans (se nedan). Vid högfrekvens tillrådes därför att alltid uttrycka effekten, som bildas eller finnes i ett visst motstånd, med formeln

$$P = R \cdot I^2$$

Motstånd för låga effekter utföres vanligen som massa- eller skiktmotstånd. Massamotstånden utgöres av en sammanpressad massa som består av bl.a. kol och är vanligen ingjutna i bakelit eller någon annan plast. Skiktmotstånden består av ett mycket tunt kolskikt på en stav av glas eller keramik och lackeras vanligen för att kolskiktet skall skyddas. Massa- och skiktmotstånd finns i motståndsvärden från ca 10 ohm till något 10-tal megohm och tillverkas i olika storlekar för effekter mellan 0,1 och 2 watt. För högre effekter användes vanligen trådlindade motstånd.

Massamotstånd är billigare än skiktmotstånden men mindre stabila än dessa med avseende på resistansen.

Potentiometrar utföres ofta enligt samma princip som skiktmotstånden med en vridbar glidkontakt som löper över en cirkelformad kolskikt bana. De utföres dels med motståndet varierande linjärt med vridningsvinkeln, dels med logaritmisk variation. De senare lämpar sig särskilt för ljudstyrkereglering.

För högre effekter än ca 1 watt finns trådlindade potentiometrar.

INDUKTIVT MOTSTÅND

Induktansen hos en spole är i stort sett ett mått på dess förmåga att hindra ändringar i en likström, som konstant genomflyter spolen. Detta gör att spolens induktans verkar som ett motstånd för växelström, större ju högre växelströmmens frekvens är. Motståndet är emellertid inte ohmskt utan *induktivt*, dvs. det åstadkommer en *fasförskjutning* mellan spänning och ström. Strömmen ligger i ett induktivt motstånd 90° i fas *efter* spänningen. Detta har till följd att ett induktivt och ett ohmskt motstånd inte på vanligt sätt kan adderas när de seriekopplas.

En stor spole ("drossel") bildar alltså för hög frekvens ett mycket stort motstånd, praktiskt taget isolation, medan den för likström nästan kan anses som en kortslutning.

Induktansen mätes i enheten henry². 1 henry (H) = 1 000 millihenry (mH) och 1 mH = 1 000 mikrohenry (μ H).

En enkellagrig spole utan järnkärna har en induktans, som kan beräknas ur följande formel.

$$\text{Induktansen } L = k \cdot \frac{n^2 \cdot d}{1000} \mu\text{H}$$

k är en faktor, som beror av förhållandet mellan lindningens diameter och längd. d är spoldiametern i cm och n är varvantalet. Följande tabell anger värdet på k . För mellanliggande värden på förhållandet diameter-längd hänvisas till kurvan i bild 2.

$\frac{\text{Spolens diameter}}{\text{Lindningslängd}}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,50
k	0,95	1,40	1,82	2,29	2,68	3,00	3,40	4,04
$\frac{\text{Spolens diameter}}{\text{Lindningslängd}}$	0,75	1,00	1,50	2,00	3,00	4,00	5,00	10,00
k	5,50	6,79	8,80	10,4	12,8	14,4	15,8	20,0

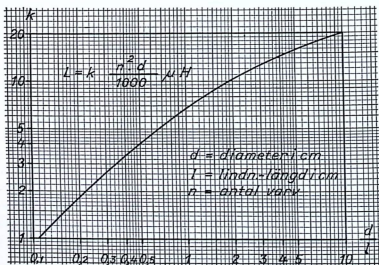


Bild 2. Kurva över konstanten k vid induktansberäkning.

^a Uttalas: he'nri

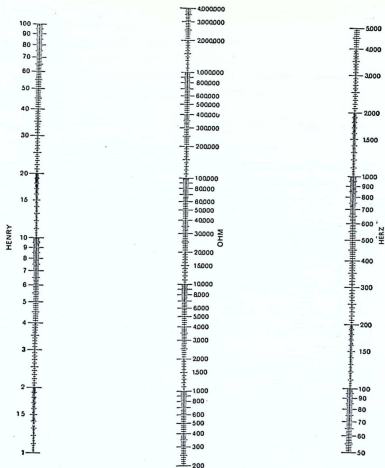


Bild 3. Induktiv reaktans hos en spole vid tonfrekvens.

Formeln kan även approximativt användas för flerlagriga spolar om i stället för diametern räknas med spolens medeldiameter.

Konstanten k är ett mått på kompaktheten hos spolen. Ju större den inre induktiva kopplingen är desto större blir k och därmed även induktansen.

Av formeln framgår att spolar med samma geometriska di-

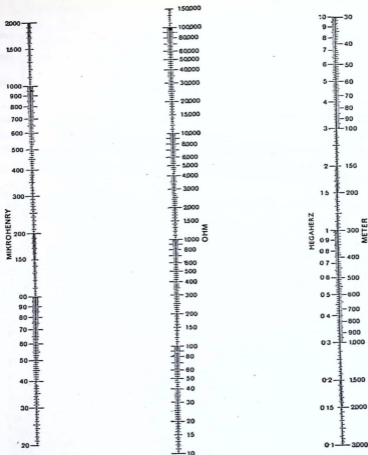


Bild 4. Induktiv reaktans hos en spole vid högfrekvens. Längst till höger är utsatt dels frekvensen i megahertz (1 MHz = 1 000 000 Hz), dels våglängden i meter.

mensioner har induktanser, som förhåller sig till varandra som kvadraterna på varvantalet. Samma regel gäller för spolar med slutna järnkärna. För en och samma kärna är induktansen endast beroende av varvantalet, men ej av spolens form. Vid järnspolar med olika likströmsbelastning eller olika magnetisk läckning

förryckes detta sammanhang. Gäller det en drossel med likström i lindningen, får man alltså se till att amperevarv-talet (strömstyrkan gånger antalet varv) är detsamma, för att förhållandet skall gälla.

Det induktiva motståndet eller den *induktiva reaktansen* hos en spole med induktansen L vid frekvensen f är

$$\underline{X_L = 2 \pi f L = \omega L \text{ ohm} \quad (\omega = 2 \pi f)}$$

L är här uttryckt i henry. ω är *vinkelfrekvensen*.

För bekväm uträkning kan nomogrammen i bild 3 och 4 användas, om man nöjer sig med den noggrannhet, som där är möjlig. Samhöriga värden ligger liksom i bild 1 i rät linje. Sålunda har t.ex. en drossel på 10 henry vid 100 Hz $X_L = 6\,300 \Omega$, vilket man får fram genom att förbinda delstrecket vid siffran 10 på henryskalan i bild 3 med strecket vid siffran 100 på frekvensskalan. $6\,300 \Omega$ avläses i skärningspunkten på ohmskalan.

Ett antal induktiva reaktanser sammansättes på samma sätt som ohmska motstånd, så att

vid *seriekoppling*: $\underline{X_L = X_{L_1} + X_{L_2} + X_{L_3} + \text{osv.}}$

vid *parallellkoppling*: $\underline{\frac{1}{X_L} = \frac{1}{X_{L_1}} + \frac{1}{X_{L_2}} + \frac{1}{X_{L_3}} + \text{osv.}}$

Tillämpas Ohms lag, som ju även gäller för växelström, kan vi räkna ut spänningen E över ett visst induktivt motstånd X_L när det genomflytes av en viss ström I :

$$E = X_L \cdot I$$

I och E är växelströmsstorheter (t.ex. effektivvärden).

Här är att observera att strömmen I ligger 90° efter spänningen i fas. Detta kan man uttrycka genom att införa imaginära kvantiteter. Med sådant åskådningssätt blir

$$X_L = j \omega L \text{ och } E = j \omega L \cdot I; \quad (j = \sqrt{-1})$$

Denna s.k. symboliska räknemetod förenklar i hög grad den matematiska framställningen av växelströmsfenomenen, och vi

kommer i den fortsatta framställningen att tillgripa detta åskådningssätt på en del ställen för att förenkla vissa härledningar. De, som ej är förtrogna med räknesättet i fråga, råder vi till att endast nöja sig med slutresultatet, vars tillämpning kommer att förtydligas med räknexempel. Det är således inte alls nödvändigt att kunna följa dessa matematiska härledningar för att genomgå "Radiokursen", utan de har medtagits för fullständighetens skull för de av våra elever, som är mera matematiskt skolade.

KAPACITIVT MOTSTÅND

Man kan säga, att en kondensators kapacitans är ett mått på dess förmåga att uppta elektrisk laddning. En god kondensator verkar för likström som en isolator (oändligt stort motstånd) men för växelström som ett motstånd, vars storlek beror på kondensatorns kapacitans. Ju större kondensatorn är, desto mindre blir motståndet, vilket emellertid inte är ohmskt utan *kapacitivt*, dvs. det åstadkommer en färförskjutning mellan strömmen och spänningen, varvid i detta fall strömmen kommer att ligga 90° före spänningen. Inte heller ett kapacitivt motstånd kan därför på vanligt sätt adderas till ett ohmskt vid seriekoppling. En kondensators förmåga att uppta laddning bestämmes alltså av dess *kapacitans*.

En mycket stor kondensator bildar tydligen praktiskt taget kortslutning för växelström, effektivare ju högre frekvensen är.

Kapacitans (C) mätes i enheten farad (F) eller oftare i mikrofarad (μF) och mikro-mikrofarad ($\mu\mu\text{F}$) eller picofarad (pF). $1 \text{ F} = 10^6 \mu\text{F}$ och $1 \mu\text{F} = 10^6 \text{ pF} (= 10^6 \mu\mu\text{F})$. Även enheten nF = 1 000 pF förekommer.

En kondensators kapacitans kan beräknas ur följande formel.

$$C = (n - 1) \frac{a \cdot \epsilon}{4 \cdot \pi \cdot 0,9 \cdot d} \text{ pF}$$

Här är n antalet ledande belägg i kondensatorn, a verksamma ytan i cm^2 av varje sådant belägg och ϵ dielektricitetskonstanten enligt följande tabell. d är sedan isolationsmaterialets tjocklek eller avståndet mellan belägen i cm.

Tabell över dielektricitetskonstanter.

Luft	1	Kvarts	4,4-4,7
Papper, oljat, paraffin- ca	4	Ricinolja	4,7
Paraffinolja	2,2	Glas	5-8
Hårdgummi, ebonit ...	2,7	Glimmer	6-8
Bärnsten	2,8	Diakond	16
Schellack	ca 3	Condensa	ca 50
Celluloid	7	Condensa C	80

Vid *parallellkoppling* av ett antal kondensatorer erhålles en total kapacitans, som är summan av de olika kondensatorernas eller

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + \text{osv.}$$

Seriekoppling av kondensatorer ger alltid en resulterande kapacitans, som är mindre än den minsta av de seriekopplade. Här kan man tänka sig en summa av de kapacitiva motståndsförmågorna eller

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \text{osv.}$$

Är det fråga om två seriekopplade kondensatorer kan kapacitansen alltså skrivas

$$C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$$

För denna uträkning kan man vid överslagsräkningar även begagna sig av bild 1.

Det kapacitiva motståndet eller den *kapacitiva reaktansen* hos en kondensator C vid frekvensen f är

$$X_C = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot f \cdot C} = \frac{1}{\omega \cdot C} \text{ ohm}$$

Kapacitansen C uttryckes här i farad och ω är vinkelfrekvensen.

Med hjälp av de nomogram, som återfinnes i bild 5 och 6, kan man approximativt få reda på reaktansens värde för olika kapacitans vid olika frekvenser.

Ohms lag ger växelspanningen över en kondensator med storleken C , som genomflytes av växelströmmen I med vinkelfrekvensen ω till

$$E = X_C \cdot I = \frac{I}{\omega \cdot C}$$

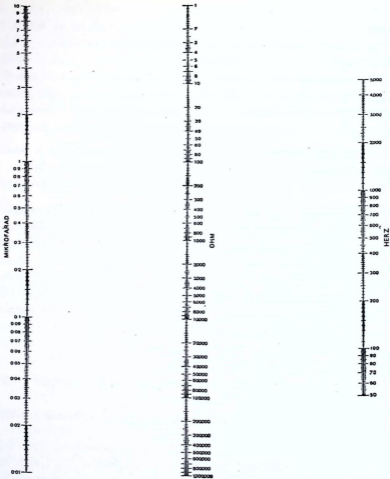


Bild 5. Kapacitiv reaktans i kondensator vid tonfrekvens.

I detta fall ligger som förut nämnts strömmen före spänningen i fas med 90° och uttryckt i komplexa kvantiteter ger detta sig till känna genom att reaktansen får *negativt* tecken.

$$X_c = -\frac{j}{\omega C} = \frac{1}{j \omega C} \text{ och } E = \frac{1}{j \omega C} \cdot I$$

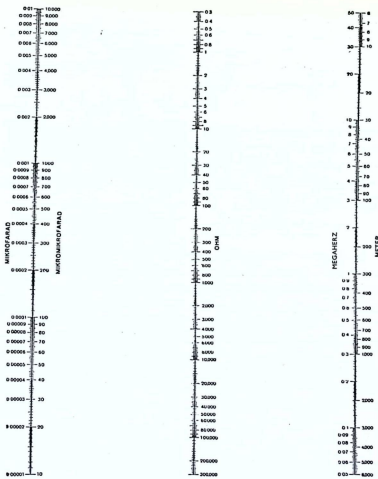


Bild 6. Kapacitiv reaktans i kondensator vid högfrekvens. Kapacitansen är angiven dels i mikrofarad, dels i mikro-mikrofarad. Längst till höger är utsatt dels frekvensen i megahertz (1 MHz = 1 000 000 Hz), dels våglängden i meter.

IMPEDANS

Med impedansen menar man helt enkelt *totala* växelströmsmotståndet hos en rad motstånd, induktanser och kapacitanser, betraktade som en enhet. En elektrisk apparat av något slag t.ex. en

högtalare kan sålunda anses ha en viss impedans vid en viss frekvens. En impedans kan alltid ges formen av en summa av en resistans (ett ohmskt motstånd) och en reaktans.

Totala reaktansen X i en krets är *skillnaden* mellan induktiva och kapacitiva reaktansen eller

$$X = X_L - X_C$$

Då det i detta fall ej är fråga om ett uttryck, vari ett imaginärt tal anger fasen, måste den kapacitiva delen av X ha negativt tecken. Med det komplexa åskådningssättet får man X genom att summera alla termer innehållande j . I enklaste fallet med endast en induktans och en kapacitans får man

$$X = j \omega L + \frac{1}{j \omega C}; \quad [=j(X_L - X_C)]$$

I bild 7 har vi ett exempel på två reaktanser som ligger i serie. Strömmen I i kretsen vid en viss växelspanning E bestäms ur Ohms lag och blir då

$$I = \frac{E}{X} = \frac{E}{X_L - X_C} \quad \text{eller} \quad I = \frac{E}{j \omega L + \frac{1}{j \omega C}}$$

Förekommer ohmskt motstånd i kretsen, vilket ju alltid är fallet i praktiken, får man räkna med *impedansen* Z i stället för reaktansen och man sätter då

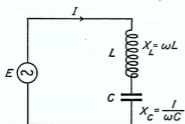
$$I = \frac{E}{Z}$$

Impedansen Z bestäms ur formeln

$$Z^2 = R^2 + X^2; \quad Z = \sqrt{R^2 + X^2} \quad (\text{jämför bild 8})$$

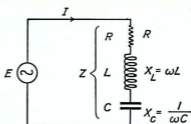
Vi har här gjort en *kvadratisk addition*, vilket är nödvändigt, därför att vi summerat två kvantiteter med 90° inbördes fasförskjutning. Ohms fullständiga lag för växelström får alltså följande form.

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$



$$I = \frac{E}{X} = \frac{E}{X_L - X_C}$$

Bild 7. Strömmen i en krets bestående av två seriekopplade reaktanser bestäms ur Ohms lag för växelström.



$$I = \frac{E}{Z} = \frac{E}{\sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}}$$

Bild 8. Ohms fullständiga lag för växelström.

I detta uttryck har vi att insätta L i henry och C i farad för att på vanligt sätt kunna använda enheterna volt, ampere och ohm.

Uttrycket ger ingen upplysning om, hur strömmen ligger till sin fas i förhållande till spänningen, men genom användande av det komplexa betraktelsesättet kan även denna sak studeras. I detta fall göres alltså inte någon kvadratisk addition utan impedansen blir

$$Z = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$$

och Ohms lag får lydelsen

$$I = \frac{E}{R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C}}$$

Fasvinkeln, som ju är den vinkel φ , vars tangent är förhållandet mellan den imaginära och den reella delen av Z , blir sålunda angiven av

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

Härav framgår, att fasvinkeln även kan bli negativ, och detta sker om impedansen huvudsakligen består av kapacitiv reaktans.

Geometriskt kan innebörden av fasvinkeln samt fasförhållandena i övrigt i en växelströmskrets åskådliggöras genom ett s.k. vektordiagram. Bild 9 visar ett sådant.

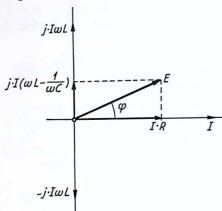


Bild 9. Vektordiagram för kretsen i bild 8.

I det följande är det – som redan förut framhållits – någon gång nödvändigt att begagna det komplexa betraktelsesättet, men även för dem, som inte tidigare sysslat med denna del av växelströmsläran, finnes det möjligheter att i någon mån matematiskt behandla de fenomen, som förekommer. De formler, som behöver läras och som måste tillämpas vid lösandet av räkneexemplen i svarsuppgifterna, har vi särskilt markerat genom understrykning. I största utsträckning skall vi dock försöka gå resone-mangsvis tillväga även i de fall, då kanske en skarp matematisk syn på tingen skulle leda mera direkt till målet.

Det är oundvikligt att kursens första del även innehåller en hel del räkningar, som i och för sig endast kan betraktas som ren elektricitetslära. Emellertid är det nödvändigt att vi här behandlar växelströmsteknikens tillämpning vid ton- och radiofrekvens. För den som inte har tillräcklig matematisk underbyggnad, finns i de flesta fall möjlighet att lösa svarsuppgifterna med en ofta även för praktiskt behov tillräcklig noggrannhet. Härvid bör de nomogram och kurvor som medtagits komma till användning. Även för den i räknekonsten mera förfarne, kan dessa grafiska bilder vara till nytta då det gäller kontroll av storleksordningen på de tal man rör sig med. Vid radiotekniska räkneproblem rekommenderas även

den matematiskt relativt väl tränade att i varje särskilt fall rita upp ett kopplingsschema. Speciellt gäller detta senare vid behandling av uppgifter, där radiorör ingår.

RÄKNEEXEMPEL

1. En radiomottagare är gjord så, att den endast går att ansluta till ett nät med 110 volts spänning. Rören, som är seriekopplade, har en strömförbrukning på 0,3 ampere, och till anodström åtgår 60 mA. a) Hur stort motstånd bör seriekopplas med apparaten, om den skall användas, när nätspanningen är 220 volt? b) Hur mycket konstantantråd med 0,15 mm diameter åtgår till detta förkopplingsmotstånd? c) Vilken effekt kommer att utvecklas i detta motstånd?

- a) Spänningen över förkopplingen blir: $220 - 110 = 110 \text{ V}$
Strömstyrkan blir totalt: $0,3 + 0,06 = 0,36 \text{ A}$

Ohms lag ger:

$$R = \frac{E}{I} = \frac{110}{0,36} = 306 \Omega$$

b) Konstantan har enligt tabellen sida 3:4 specifika motståndet $0,5 \Omega$ per m och mm^2

$$R = \rho \cdot \frac{4 \cdot l}{\pi \cdot d^2}; \quad 306 = 0,5 \cdot \frac{4 \cdot l}{\pi \cdot 0,15^2}; \quad l = 10,8 \text{ m}$$

c) Effekten blir direkt:

$$P = R \cdot I^2 = 306 \cdot 0,36^2 = 39,6 \text{ W}$$

eller $P = E \cdot I = 110 \cdot 0,36 = 39,6 \text{ W}$

2. En spole för frekvensområdet 1 500–500 kHz (våglängdsområdet 200–600 m) bör ha storleken $165 \mu\text{H}$. För denna spole finns ett spolrör med 40 mm diameter och plats för en 55 mm lång lindning. Hur många varv skall spolen ha och vilken tråddimension är lämplig?

Av förhållandet mellan diameter och längd kan ur kurvan i bild 2 faktorn k i formeln för induktansberäkning fastställas.

$$\frac{d}{l} = \frac{40}{55} = 0,73 \text{ varav } k = 5,4$$

$$L = k \frac{n^2 \cdot d}{1\,000}; \quad 165 = 5,4 \frac{n^2 \cdot 4}{1\,000};$$

$$n^2 = \frac{165 \cdot 1\,000}{5,4 \cdot 4}; \quad n = 87,5 \text{ varv}$$

Dessa 87,5 varv skall nu beredas plats inom 55 mm, varför varje varv kan uppta $\frac{55}{87,5} = 0,63$ mm. Väljer vi dubbelt silkesomspunnen tråd, där isolationen på båda sidor tråden tillsammans är 0,02 mm, är det tydligen lämpligt att använda *0,6 mm tråd*.

3. En vridkondensator i luft har 12 fasta och 13 rörliga plattor, och de delar av plattorna, som täcker varandra, har en yta av 12 cm². Luftgapet uppskattas till 0,5 mm. Hur stor är kondensatorns maximala kapacitans?

$$C = (n - 1) \frac{a \cdot \varepsilon}{4\pi \cdot 0,9 \cdot d}; \quad C = (12 + 13 - 1) \frac{12 \cdot 1}{4\pi \cdot 0,9 \cdot 0,05} = 510 \text{ pF}$$

Anm. Om man tar hänsyn till den s.k. *randeffekt* som uppstår, får man en något större effektiv yta, och kapacitansen får anses något större, i detta fall omkring 515 pF.

4. Hos en utgångstransformator har på primärsidan uppmätts en induktans av 12 henry och ett motstånd på 800 ohm. Transformatorn har 2 500 primärvarv. a) Hur stor är impedansen i tomgång vid 50 och 1 000 Hz? b) Om vi önskar minska motståndet till 550 ohm genom att minska varvantalet med 600 varv, hur stor blir då impedansen vid dessa frekvenser?

a) Vid 50 Hz:

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} = \sqrt{800^2 + (2\pi \cdot 50 \cdot 12)^2} = 3\,860 \Omega$$

Vid 1 000 Hz:

$$Z = \sqrt{800^2 + (2\pi \cdot 1\,000 \cdot 12)^2} \approx 2\pi \cdot 1\,000 \cdot 12 = 75\,500 \Omega$$

b) Induktansen minskas nu i proportion till kvadraten på varvantalet och vi får.

$$\frac{L_2}{L_1} = \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2; \quad L_2 = \left(\frac{2\,500 - 600}{2\,500}\right)^2 = 0,578; \quad L_2 = 12 \cdot 0,578 = 6,95 \text{ H}$$

$$\text{Vid 50 Hz: } Z = \sqrt{550^2 + (2\pi \cdot 50 \cdot 6,95)^2} = 2\,250 \, \Omega$$

$$\text{Vid 1 000 Hz: } Z = \sqrt{550^2 + (2\pi \cdot 1\,000 \cdot 6,95)^2} = 44\,000 \, \Omega$$

5. I en nätansluten radiomottagare är det (för S-märkning)³ ej tillåtet att ha större kondensator än 0,1 μF liggande mellan en ledning med nätspänning och en del av apparaten, t.ex. chassiet, som är åtkomlig för beröring. Hur stor ström kommer att passera från hand till hand på en person, som med ena handen berör värmeledningen och med den andra apparatchassiet, om mellan den spänningsförande ledningen i apparaten och "jord" finnes en växelspanning om 220 volt och 50 Hz? Personen i fråga anses ha ett motstånd mellan händerna på 10 000 ohm.

Impedansen, genom vilken ström kommer att flyta, är:

$$\begin{aligned} Z &= \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2} = \\ &= \sqrt{10\,000^2 + \left(\frac{1}{2\pi \cdot 50 \cdot 0,1 \cdot 10^{-6}}\right)^2} = 33\,400 \, \Omega \end{aligned}$$

Strömmen blir:

$$I = \frac{E}{Z} = \frac{220}{33\,400} = 0,0066 \, \text{A} = 6,6 \, \text{mA}$$

Som man kan se av uträkningen, är kondensatorns värde valt så, att det knappast spelar någon roll för strömmens storlek, om motståndet mellan personens händer är mycket litet eller uppgår till omkring 20 000 ohm. Visa själv, att om motståndet är = 0 blir strömmen 6,9 mA och om motståndet är 20 000 ohm blir den 5,85 mA.

6. En konstantenn av äldre typ består av ett motstånd på 25 ohm, en spole med induktansen 20 μH samt en kondensator på 200 pF. Dessa delar ligger alla i serie. Hur stor impedans har konstantennen vid 200 m våglängd och vid 2 000 m våglängd?

³ Att en radioapparat är S-märkt betyder att den av Svenska Elektriska Materielkontrollanstalten är godkänd för nätanslutning. Den bestämmelse, ur vilken exemplet hämtats, har senare ändrats så att betydligt mindre kondensator måste användas (ca 5 000 pF).

Frekvensen blir tydligen i första fallet $f = \frac{300\,000}{200} = 1\,500$ kHz.

Kretsen innehåller då seriekopplade ohmska motståndet 25 ohm, den induktiva reaktansen

$$X_L = \omega L = 2\pi f \cdot L = 2\pi \cdot 1\,500 \cdot 1\,000 \cdot 20 \cdot 10^{-6} = 188 \text{ ohm}$$

och den kapacitiva reaktansen

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C} = \frac{1}{2\pi \cdot 1\,500 \cdot 1\,000 \cdot 200 \cdot 10^{-12}} = 532 \text{ ohm.}$$

Impedansen får man sedan genom kvadratisk addition av ohmska motståndet och totala reaktansen, alltså

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \\ = \sqrt{25^2 + (188 - 532)^2} = \sqrt{625 + 118\,300} = 345 \text{ ohm.}$$

I nästa fall, alltså vid 2 000 m våglängd blir frekvensen

$$f = \frac{300\,000}{2\,000} = 150 \text{ Hz. Ohmska motståndet är fortfarande 25 ohm,}$$

men reaktanserna har genom den ändrade frekvensen fått andra värden

$$X_L = \omega L = 2\pi \cdot 150 \cdot 1\,000 \cdot 20 \cdot 10^{-6} = 19 \text{ ohm}$$

$$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi \cdot 150 \cdot 1\,000 \cdot 200 \cdot 10^{-12}} = 5\,320 \text{ ohm}$$

sedan blir

$$Z = \sqrt{25^2 + (19 - 5\,320)^2} = 5\,300 \text{ ohm.}$$

Samma resultat bör man komma till med hjälp av de nomogram som angivits för reaktansen. Enligt bild 4 kan X_L vid 200 m våglängd avläsas på den mellersta skalan till mycket nära 190 ohm om 200 m på den högra skalan förbindes med 20 μH längst ned på den vänstra skalan. Vidare kan på liknande sätt X_C avläsas på mellersta skalan till ca 530 ohm om en linje dras mellan 200 m och 200 μF i bild 6. Även X_L och X_C i andra fallet kan på motsvarande sätt uppskattas. De grafiska tabellerna visar dock inte att den kapacitiva reaktansen har negativt tecken. Detta måste man hålla reda på i alla fall. Svaren ovan visar inte att Z vid dessa frekvenser till största delen innehåller kapacitans. Detta framgår emellertid av uträkningen. I båda fallen blir ju totala reaktansen X negativ. Vid en betydligt kortare våglängd skulle Z övergå till att bli företrädesvis induktiv. Vid en antenn skulle detta betyda att vi kommit under antennens egenvåglängd.

SVARSUPPGIFTER • Brev 3

Svaren införes i svarshäftet, som insändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15.*

1. Hur skall man få största möjliga induktans hos en spole med en viss diameter och ett visst varvantal?
2. Hur kommer det sig, att man kan minska ljudstyrkan hos en radiomottagare genom att koppla in en mycket liten kondensator mellan antenn och apparat eller en relativt stor kondensator mellan antenn och jord?
3. En spole med 5 cm diameter och 8 cm lindningslängd har 69 varv tråd, bestående av litz med 10 parter 0,08 mm koppartråd. Beräkna spolens induktans och ohmska högfrekvensmotstånd om detta antas vara 10% större än vid likström!
4. Det gäller att tillverka en fast kondensator på minst 2 000 pF storlek. Till förfogande står glimmerplattor med 0,05 mm tjocklek samt metallfolier med en effektiv yta på 1,5 cm². Hur många belägg bör kondensatorn minst innehålla om glimrets dielektricitetskonstant är 6,8?
5. Hur mycket ökar en vridkondensator på 550 pF i kapacitans om den nedsänkes i ricinolja? Varpå beror detta?
6. En drosselspole anslutes till 220 V, 50 Hz växelspanning. Strömmen uppmätes till 70 mA. Beräkna induktansen om ohmska motståndet försummas!
7. Hur stor antenneffekt (= effekten i det ohmska motståndet hos konstantennen) levererar en sändare vid 600 m våglängd om den över antennen uppmätta spänningen är 125 volt? Antennen antas motsvara konstantennen i räkneexempel nr 6. (Ledning: Beräkna först impedansen och sedan strömmen genom denna.)

RESONANSKRETSAR

En strömkrets säges vara i *resonans* för en viss frekvens, när ström och spänning i densamma ligger i fas eller är 180° förskjutna. Man kan även säga att kretsen vid resonansfrekvensen verkar som ett *ohmskt* motstånd.

Kapitlet om resonanskreter och även kapitlen om deras användande i kombinationer med radiatorer är av sådan art att framställningen måste innehålla en del matematik. Detta kan inte undvikas och genom ett flertal exempel skall vi försöka framlägga det hela så lättfattligt som möjligt.

Matematiskt kan – med användande av komplexa kvantiteter – resonansvillkoret uttryckas genom att alla termer, som innehåller j , i uttrycket för en impedans blir lika med noll.

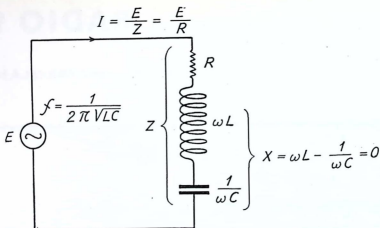
Man har två typer av resonans, som förekommer inom radiotekniken, nämligen serieresonans och parallellresonans.

Serieresonans åskådliggöres av bild 1. Här ligger en induktans L och en kapacitans C i serie. I det praktiska fallet innehåller alltid induktansen ett ohmskt motstånd R . Om en spänning E påtryckes den så bildade impedansen, får man – enligt vad vi lärt i brev 3 – vid en ström I :

$$E = I \cdot Z = I \sqrt{R^2 + X^2} = I \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

eller med komplexa kvantiteter

$$E = I \left(R + j \omega L + \frac{1}{j \omega C} \right)$$



Vid resonansfrekvens : $Z = R$

Spänning över R : $I \cdot R = E$ (liten)

Spänning över L : $I \cdot \omega L$ (stor om R litet)

Spänning över C : $I \cdot \frac{1}{\omega C}$ (stor om R litet)

Bild 1. Exempel på en serieresonanskrets.

I första ekvationen kommer Z att bli rent ohmskt, om X sättes lika med noll, dvs.

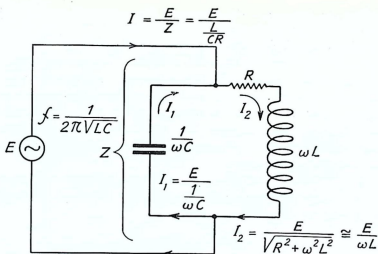
$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0; \text{ varur } \omega^2 LC = 1; \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

I senare ekvationen sätter vi alla termer innehållande j lika med noll dvs.

$$j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = 0; \text{ varav } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

I båda fallen har vi alltså fått samma värde på vinkelfrekvensen vid resonans och resonansfrekvensen blir alltså

$$\underline{f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}}$$



Ström i C: $I_1 = \frac{E}{\frac{1}{\omega C}} = E\omega C$

Ström i L: $I_2 = \frac{E}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \cong \frac{E}{\omega L}$

Vid resonansfrekvens: $Z = \frac{L}{CR}$; (Stort om R litet)

Bild 2. Exempel på parallellresonanskrets. Strömmen cirkulerar i kretsen. I ett visst ögonblick är strömriktningarna enligt bilden. Strömmen i kondensatorn har alltså strängt taget negativ riktning i förhållande till strömmen i spolen om denna har intet eller litet ohmskt motstånd.

För denna frekvens verkar således kretsen som ett ohmskt motstånd; induktans och kapacitans tar ut varandras verkningar. För andra frekvenser har kretsen numeriskt *större* impedans, och denna är då antingen huvudsakligen induktiv eller kapacitiv, om frekvensen avviker mycket från resonansfrekvensens. Strömmen genom kretsen bestäms alltså vid resonans av ohmska motståndet. Litet förlustmotstånd resulterar sålunda i stor ström, som har att passera genom induktansen och kapacitansen, där den ger

upphov till spänningar, som är höga i jämförelse med den på hela kretsen verkande spänningen.

Serieresonans kallas därför även för *spänningsresonans*.

Parallellresonansen åskådliggöres av bild 2. I denna figur ligger induktans och kapacitans parallellkopplade. Induktansen innehåller även här ett visst motstånd. Om en spänning lägges över kretsen, skall vid resonans den ström, som tas ut, ligga i fas med spänningen. Strömmen, som går genom kondensatorn, ligger däremot fasförskjuten och likaså den ström, som passerar genom spolen med dess motstånd.

Om vi i första hand antar spolens *motstånd R litet* och ordnar så, att dessa båda sistnämnda strömmar blir lika och till sin fas motriktade dvs.

$$I_1 = \frac{E}{1} = I_2 = \frac{E}{\omega C}$$

får vi som resonansvillkor

$$\omega L = \frac{1}{\omega C} \text{ eller } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

För att sedan ta reda på hur stort kretsens motstånd (Z -värde) blir vid resonans, kan vi utgå ifrån att den effekt, som utvecklas i motståndet R är lika med den som utvecklas i hela kretsen eller

$$I_2^2 \cdot R = \frac{E^2}{Z} \text{ (Obs! } Z \text{ är ohmskt, om } R \text{ är litet)}$$

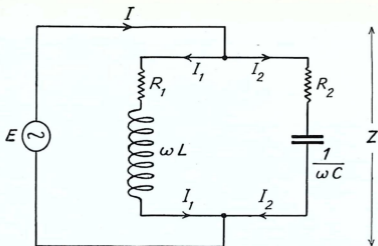
$$\frac{E^2}{(\omega L)^2} \cdot R = \frac{E^2}{Z} \text{ varur } Z = \frac{\omega^2 L^2}{R}$$

Då man nu vet att vid resonans $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ kan impedansen även uttryckas genom

$$Z = \frac{1}{\omega^2 C^2 R}$$

med beaktande av att $\omega^2 L C = 1$; varvid erhålles

$$Z = \frac{L}{C \cdot R}$$



$$\text{Resonans n\u00e4r } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \cdot \sqrt{\frac{L - CR_1^2}{L - CR_2^2}}$$

$$\text{varvid } Z = \frac{L}{C(R_1 + R_2)}$$

Bild 3. Parallellresonanskrets best\u00e5ende av spole och kondensator, som b\u00e5da inneh\u00e5ller ohmskt motst\u00e5nd.

Med anv\u00e4ndande av komplexa kvantiteter blir deduktionen mera matematiskt riktig. Vi antar i detta fall att s\u00e5v\u00e4l spolen som kondensatorn inneh\u00e5ller f\u00f6rluster (dvs. ohmska motst\u00e5nd). Med beteckningar enligt bild 3 f\u00e5r man f\u00f6ljande:

$$I_1 = \frac{E}{R_1 + j\omega L} \text{ och } I_2 = \frac{E}{R_2 + \frac{1}{j\omega C}}$$

Str\u00f6mmarnas riktning har valts godtyckligt i figuren. Vid en utr\u00e4kning kommer alltid det komplexa uttrycket att ange den verkliga str\u00f6mriktningen.

$$I = I_1 + I_2 = \frac{E}{R_1 + j\omega L} + \frac{E}{R_2 + \frac{1}{j\omega C}}$$

$$I = E \left(\frac{R_1 - j\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} + \frac{R_2 + \frac{j}{\omega C}}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} \right)$$

Ur denna formel erhålles nu uttrycket inom parentesen som kretsens "ledningsförmåga" eller inverterade värdet till den sökta impedansen.

$$\begin{aligned} \frac{1}{Z} = \frac{I}{E} &= \frac{R_1}{R_1^2 + \omega^2 L^2} + \frac{R_2}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} + \\ &+ j \left(\frac{\frac{1}{\omega C}}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} - \frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} \right) \end{aligned}$$

Resonansfrekvensen erhålles nu genom att den imaginära delen (*j*-termerna) av detta uttryck sättes lika med noll. Alltså:

$$\frac{\frac{1}{\omega C}}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}} = \frac{\omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2}$$

$$R_1^2 + \omega^2 L^2 = \omega C \cdot \omega L \left(R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2} \right) = \omega^2 R_2^2 L C + \frac{L}{C}$$

$$\omega^2 L (L - C R_2^2) = \frac{1}{C} (L - C R_1^2)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} \cdot \frac{L - C R_1^2}{L - C R_2^2}; \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{\frac{L - C R_1^2}{L - C R_2^2}}$$

Resonansfrekvensen blir:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \sqrt{\frac{L - C R_1^2}{L - C R_2^2}}$$

Uttrycket under det sista rotmärket blir tydligen = 1 om $R_1 = R_2$. I praktiken är vanligen R_1 mycket större än R_2 , men om både R_1 och R_2 är små (dvs. kretsens Q-värde högt) kan rotmärket ändå sättas = 1; och samma värde som förut erhålles:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Vi går vidare och räknar ut Z . Vi hade förut ett uttryck på $\frac{1}{Z}$

Vid resonans gäller:

$$\frac{1}{Z} = \frac{R_1}{R_1^2 + \omega^2 L^2} + \frac{R_2}{R_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

I detta uttryck sättes $\omega^2 = \frac{1}{LC}$ och R_1^2 och R_2^2 kan försummas vid sidan av resp. $\omega^2 L^2$ och $\frac{1}{\omega^2 C^2}$. Då blir:

$$\frac{1}{Z} = \frac{R_1}{\frac{L}{C}} + \frac{R_2}{\frac{L}{C}} = \frac{C(R_1 + R_2)}{L}$$

och

$$Z = \frac{L}{C \cdot (R_1 + R_2)} \text{ eller } Z = \frac{L}{CR} \text{ (om } R_1 + R_2 = R)$$

Det framgår av dessa formler att en parallellresonanskrets utan ohmskt motstånd, dvs. R i det föregående lika med noll, får ett Z -värde eller en impedans tvärs över sig, som är oändligt stor. Strömmen, som *cirskulerar* i en sådan krets är vanligen mycket stor och dess storlek bestämmes av spolens och kondensatorns värden enligt bild 2 eller formlerna för I_1 och I_2 . För en viss resonansfrekvens ger alltså liten spole och stor kondensator mest ström. I praktiken finner man även att strömmen i dylika kretsar, som användes i t.ex. sändare, är mycket stor i jämförelse med till kretsen levererad ström.

Med anledning av detta kallas parallellresonans även för *strömresonans*.

Avstämning

En resonanskrets kan genom variation av endera induktansen eller kapacitansen ändras, så att den ger *resonans för olika frekvenser*. Man säger att kretsen *avstämmer* för olika frekvenser (eller olika våglängder). En *avstämd krets* är alltså en resonanskrets av något slag. I varje radiomottagare finnes alltid en eller flera dylika kretsar, som kan avställas till den frekvens, som den mottagna stationen har.

Som bekant kan en radiomottagare ställas in på stationer inom ett visst frekvensområde t.ex. 500–1 500 kHz (600–200 m våglängd). Ändringen i de avstämda kretsarna sker vanligen med en variabel kondensator. Denna har en viss minimikapacitans och en viss maximikapacitans, och dessa är jämte den i kretsen ingående spolens storlek bestämmande för det frekvensområde, som kan täckas. Med hjälp av den angivna formeln för resonans kan man räkna ut storleken på kondensatorer och spolar, som passar i olika fall.

För praktiskt bruk är det kanske bättre att skriva formeln under följande form:

$$f = \frac{159\,000}{\sqrt{LC}}$$

där L räknas i μH , C i pF och f i kHz

Anser man det lättare att handskas med våglängden λ , erhålles motsvarande formel ur:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} = \frac{3 \cdot 10^8}{\lambda}; \quad \lambda = 2\pi\sqrt{L \cdot C} \cdot 3 \cdot 10^8 \text{ m}$$

(L i henry och C farad)

eller

$$\lambda = 1,855 \sqrt{L \cdot C}$$

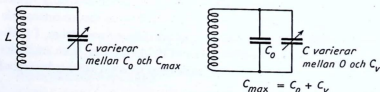


Bild 4. Avstämning med variabel kondensator. C_0 kallas kretsens nollkapacitans.

där L och C är mätta i resp. μH och pF . Våglängden får man i meter.

När det gäller beräkningar i samband med frekvensområden, kan det vara fördelaktigt, att införa ett begrepp, som kallas *frekvensfaktorn*, vilken betecknas med f_v . Om ett frekvensområdes gränser är f_1 och f_2 (f_1 större än f_2), kan vi skriva

$$f_v = \frac{f_1}{f_2}$$

(= förhållandet mellan högsta och lägsta frekvensen).

Utgöres kapacitansen av t.ex. en vridkondensator, inför vi följande beteckningar: C_0 = nollkapacitansen, C_{max} = maximikapacitansen och C_v = kapacitansvariationen (= $C_{\text{max}} - C_0$), och följande ekvation kan uppställas för en krets med den konstanta induktansen L : (Obs! att mot den minsta kapacitansen svarar den högsta frekvensen och tvärtom.)

$$f_v^2 = \frac{1}{\frac{4\pi^2 L C_0}{1}} = \frac{C_{\text{max}}}{C_0} = \frac{C_0 + C_v}{C_0}; \quad C_0 \cdot f_v^2 = C_0 + C_v$$

$$f_v^2 - 1 = \frac{C_v}{C_0} \quad \text{eller} \quad f_v = \sqrt{\frac{C_v}{C_0} + 1}$$

I C_0 ingår även de extra kapacitanser, som eventuellt är kopplade parallellt över kondensatorn, t.ex. spolens egen kapacitans. Denna formel kan bl.a. användas för att beräkna nollkapacitansen i en krets, om ett visst bestämt frekvensområde skall täckas.

En normal vridkondensator har en kapacitansvariation på i runt tal 9 gånger, dvs. att $C_{\text{max}} = 9 \cdot C_0$, vilket ger $f_v = 3$. Enligt bild 4 kan man tänka sig C_0 som en särskild konstant kondensator i kretsen.

Det finns även avstämningsskretsar, där variationen i frekvens erhålles genom att induktansen varieras. Vanligen sker då detta genom att en i spolen befintlig kärna av högfrekvensjärn ändras. Hur stor induktansvariation, som erfordras för en viss frekvensändring kan räknas ut på liknande sätt som vid kapacitansändring. Det förekommer även fall då en krets' egenfrekvens medelst induk-

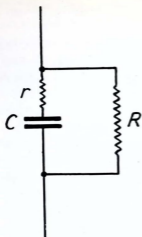


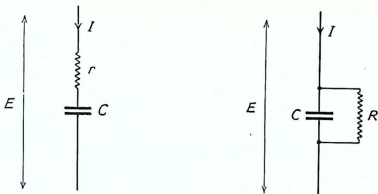
Bild 5. Förlusterna i en kondensator kan representeras av ett seriemotstånd och ett parallellmotstånd.

tansändring kan ändras över ett mycket större frekvensområde än vad som kan åstadkommas med kondensatoravstämning. Sådan s.k. permeabilitetsavstämning förekommer relativt sällan.

∟ DÄMPNING

I varje avstämd krets räknar man med något, som kallas dämpning. De i kretsen ingående spolarna och kondensatorerna är alltid behäftade med förluster, som i kretsen förorsakar en viss dämpning. En helt odämpad krets kan inte tänkas förekomma i verkligheten, men om så vore fallet, skulle exempelvis strömmen genom en serieresonanskrets kunna bli oändligt stor, och enormt stora spänningar erhållas över elementen i kretsen.

Vi skall först gå in på vad som förorsakar förluster i en kondensator. I bild 5 är två motstånd inritade, ett i serie och ett parallellt med kondensatorn. Seriemotståndet representerar i första hand det ohmska motstånd, som finns i kondensatorns belägg, vilket vid höga frekvenser kan vara av betydelse. Parallellmotståndet motsvarar den läckning, som eventuellt finns i kondensatorns isolationsmaterial. Dessutom har vi de s.k. dielektriska förlusterna, som i allmänhet ökar mycket med stigande frekvens. Dessa senare kan hänföras såväl till serie- som till parallellförluster och är i hög grad



Effekt i motståndet:

$$P = r \cdot I^2$$

$$P = \frac{E^2}{R}$$

varav

$$r = \frac{1}{R \omega^2 C^2}$$

Bild 6. Kondensatorförlusterna kan betraktas antingen som ett seriemotstånd eller som ett parallellmotstånd.

beroende på materialet i kondensatorns dielektrikum, men sammanhänger mycket litet med materialets isolationsförmåga och dielektricitetskonstant.

De minsta dielektriska förlusterna finner man hos vakuum och luft. Goda material är även kvarts, glimmer och de keramiska (porslinsliknande) materialen steatit, calit, calan, frekventa och diacond samt det celluloidliknande trolitul. Något sämre är ebonit, glas, porslin, celluloid, papper. Ytterligare längre ned på skalan kommer bakelit, isolit, pertinax och schellack.

Vid en viss frekvens kan alltid en kondensators alla förluster representeras av ett parallellmotstånd eller ett seriemotstånd. Man kan alltid förvandla eller omräkna förlustmotståndet från ett seriemotstånd till ett parallellmotstånd eller tvärt om. Detta använder man sig av bl.a. vid kapacitansmätbryggor i vilka även den uppmätta kondensatorns förluster uppmättes. Vanligen får kondensatorns alla förlustmotstånd representeras av ett seriemotstånd.

I bild 6 har vi två kondensatorer, som antas ha samma förluster vid vinkelfrekvensen ω . Om vi utgår ifrån att båda har samma effektförbrukning vid lika yttre betingelser, får vi med beteckningar enligt figuren:

$$1) P = r \cdot I^2 = r \cdot \frac{E^2}{r^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

Om r^2 försummas vid sidan av $\frac{1}{(\omega C)^2}$, vilket kan ske i alla praktiska fall, fås

$$P = r \cdot E^2 \cdot \omega^2 C^2$$

$$2) P = \frac{E^2}{R}$$

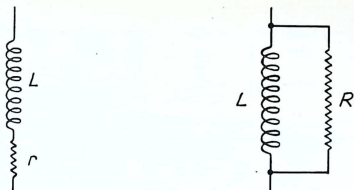
Av dessa båda värden på samma effekt får man alltså

$$r = \frac{1}{R \omega^2 C^2}$$

Förlusterna i en spole härrör först och främst från ohmska motståndet i lindningen. Som förut omtalats ökar motståndet en tråd med frekvensen, och därför är det ofta svårt, att beräkna det ohmska motståndet hos en högfrekvensspole. Som förluster i en spole inkommer även de dielektriska förlusterna i det material, på vilket spolen är lindad. En skärmning av spolen ökar även dämpningen, mera ju närmare skärmen ligger. Vidare inverkar trådens isolationsmaterial något, och även inverkar de närliggande varven på varandra, så att minsta förluster erhålles, om man lindar en spole med ett litet, visst bestämt avstånd mellan varven. Innehåller spolen järnkärna, har järnets egenskaper inflytande på förlusterna.

I en induktans ligger förlusterna till största delen som seriemotstånd, och det är därför sällan, som man räknar med parallellmotstånd vid spolar. Vill man emellertid härleda en formel för omvandlingen, sker detta på samma sätt som vid kondensatorer, och resultatet blir med beteckningar enligt bild 7

$$r = \frac{\omega^2 L^2}{R}$$



$$r = \frac{\omega^2 L^2}{R}$$

Bild 7. Förlusterna i en spole kan omräknas från parallellmotstånd till seriemotstånd.

✎ FÖRLUSTVINKEL. FÖRLUSTFAKTOR

För att uttrycka förlusterna eller dämpningen i spolar och kondensatorer använder man sig av *förlustfaktorn*, som är detsamma som tangens för *förlustvinkeln*. Denna faktor är alltså förhållandet mellan det ohmska motståndet reducerat till seriemotstånd och det reaktiva motståndet, som då kan vara induktivt eller kapacitivt. För små värden på förlusterna kan man sätta förlustfaktorn lika med förlustvinkeln i absolut mått (radianer).

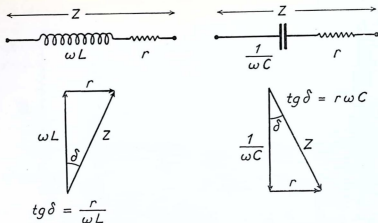
Av bild 8 framgår alltså att för en spole med induktansen L och motståndet r förlustfaktorn blir

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{r}{\omega L}$$

På samma sätt framgår att förlustfaktorn för en kondensator med kapacitansen C och *seriemotståndet* r blir

$$\operatorname{tg} \delta = r \omega C$$

Förlustfaktorn har i normala fall ganska litet talvärde och mestadels anges den som ett visst talvärde gånger 10^{-4} .



vid litet r : $\text{tg } \delta \cong \delta$

Bild 8. Förklaring av begreppet förlustvinkel.

Ibland uttryckes i stället förlustfaktorn i %. Förlustprocenten anger då, hur många hundra delar det ohmska seriemotståndet är av det induktiva eller det kapacitiva.

När det gäller högfrekvensspolar använder man sig även av ett begrepp, som kallas spolens *godhetstal*. Detta betecknas med Q och är helt enkelt inverterade värdet till förlustfaktorn eller

$$Q = \frac{1}{\text{tg } \delta} = \frac{\omega L}{r}$$

En spolens Q -värde brukar vara det mest påtagliga måttet på dess kvalitet och användbarhet i olika fall. Speciella mätapparater för spolar direkt graderade i Q finnas på de flesta välutrustade radiolaboratorier.

För kortvågsspolar, där ω är stort, är det ej så lämpligt att ange $Q = \frac{\omega L}{r}$; där anges hellre $\frac{L}{r}$ eller $\frac{r}{L}$, vilket senare är lättare att direkt mäta.

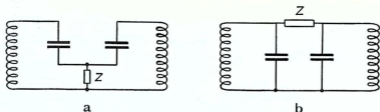


Bild 9. Två olika huvudtyper av koppling mellan resonanskretsar: a) med en gemensam impedans, b) med en kretsarna sammanbindande impedans.

KOPPLADE KRETSAR

När två kretsar är så anordnade, att energi kan överföras från den ena av dem till den andra, säges de vara *kopplade till varandra*. Metoderna att koppla kretsar till varandra varierar och i motsats till den *ömsesidiga* kopplingen, som förekommer i transformatorer, har vi den s.k. *direkta* kopplingen, vilken i sin tur kan uppdelas i två huvudtyper. I ena fallet innehåller de båda kopplade kretsarna en gemensam impedans, över vilken kopplingen sker. I andra fallet är kretsarna sammanbundna via en viss impedans. Bild 9 visar exempel på dessa slag av koppling.

Impedansen kan i båda dessa fall bestå av ett ohmskt motstånd, en induktans eller en kapacitans. *Kopplingen kallas i respektive fall resistiv, induktiv eller kapacitiv*. Bild 10 ger en översikt av olika kopplade kretsar, och hur de kan anordnas.

Som ett mått på hur mycket en krets påverkar en annan, är det nödvändigt att ha ett tal, som anger graden av koppling mellan kretsarna. Kopplingen uttryckes med *kopplingsfaktorn*, som vi betecknar med *K*.

Kopplingsfaktorn definieras som förhållandet mellan de båda kretsarnas ömsesidiga eller gemensamma reaktans och kvadratroten ur produkten av kretsarnas totala reaktanser av samma slag.

Ett exempel har vi i bild 10a. Kopplingsfaktorn blir enligt definitionen i detta fall:

$$K = \frac{\omega M}{\sqrt{\omega L_1 \cdot \omega L_2}} = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}$$

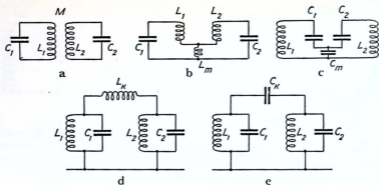


Bild 10. Induktivt och kapacitivt kopplade bandfilter av olika slag.

I de kopplade kretsarna bild 10b och bild 10c erhålles på samma sätt

$$K = \frac{\omega L_m}{\sqrt{\omega L_1 \cdot \omega L_2}} = \frac{L_m}{\sqrt{L_1 L_2}}$$

och

$$K = \frac{1}{\omega C_m} = \frac{\sqrt{C_1 \cdot C_2}}{C_m}$$

I de fall, som illustreras av bild 10d och 10e är det svårare att få fram ett värde på K direkt ur definitionen. Här kommer man mera direkt till resultat, om man tar reda på den "gemensamma reaktansen" genom att beräkna den spänning, som bildas över den matade kretsen, när den första kretsen genomflytes av en ström på 1 ampere. Vi lämnar härledningen därefter och noterar endast resultaten.

Vid induktiv koppling, bild 10d, får man

$$K = \sqrt{\frac{L_1 L_2}{(L_1 + L_k) \cdot (L_2 + L_k)}}$$

och vid kapacitiv koppling, bild 10e

$$K = \frac{C_k}{\sqrt{(C_1 + C_k) \cdot (C_2 + C_k)}}$$

Två kopplade kretsar, som är avstämda till samma frekvens kan under vissa omständigheter bilda ett s.k. *bandfilter* av den typ, som

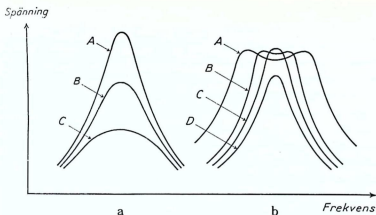


Bild 11. Resonanskurvor a) för en enkel krets med olika dämpning. Kurvan A gäller vid minsta motstånd i kretsen, b) för bandfilter med olika koppling. A stark, C kritisk och D svag koppling.

användes i nutida radiomottagare. Om man betraktar kretsarna som en enhet, dvs. som en enda krets, får denna två *frekvenser*, vid vilka spänningen har sitt maximivärde, om kopplingen mellan de bägge avstämningsskretsarna är tillräckligt *stark*. Man skulle, ehuru felaktigt, kunna säga att de två till ett bandfilter sammansatta kretsarna har två resonansfrekvenser, en på var sida om den frekvens, till vilken kretsarna var för sig är avstämda.

De två topparnas frekvenser skiljer sig åt mera ju starkare kopplingen göres, vilket vid ett bandfilter av typ enligt bild 10a sker genom att spolarna närmas varandra ytterligare.

Om kretsarna var för sig är avstämda till vinkelfrekvensen ω_0 , får man de båda resonansfrekvenserna för ett bandfilter, där förlusterna försummas, i beroende av kopplingsfaktorn enligt formeln:

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm K}}$$

I bild 11 har spänningen över en resonanskrets uppritats som funktion av frekvensen. Dyliga kurvor kallas resonanskurvor, och

bild 11 visar utseendet dels för en enkel krets och dels för ett bandfilter, vid olika kopplingsgrader.

Med *kritisk koppling* menas den kopplingsgrad, som nätt och jämnt är så stark, att den förmår utbilda en dubbeltopp. Större förluster i kretsarna verkar i den riktning, att hårdare koppling erfordras, innan man når det kritiska värdet. Däremot påverkar de ohmska motstånden föga de frekvenser, som svarar mot topparnas lägen.

I mottagare talas ofta om bandfilter och de s.k. mellanfrekvens-transformatorerna vid superheterodyner är vanligen utförda som sådana. Det är dock inte så ofta, som reklamen vill låta påskina, som dessa bandfilter har dubbeltopp. Kopplingen brukar snarare vara något under än över kritisk och detta har sin grund i att det är tämligen svårt att ställa in (trimma) kretsar som är hårdare än kritiskt kopplade till varandra. Endast dyrbarare mottagaretyper har mellanfrekvenskretsarna utformade till verkliga bandfilter.

ANTENNKRETSAR

Vi har förut sett, hur en rak tråd, som bär högfrekvent ström, kan utsända elektromagnetiska vågor, eller omvänt, hur en dylik tråd kan uppfånga de elektromagnetiska vågorna på det sätt, att det i tråden bildas strömmar med samma frekvens som den högfrekventa vågen. Det fordrades dock att trådens längd hade ett visst bestämt värde för en given våg.

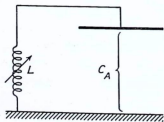


Bild 12. En antenn med tillhörande förlängningsspole bildar en svängningskrets, en öppen svängningskrets.

4: 18

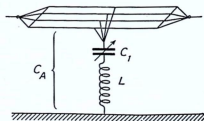


Bild 13. En förkortningskondensator verkar nedsättande på antennkretsens kapacitans och alltså även på våglängden.

För att en antenn emellertid skall kunna användas på mer än en enda våglängd, *antennens egenvåglängd*, är det nödvändigt, att den skall kunna avstämmas, och denna avstämning kan ske medelst variabla spolar eller kondensatorer. Det gäller att utforma antennen och de till denna hörande kopplingselementen så, att största möjliga ström erhålles i antennens högt över marken liggande delar.

Vid långa radiovågor är det – åtminstone vid mottagning – svårt att arbeta med antenner, vars längd är av samma storleksordning som våglängden, och i praktiken sker detta ej heller annat än i undantagsfall. Om våglängden är stor i förhållande till antennlängden, kan man i stort sett betrakta antennen som en kondensator, och för att få så mycket ström som möjligt att flyta genom densamma, avstämmer man denna kondensator medelst en spole, så att man får resonans för den frekvens (den våglängd), på vilken man arbetar. Bild 12 ger en bild av hur antennen kan anses som det ena belägget i en kondensator, vars andra belägg utgöres av jorden. Vidare ser man hur den avstämda kretsen bildas. En spole, som på ett sådant sätt användes i en antennkrets, brukar även kallas *förlängningsspole* på grund av att den skenbart förlänger antennen. En kondensator, som inkopplas i en serie med antennen som i bild 13, verkar på motsvarande sätt förkortande och benämnes därför *förkortningskondensator*. Vid avstämning kan antingen spolen eller kondensatorn varieras.

Strängt taget innehåller en tråd, även om den är rak, en viss induktans, och därför måste man vid en antenn även räkna med, att den själv innehåller en viss induktans. Ju högre frekvensen är, desto mera inverkar denna induktans på avstämningen. Vid normala rundradiovåglängder och en antenn av den typ, som i vanliga fall användes av en radiolyssnare, har denna induktans (L_A i bild 14) en storlek på några tiotal μH . Antennkapacitansen C_A är några hundratal pF.

En antenn har dessutom ett visst ohmskt motstånd R_A , som dels utgöres av antenntrådets resistans samt förlusterna i isolationsmaterial m.m., dels också av något, som kallas för *strålningsresistans*. Strömmen i antennen hos en sändare utvecklar nämligen effekt, som dels omvandlas till värme och dels till strålningsenergi. Ju längre antenn, desto större strålningsresistans, och ju högre anten-

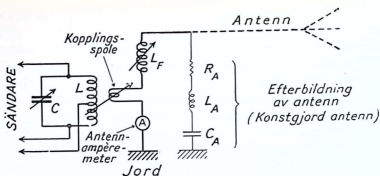


Bild 14. Hur antennen kopplas till en sändare. Antennen kan tänkas ersatt med en konstgjord antenn med samma elektriska egenskaper.

nen är belägen över markytan, desto större blir strålningsresistansen, som alltså kan anses som ett mått på antennens effektivitet. I vanliga fall håller sig strålningsresistansen omkring några tiotal ohm, medan antennens ledningsmotstånd och övriga förluster kan räknas i tiondels ohm. Med ökad frekvens (kortare våglängd) ökar strålningsresistansen avsevärt för en och samma antenn.

Vi har alltså konstaterat, att en antenn kan betraktas som en svängningskrets, närmare bestämt en *öppen* svängningskrets, och därför är det möjligt att efterbilda en antenn, vilken som helst, med en krets bestående av induktans, kapacitans och motstånd. I det fall, då det är fråga om en mottagningsantenn, får man anse att en spänningskälla även finns inlänkad i kretsen.

Lika väl som en vanlig svängningskrets kan kopplas till en annan, kan en antennkrets kopplas till en annan svängningskrets, och detta kan då ske på olika sätt även här. Om man känner antennens egenskaper, kan man sålunda matematiskt beräkna t.ex. antennströmmen vid en sändare eller hur mycket energi, som vid en mottagare överföres från en mottagares antenn. Dock blir förhållandena ganska svåra att bemästra i de fall då antennens längd är av samma storleksordning som våglängden. Vi skall inte närmare gå in på dessa problem.

I stället tar vi ett exempel på hur förloppet kan tänkas vara vid en sändareantenn enligt bild 14. Sändarens frekvens bestämmas av

kretsens L - C konstanter. Kopplingen från sändarekretsen till antennekretsen är induktiv, och vid lös koppling, dvs. få varv på kopplingsspolen eller stort avstånd mellan denna och sändarespolen, får man relativt liten energiöverföring och alltså liten antennström. Vid ökad koppling mellan spolarna ökar antennströmmen, ända tills man nått den kritiska kopplingen, då en ytterligare kopplingsökning inte ger mera antenneffekt. I stället får sändaren en tendens att vilja arbeta på *två frekvenser* och kan i vissa fall hoppa i frekvens helt omotiverat. De båda frekvenserna är desamma, som vi förut behandlat i kapitlet om kopplade kretsar. Antennekretsen är härvid avstämd till samma frekvens som sändarekretsen.

En antennekrets behöver emellertid inte vara avstämd för att verka. I våra vanliga rundradiomottagare arbetar antennen oftast *utan* avstämning, men i gengäld får kopplingen till antennen vara fastare, om dess verkan skall bli ingefär densamma. Hur det hela är anordnat i praktiken skall vi senare behandla.

RÄKNEEXEMPEL

1. En 500 Hz växelströmgenerator användes för att driva en sändare, som anses utgöra en rent ohmsk belastning på 10 ohm. Maskinen har en tomgångsspänning på 115 volt och en inre induktans på 0,02 henry. Dess inre ohmska motstånd anses kunna försummas. Hur stor effekt tas ut a) om maskinen direkt belastas med sändaren, b) om i serie med sändaren dessutom kopplas en kondensator på 10 μF ? c) Hur stor kondensator skall inkopplas för att ge största effekt och hur stor blir effekten då?

Bild 15 visar hur det hela är anordnat. Vi tillämpar Ohms lag för växelström och finner med figurens beteckningar:

a)

$$I = \frac{E}{Z} = \frac{E}{\sqrt{R_b^2 + (\omega L)^2}} = \frac{115}{\sqrt{10^2 + (2\pi \cdot 500 \cdot 0,02)^2}} = 1,8 \text{ A}$$

$$P = R_b \cdot I^2 = 10 \cdot 1,8^2 = 32,5 \text{ W}$$

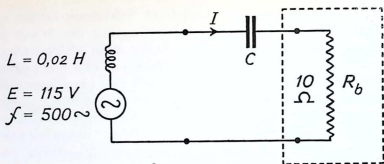


Bild 15. Kopplingsbild till exempel 1.

b)

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{E}{\sqrt{R_b^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \\
 &= \frac{115}{\sqrt{10^2 + \left(2\pi \cdot 500 \cdot 0,02 - \frac{10^6}{2\pi \cdot 500 \cdot 10}\right)^2}} = 3,5 \text{ A} \\
 P &\approx 120 \text{ W}
 \end{aligned}$$

c) Här måste vi ordna så att *kretsen får resonans för 500 Hz*. När resonans föreligger tar ju det induktiva och det kapacitiva motståndet ut varandras verkningar, och vi har endast att räkna med den ohmska belastningen på maskinen utan inre induktans. För fullständighetens skull sätter vi upp formeln i sin helhet och sätter sedan totala reaktansen lika med noll. Ur den erhållna ekvationen beräknas erforderlig kapacitans på kondensatorn.

$$\begin{aligned}
 I &= \frac{E}{\sqrt{R_b^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} \\
 \omega L - \frac{1}{\omega C} &= 2 \cdot \pi \cdot 500 \cdot 0,02 - \frac{1}{2\pi \cdot 500 \cdot C} = 0 \\
 C &= \frac{1}{4\pi^2 \cdot 500^2 \cdot 0,02} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ F} = 5 \mu\text{F} \\
 I &= \frac{E}{R_b} = \frac{115}{10} = 11,5 \text{ A} \\
 P &= R_b \cdot I^2 = 10 \cdot 11,5^2 = 1320 \text{ W} = 1,32 \text{ kW}
 \end{aligned}$$

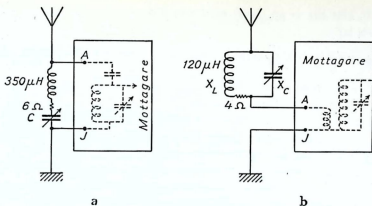


Bild 16. Olika typer av vågfällor, a) enligt exempel 2, b) enligt exempel 3.

2 • En s.k. vågfälla kan bestå av en spole och en kondensator i serie kopplade mellan antenn och jord vid en radiomottagare. Det gäller att "stämna bort" Stockholm, som har en frekvens på 773 kHz. Spolen har givits en induktans av $350 \mu\text{H}$ och ett högfrekvensmotstånd av 6 ohm och för avstämning användes en variabel kondensator, som anses förlustfri. På vilken kapacitet skall vågfällans kondensator inställas, och hur stort motstånd kommer vid resonans att ligga mellan mottagarens antenn- och jordklämma? b) Hur stor impedans ligger över mottagaren vid Beograds och Poznans frekvenser (frekvens resp. 683 och 818 kHz)?

a) Av bild 16a framgår att det här rör sig om en serieresonanskrets, och vi kan då omedelbart se, att dess motstånd vid resonans blir 6 ohm.

$$\text{Ur formeln för resonansfrekvensen } f = \frac{159\,000}{\sqrt{LC}} \text{ eller } LC = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{f^2}, \text{ där } L \text{ och } C \text{ är uttryckta i } \mu\text{H} \text{ resp. pF samt } f \text{ i kHz}$$

får man sedan värdet på den variabla kondensatorn

$$C = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{f^2 \cdot L} = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{773^2 \cdot 350} = 122 \text{ pF}$$

b) Här har vi att direkt sätta upp formeln för impedansen i de båda fallen.

$$\begin{aligned}
 Z_{683} &= \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} = \\
 &= \sqrt{6^2 + \left(2\pi \cdot 683 \cdot 1000 \cdot 350 \cdot 10^{-6} - \frac{1}{2\pi \cdot 683 \cdot 1000 \cdot 122 \cdot 10^{-12}}\right)^2} = \\
 &= \sqrt{6^2 + (1\,500 - 1\,910)^2} = \sqrt{6^2 + 410^2} \approx 410 \text{ ohm}
 \end{aligned}$$

och

$$\begin{aligned}
 Z_{818} &= \\
 &= \sqrt{6^2 + \left(2\pi \cdot 818 \cdot 1000 \cdot 350 \cdot 10^{-6} - \frac{1}{2\pi \cdot 818 \cdot 1000 \cdot 122 \cdot 10^{-12}}\right)^2} \\
 &\approx 215 \text{ ohm.}
 \end{aligned}$$

Som framgår av resultatet blir förhållandet, att praktiskt taget kortslutning erhålles för Stockholms frekvens, medan en relativt hög impedans kommer att ligga mellan antenn och jord vid de övriga periodtalen. Med en normal antenn inverkar vågfällan föga på mottagningen av de båda stationerna. Stockholmsstationen däremot försvagas avsevärt.

3. En vågfälla kan även anordnas på så sätt, att en parallellresonanskrets inlägges mellan antennen och mottagarens antennklämma. Vi väljer för detta ändamål en spole med induktansen $120 \mu H$ och högfrekvensmotståndet 4 ohm samt parallellkopplar densamma med en förlustfri kondensator, som inställes så att kretsen har resonans för samma frekvens som i föregående exempel. Det frågas efter hur stor impedans, som kommer att ligga i serie med antennen vid Stockholms samt Beograds och Poznans frekvenser. Se bild 16b.

Vi räknar först ut hur stor kondensatorn skall vara för att kretsen skall ha sin resonans vid 773 kHz

$$C = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{f^2 \cdot L} = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{704^2 \cdot 120} = 354 \text{ pF}$$

Impedansen tvärs över kretsen fås sedan enligt formeln $Z = \frac{L}{CR}$

$$Z_{773} = \frac{120 \cdot 10^{-6}}{354 \cdot 10^{-12} \cdot 4} = 84\,600 \, \Omega$$

eller direkt utan att man begagnar sig av kapacitansen ur $Z = \frac{\omega^2 L^2}{R}$

$$Z_{773} = \frac{4\pi^2 \cdot 773^2 \cdot 10^{-6} \cdot 120^2 \cdot 10^{-12}}{4} = 84\,600 \, \Omega$$

Vid Stockholms frekvens kommer alltså 84 600 ohm att ligga i serie med antennen. Impedansen är dessutom rent ohmsk.

Det är ganska komplicerat att exakt räkna ut impedanserna för de båda frekvenserna, men genom att släppa något på uträkningens noggrannhet, blir beräkningen enklare.

Vi tar först Beograds frekvens 683 kHz och räknar ut ωL samt $\frac{1}{\omega C}$ för kretsen.

$$\omega L = 2\pi \cdot 683 \cdot 1\,000 \cdot 120 \cdot 10^{-6} = 515 \, \Omega$$

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi \cdot 683 \cdot 1\,000 \cdot 354 \cdot 10^{-12}} = 658 \, \Omega$$

Om sedan ohmska motståndets 4 ohm försummas vid sidan av de induktiva 515, kan vi få fram ett värde på kretsens impedans vid denna frekvens. De parallellkopplade reaktanserna ger

$$Z_{683} = \frac{X_L (-X_C)}{X_L - X_C} = \frac{-\omega L \cdot \frac{1}{\omega C}}{\omega L - \frac{1}{\omega C}} = \frac{-515 \cdot 658}{515 - 658} = 2\,380 \, \Omega$$

Observera att X_C har negativt tecken!

Vid Leipzigs frekvens 818 kHz får vi på liknande sätt

$$\omega L = 2\pi \cdot 818 \cdot 1\,000 \cdot 120 \cdot 10^{-6} = 615 \, \Omega$$

$$\frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi \cdot 818 \cdot 1\,000 \cdot 354 \cdot 10^{-12}} = 548 \, \Omega$$

$$Z_{818} = \frac{-615 \cdot 548}{615 - 548} = -5\,040 \, \Omega$$

Minustecknet betyder att Z i detta fall är kapacitivt.

Vid Stockholms frekvens ligger sålunda närmare 100 000 ohm i serie med antennen medan det vid de båda andra frekvenserna

endast ligger i runt tal 2 500 resp. 5 000 ohm hindrande i antennen. I senare fallen är impedansen dessutom i det närmaste rent induktiv eller kapacitiv, varför vågfällen där inte förbrukar någon nämnvärd effekt.

4. Det gäller att bestämma hur stor nollkapacitans en krets behöver innehålla, för att nått och jämnt kunna täcka ett visst frekvensområde. Till förfogande står en vridkondensator med variationen $C_v = 155$ pF. Hur stor nollkapacitans och hur stor induktans skall kretsen innehålla för att täcka frekvensområdet a) 2 500 till 3 500 b) 1 500 till 2 500 kHz?

a) Frekvensfaktorn blir

$$f_v = \frac{3\,500}{2\,500} = 1,40$$

Enligt formeln $f_v^2 - 1 = \frac{C_v}{C_0}$ får vi direkt nollkapacitansen

$$C_0 = \frac{C_v}{f_v^2 - 1} = \frac{155}{1,40^2 - 1} = 162 \text{ pF}$$

För att sedan räkna ut induktansen väljer vi värdena i ena ytterläget t.ex. vid fullt invriden kondensator (frekvens 2 500 kHz).

$$C = C_0 + C_v = 162 + 155 = 317 \text{ pF}; \quad f = 2\,500 \text{ kHz.}$$

Enligt exempel 2 är vid resonans

$$L = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{f^2 \cdot C} = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{2\,500^2 \cdot 317} = 12,8 \text{ } \mu\text{H}$$

b) Gången av beräkningen blir här densamma.

$$f_v = \frac{2\,500}{1\,500} = 1,67; \quad C_0 = \frac{155}{1,67^2 - 1} = 86 \text{ pF}$$

$$L = \frac{2,54 \cdot 10^{10}}{1\,500^2 \cdot (86 + 155)} = 47 \text{ } \mu\text{H}$$

5. I en radiomottagare förekommer ett bandfilter likt det i bild 10c. Bägge kretsarna är avstämda till frekvensen 135 kHz. Kondensatorerna C_1 och C_2 har värdet 160 pF. Hur stor skall kondensatorn C_m vara, för att avståndet mellan topparna i resonanskurvan skall bli 3 000 Hz?

De båda frekvenserna, där den s.k. dubbeltoppen utbildas, ligger tydligen $\frac{3\,000}{2} = 1\,500$ Hz på var sin sida om avstämningsfrekvensen 135 000 Hz eller vid 133 500 och 136 500 Hz.

Ur dessa frekvenser kan sedan kopplingsfaktorn K räknas ut enligt formel.

$$\omega = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+K}}; \quad 2\pi \cdot 133\,500 = \frac{2\pi \cdot 135\,000}{\sqrt{1+K}}$$

$$\sqrt{1+K} = \frac{135}{133,5} = 1,011$$

$$1+K = 1,022$$

$$K = 0,022$$

På sid. 4:16 finner vi sedan relationerna mellan kopplingsfaktorn och kondensatorerna vid ett kapacitivt kopplat bandfilter med fotkapacitanskoppling.

$$K = \frac{\sqrt{C_1 \cdot C_2}}{C_m}; \quad 0,022 = \frac{\sqrt{160 \cdot 160}}{C_m}$$

$$C_m = \frac{160}{0,022} = 7\,300 \text{ pF}$$

6. En parallellresonanskrets innehåller en spole, som vid 1 000 kHz har ett uppmätt Q -värde på 180. Kretsens kondensator, som kan anses förlustfri ger kretsen resonans vid 600 kHz när den är invriden till 555 pF. Detta värde anses även innefatta nollkapacitanserna. Sök spolens högfrekvensmotstånd, dvs. förlusterna betraktade som seriemotstånd. Sök vidare storleken på den kondensator, som behövs för att avstämna kretsen till 1 000 kHz samt kretsens impedans vid denna frekvens. Sök vidare kretsens impedans om den avstämmer till 1 200 kHz och samtidigt parallellkopplas med ett motstånd på 0,4 megohm.

För att komma åt det som frågas efter måste vi först räkna ut spolens induktans. Vi använder följande kända formel.

$$f = \frac{159\,000}{\sqrt{L \cdot C}}; \quad 600 = \frac{159\,000}{\sqrt{L \cdot 555}}$$

$$L = \frac{159\,000^2}{600^2 \cdot 555} = 127 \mu\text{H}$$

Sedan kan man direkt använda uttrycket för spolens godhet och därur få fram spolens seriemotstånd, som efterfrågas.

$$Q = \frac{\omega L}{r}; \quad 180 = \frac{2\pi \cdot 1\,000 \cdot 10^3 \cdot 127 \cdot 10^{-6}}{r}$$

$$r = \frac{2\pi \cdot 127}{180} = 4,45 \, \Omega$$

För att få fram den kapacitans som erfordras för att avstämma spolen till 1 000 kHz kan man dels använda samma formel som ovan när det gällde att taga reda på induktansen, dels kan man proportionera sig till resultatet. Vi väljer den senare metoden. Frekvensen är som bekant omvänt proportionell mot roten ur kapacitansen och vi kan skriva

$$600 \text{ kHz svarar mot } 555 \text{ pF}$$

$$1\,000 \text{ kHz svarar mot } C \text{ pF}$$

eller

$$\frac{600}{1\,000} = \sqrt{\frac{C}{555}}; \quad C = 555 \cdot \left(\frac{600}{1\,000}\right)^2$$

$$C = 555 \cdot 0,36 = 200 \text{ pF}$$

Kretsens impedans får man direkt som

$$Z = \frac{L}{Cr} = \frac{127 \cdot 10^{-6}}{200 \cdot 10^{-12} \cdot 4,45} = \frac{1\,270\,000}{2 \cdot 4,45} = 142\,700 \approx$$

$$\approx 143\,000 \, \Omega$$

När det gäller nästa fråga kan vi också gå två vägar. Antingen uträknas impedansen vid denna nya frekvens och sedan beräknas den nya impedans som blir resultatet av parallellkoppling av den uträknade impedansen (ohmsk) och motståndet, eller omvandlas parallellmotståndet till seriemotstånd och lägges till kretsens tidigare seriemotstånd. Vi genomför för säkerhets skull här båda räknemetoderna.

I detta fall kan det vara onödigt att först räkna ut avstämningsskapacitansen. Vi skriver upp Z direkt som

$$Z = \frac{\omega^2 L^2}{r} = \frac{(2\pi \cdot 1\,200 \cdot 10^3)^2 \cdot (127 \cdot 10^{-6})^2}{4,45} = 206\,000 \, \Omega$$

Detta värde parallellkopplat med 0,4 megohm ger

$$Z_1 = \frac{206\,000 \cdot 400\,000}{206\,000 + 400\,000} = 136\,000 \, \Omega$$

Enligt den andra metoden tänker man sig alltså att motståndet ligger över spolen och reduceras i denna som ett seriemotstånd med storleken

$$r_2 = \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{(2\pi \cdot 1\,200 \cdot 10^3)^2 \cdot (127 \cdot 10^{-6})^2}{400\,000} = 2,35 \, \Omega$$

Det nya sammanlagda seriemotståndet i kretsen blir alltså

$$r_1 = r + r_2 = 4,45 + 2,35 = 6,8 \, \Omega$$

och den nya impedansen blir även här

$$Z_1 = \frac{\omega^2 L^2}{r_1} = \frac{(2\pi \cdot 1\,200 \cdot 10^3)^2 \cdot (127 \cdot 10^{-6})^2}{6,8} = 136\,000 \, \Omega$$

7 • En sändareantenn ser schematiskt ut som bild 14 och sändarens koppling till antennen är även gjord som i denna bild. Även en förlängningsspole finns. Följande data är kända: Antennens strålningssmotstånd 10 ohm, antennkapacitans 250 pF, antennens induktans 25 μ H. Förlustmotstånd i antenn och för längningsspole 3 ohm. Våglängden är för tillfället 600 m. Sök antennströmmen när den utstrålade effekten är 25 kW. Sök den effekt som behöver tillföras genom kopplingsspolen. Sök även förlängningsspolens induktans och spänningen över densamma (= spänningen över antennen för vilken isolationen behöver dimensioneras).

Vi kan först tänka oss att strålningssmotståndet R_s ligger som en del av R_A i serie med detta. Den antennström som i strålningssmotståndet ger den uppgivna effekten kallas för I_A och vi får

$$P = R_s \cdot I_A^2 \text{ eller } 25\,000 = 10 \cdot I_A^2 \text{ varav } I_A = 50 \text{ A}$$

För att få hela den effekt som tillföres antennkretsen får vi räkna med att antennströmmen arbetar genom ett sammanlagt ohmskt motstånd på $10 + 3 = 13$ ohm och effekten blir

$$P = R_A \cdot I_A^2 = 13 \cdot 50^2 = 32\,500 \text{ W} = 32,5 \text{ kW}$$

Förlängningsspolens induktans ligger i serie med antenninduktansen och som avstämningsskapacitans tjänstgör antennens 250 pF. Följande uträkning ger sig direkt

$$\lambda = 1,885 \cdot \sqrt{L \cdot C}; \quad 600 = 1,885 \sqrt{(L_F + 25) \cdot 250}$$

$$(L_F + 25) = 400; \quad L_F = 375 \mu H$$

Spänningen över förlängningsspolen blir ju en högfrekvent växelspanning med frekvensen 500 kHz, vilket är den frekvens, som motsvarar 600 m våglängd. Spänningen över spolen blir strömmen gånger reaktansen eller

$$E = I_A \cdot X_L = I_A \cdot 2\pi f \cdot L_F = 50 \cdot 2\pi \cdot 500 \cdot 1\,000 \cdot 375 \cdot 10^{-6} =$$

$$= 59\,000 \text{ V (effektivvärde)}.$$

Den högsta spänningen som uppträder på antennen blir större och lika med denna växelspannings toppvärde, som ju är $\sqrt{2}$ gånger större eller $\sqrt{2} \cdot 59\,000 = 83\,500 \text{ V}$.

SVARSUPPGIFTER · Brev 4

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Vad är skillnaden mellan en serieresonanskrets och en parallellresonanskrets?
2. Om man i en koppling vill hindra ström av en viss frekvens att passera mellan två punkter, varför kan man då inkoppla en parallellresonanskrets mellan dem? Hur skall kretsen vara beskaffad för att vara så effektiv som möjligt?
3. Den variabla kondensatorn i en radiomottagare är, när den är fullt urvriden, 65 pF (inklusive spolens och ledningarnas kapacitans jämte trimmerkondensatorn). Maximikapacitansen är 550 pF. Hur långt ned i frekvens kan mottagaren användas, om den högsta frekvensen är 1 550 kHz?
4. Mellan polerna i ett 50-periodigt nät inkopplas en drossel och en kondensator i serie. Drosselns induktans är 20 henry, och dess motstånd är 500 ohm. Kondensatorn inställes så, att kretsen

får resonans. Hur stor blir den spänning, som uppstår över kondensatorn om nätspänningen är 220 volt?

5. Vi önskar göra en vågfälla för Motala. Stationens frekvens är uppgiven till 191 kHz. Till förfogande står en vridkondensator på maximalt 500 pF. Föreslå lämplig lindning på ett spolrör enligt svarsuppgift 3 i föregående brev eller ett annat lämpligt rör. Angiv även på vilken kapacitans kondensatorn beräknas bli inställd.
6. En parallellresonanskrets antas bestå av en *förlustfri* kondensator och en spole med ohmska motståndet 20 ohm. Kretsen arbetar på frekvensen 195 kHz. Kondensatorn har storleken 350 pF. Hur stor är spolens förlustfaktor? Hur stor är kretsens impedans? Hur stor impedans får kretsen om kondensatorn utbytes mot en lika stor, vars förluster kan representeras av ett parallellmotstånd på 300 000 ohm?
7. En sändare arbetar på en våglängd av 1000 m. Antennen har en kapacitans av 360 pF och dess induktans kan försummas. Hur stor förlängningsspole behöves för att avstämna antennen? Hur stor blir antennströmmen, om över spolen uppmätes en spänning på 50 000 volt? Vilken utstrålad effekt har sändaren, om antennens strålningsmotstånd antas vara 20 ohm?

[Faint, illegible text covering the majority of the page, likely bleed-through from the reverse side.]

ELEKTRONRÖRET

✓ Historik och grundläggande principer

Även i fråga om elektronrörens utveckling har Thomas Edison varit en av pionjärerna, ehuru han egentligen inte hade en aning om, vart hans upptäckt så småningom skulle leda. Vid sina försök med glödlampor fann han, att en elektrisk ström kunde passera mellan en metallplatta och en glödande lystråd, vilka befann sig inuti en evakuerad (lufttom) glaskolv (plattan och lystråden kallas med ett gemensamt namn *elektroder*.) Strömmen hade en styrka av en à två milliampere, och fenomenet kallades "Edisoneffekten". Anmärkningsvärt var, att strömmen endast kunde passera i *ena riktningen*, varigenom anordningen kunde användas för att *likrikta* växelströmmar.

Sedan tysken *Wehnelt*¹ fullkomnat den edisonska likriktaren genom att belägga den glödande elektroden med kalciumoxid, varigenom strömmen mellan elektroderna avsevärt kunde ökas, upptog engelsmannen *J A Flemming* sina experiment med denna likriktare, och när *J J Thomson* år 1899 offentliggjorde sin upptäckt av elektronerna, var det möjligt för Flemming att bättre förstå Edisoneffekten. Han hade förmodat, att den enkelriktade strömmen måste bero på någonting, som vandrade *från* glödtråden eller *katoden till* plattan eller *anoden*, och detta någonting var tydligen

¹ Uttalas: vë'nelt.

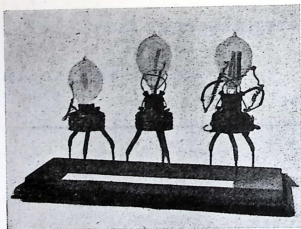


Bild 1. Flemmings ventil i olika utföranden. Ventilen till vänster har anoden utformad i spiral, den i mitten till en plåt, den till höger som en plåt-cylinder omgivande glödtråden.

ingenting annat än elektroner. År 1904 uttogs patent på användande av denna "Flemmings ventil" för likriktning av såväl lågfrekventa som högfrekventa strömmar.

Efterföljare på denna väg blev tysken *von Lieben*¹ och amerikanaren *Lee de Forest*². År 1907 tog den senare patent på en likriktare eller som de numera kallas ett *elektronrör* med en *tredje* elektrod, ett *galler*, förutom de båda elektroderna *anod* och *katod* i Flemmings rör. de Forest hade gjort experiment med en hel del olika variationer av *tvåelektrodröret*, och hans upptäckt av den kontrollerande verkan, som den tredje elektroden hade, förde den trådlösa telegrafens apparater ett gott stycke framåt, trots att man då saknade möjligheter att evakuera rören tillräckligt, för att fullt stabila förhållanden skulle råda i dem. Efter första världskrigets sista år har *treelektrodröret* fullständigt revolutionerat radiotekniken och har för varje år utvecklats och förbättrats.

Rör har senare utvecklats med fyra, fem ända upp till tiotal elek-

¹ Uttalas: li'ben.

² Uttalas: li dö få'rist.

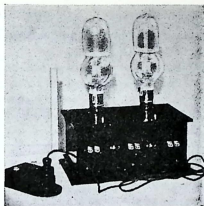


Bild 2. Liebenrör, använda i en lågfrekvensförstärkare.

troder, vilka tjänar olika ändamål och gör rören speciellt lämpade för vissa funktioner. Namnen diod, triod, tetrod, pentod, hexod, heptod och oktod⁴ betecknar att röret i fråga har två, tre, fyra, fem, sex, sju, eller åtta elektroder och hänför sig till motsvarande grekiska namn på siffrorna. De olika rören verkningsätt grundar sig på de förhållanden, som finns vid det enkla treelektrodröret, och därför skall vi först studera dess verkningsätt och konstruktion.

TRIODEN

Man hade alltså funnit, att ett metallstycke, som upphettas till glödningstemperatur, utsänder små, *negativt* laddade elektriska partiklar, kallade elektroner. Ju högre temperaturen är, desto kraftigare blir denna *elektronemission*, vilket fenomen inte är olikt en häftig avdunstning av t.ex. ånga från en vattenyta. I elektronröret har glödtråden eller katoden till uppgift att leverera behovet av elektroner. Elektronerna bär elektricitet, *negativ elektricitet*, och när elektronerna rör sig en viss väg, uppstår en elektrisk ström.

⁴ Uttalas samtliga med tonvikt på sista stavelsen.

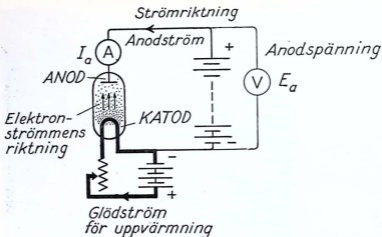


Bild 3. Strömmarnas riktning i ett tvåelektrodrör.

I bild 3 visas schematiskt ett elektronrör med två elektroder, med andra ord en diod. Som *katod* tjänstgör en glödtråd, som upphettas av strömmen från ett batteri. När katoden upphettas avger den elektroner. Detta resulterar i att katoden får ett underskott på elektroner och de elektroner som avgetts attraheras därför och återvänder på nytt till katoden. Men hela tiden "avdunstar" nya elektroner från katodytan och nettoresultatet blir att katoden omger sig med ett moln av elektroner, en *rymdladdning*. Under dessa förhållanden emitterar katoden i varje ögonblick lika många elektroner som den mottar från rymdladdningen.

Om man nu ägger en positiv spänning på *anoden* kommer elektroner från rymdladdningen att attraheras av denna och vi får en *elektronström* genom röret från *katod till anod*. Av de elektroner som lämnar katoden kommer alltså en del att gå till anoden och en del att upprätthålla rymdladdningen.

Enligt vedertagen praxis brukar man ju räkna strömriktning från plus till minus, alltså i detta fall från anod till katod. Man kan ju uppfatta saken så, att elektronerna rör sig *mot* strömmen. I själva verket är det elektronerna som är de verkliga bärarna av elektrisk laddning, men på den tid då man bestämde strömriktningen kände

man ännu inte till elektricitetens verkliga natur. I bild 3 visar pilarna hur anodströmmens riktning räknas motsatt den riktning i vilken elektronerna rör sig.

Den strömkrets i vilken anodströmmen flyter, *anodkretsen*, bör skiljas från *glödströmskretsen*, vars effekt endast användes till att värma upp katoden. Detta kan därför ske såväl med likström som med växelström. Anodströmmens storlek, eller med andra ord den mängd elektroner, som når anoden, växer med ökad anodspänning efter en viss matematisk lag, som fastställts av *Langmuir*⁵ och *Schottky*⁶. Denna s.k. rymdladdningslag gäller endast så länge vi fortfarande har kvar en rymdladdning kring katoden. När anodspänningen överstiger ett visst värde ökas inte anodströmmen ytterligare. Det har sin orsak i att alla elektroner som lämnar katoden genast attraheras och strömmar till anoden. Detta innebär ju att någon rymdladdning aldrig utbildas. Man säger, att *mättningsinträtt*. Höjes katodens temperatur ökas elektronemissionen och en rymdladdning utbildas på nytt. Anodspänningen kan då åter höjas efter ett visst belopp, innan den nya större mättningsströmmen inträder.

Rymdladdningslagen har följande lydelse:

$$I_a = K \cdot E_a^{\frac{3}{2}} \text{ eller } I_a = K \cdot \sqrt{E_a^3}$$

där I_a är anodströmmen och E_a är anodspänningen. K är en konstant faktor, vars storlek endast beror på anodens geometriska dimensioner, och som för enklare fall kan beräknas rent teoretiskt. Detta angivna matematiska samband gäller enligt ovan endast upp till det värde på anodspänningen E_a , vid vilket mättningsinträder. Kurvorna i bild 4 visar anodströmmens (I_a) beroende av anodspänningen (E_a) hos ett äldre förstärkarrör. Mättningsinträder när kurvan börjar vika av i horisontell riktning, och man ser hur olika mättningsström (I_s) erhålles för olika glödström (I_{gl}). Nedre delen av kurvorna påverkas däremot inte av katodens temperatur.

I moderna mottagarrör arbetar man på kurvornas *raka* del och det är därför mycket sällan, man behöver ta hänsyn till mättningsströmmens värde. För katoden anges dock en viss maximal ström,

⁵ Uttalas: lä'ngmjoc."

⁶ Uttalas: schä'ttki.

som ej bör överskridas, om rörets egenskaper skall kunna bibehållas i längden.

Vad blir nu följden av att en ny elektrod, ett s.k. *galler*, placeras i röret *mellan* katoden och anoden?

Det beror på den spänning, s.k. *gallerförspanning*, som lägges på denna elektrod. Gallret är, som namnet anger, utformat som ett

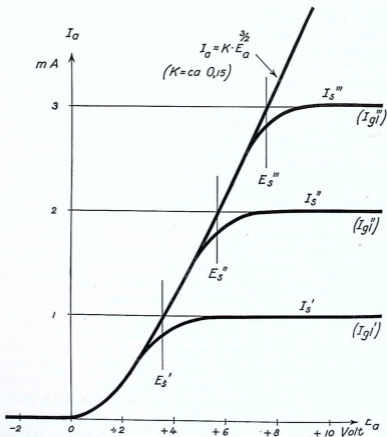


Bild 4. Olika mättningsström, I_s' , I_s'' , I_s''' erhålles för olika glödtrådstemperatur, motsvarande glödströmmen I_{gl}' , I_{gl}'' , I_{gl}''' . Motsvarande mättnings-spänningar betecknas E_s' , E_s'' , E_s''' . Sålunda är vid en mättningsström av $I_s' = 1\text{ mA}$, $E_s' = 3,7\text{ V}$, osv.

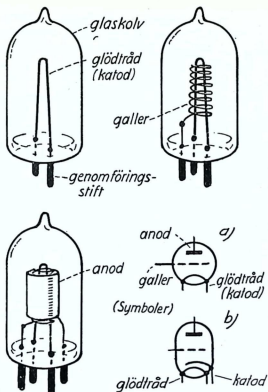


Bild 5. Principiell uppbyggnad av en direkt upphettad triod jämte schemasymboler. a) Direkt upphettat rör (batterirör). Glödtråden fungerar här även som katod. b) Indirekt upphettat rör.

glest nät av metalltråd och tillåter elektronerna att ganska ostört passera, om dess spänning är densamma som katodens. Vid *positiv* spänning på gallret i förhållandet till katoden uppstår däremot en ström i gallerkretsen, i det att en del av de elektroner, som är på väg till anoden, attraheras innan de hunnit igenom gallrets maskor. Dessutom ger den positiva gallerförspänningen samma resultat som om anodspänningen ökats, dvs. en ökning i anodströmmen. Vid tillräckligt hög gallerförspänning inträder mättning på samma sätt som förut i röret utan galler, och det kan till och med hända,

att anodströmmen minskas, när mättning inträder. Detta har sin orsak i att gallret med sin allt mer höjda spänning tar hand om ett allt större antal av de vid katoden maximalt tillgängliga elektronerna. Summan av gallerström och anodström är i detta fall hela tiden lika med mätningsströmmen.

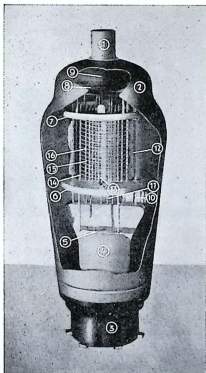
Vid negativ spänning på gallret bromsas de från katoden utslungade elektronerna upp, och en hel del stötes tillbaka av den negativa laddningen. En del slipper emellertid igenom och ger upphov till en anodström, som blir mindre, ju större den negativa spänning är, som lagts på gallret. En tillräckligt hög negativ gallerförsänkning kan helt hindra elektronerna att nå anoden. Någon ström i gallerkretsen framgår inte så länge gallret är negativt i förhållande till katoden. Noga räknat förefinnes dock en ytterst svag gallerström även upp till ca en volts negativ gallerförsänkning (se bild 10), och denna beror på att ett fåtal elektroner utslungas från katoden med så stor hastighet att de, trots den negativa spänningens bromsande inverkan, når fram till gallret.

Vi har alltså sett att ett galler, på vilket man kan lägga olika spänningar i förhållande till katoden, har förmåga att kontrollera anodströmmen genom röret på samma sätt som anodspänningen. Dock kräves en betydligt mindre gallerförsänkningsändring för att uppnå samma verkan. Om gallret dessutom har svagt negativ spänning i förhållande till katoden framgår ingen gallerström. Ändringen i gallerförsänkning sker helt utan effektförbrukning. En mycket svag spänningsändring förmår alltså via treelektrod-röret åstadkomma en relativt stor ändring av en ström, anodströmmen. Man kan säga att röret verkar som ett känsligt och tröghetsfritt relä, som kan följa med i de hastigaste förlopp. Hastigheten begränsas endast av elektronernas löptid, dvs. den tid det tar för elektronerna att röra sig från katod till anod. Vid en anodspänning på 100 volt är löptiden av storleksordningen 10^{-9} sekunder.

Beroende på hur de olika elektroderna utformas får röret olika data och kan göras lämpligt för sitt speciella ändamål. Innan vi går in på dessa rörets karakteristiska data, skall vi studera hur röret i praktiken är utformat och vilka material, som kommit till användning vid dess konstruktion.

Bild 6. Uppskuren modell av ett radorör med åtta elektroder.

1. Anslutningskappa för galler 4.
2. Glaskolvens vägg.
3. Rörsockel.
4. Glasfot med insmälta genomföringstrådar.
5. Gitterhållare. Gittret avbrännes och tager hand om de sista gasresterna i röret efter pumpningen.
6. och 7. Övre och undre brygga, mellan vilka elektrodsystemet är uppbyggt.
8. Domskeiva av glimmer, som centrerar elektrodsystemet inuti kolven.
9. Tilledningstråd för galler 4.
10. Stag, som uppbär elektrodsystemet.
11. Genomföringstråd genom glasfoten.
12. Anoden, som här är uppskuren.
13. Katod.
14. Stag bärande galler 6.
15. Stag för galler 5.
16. Gallerspiral (galler 6).



PRAKTISK UTFORMNING

För att överhuvud taget glödtråden i ett elektronrör skall kunna tåla den nödvändiga upphettningen, måste röret, som vanligen är inneslutet i en glaskolv, vara väl evakuerat liksom en elektrisk glödlampa. Men inte nog med detta; ett *mycket gott vakuum* måste förefinnas om röret skall uppvisa stabila förhållanden. De framrusande elektronerna får inte i nämnvärd grad stöta hop med luftmolekyler, vilka därvid skulle splittras och joniseras dvs. uppta elektriska laddningar. Dåligt vakuum ger sig tillkänna genom att röret vid höga anodspänningar lyser upp samt att en *bakvänd gallerström* uppstår

vid relativt hög negativ gallerförspanning. Genom att mäta upp gallerströmmen i förhållande till anodströmmen får man ett mått på evakueringen. Ett vakuum på 10^{-7} à 10^{-8} mm kvicksilver (Hg) eller 10^{-10} at får anses som normalt. Här har av tio miljarder luftmolekyler alla så när som en avlägsnats ur glaskolven. Trots detta finnas ännu 10^8 à 10^9 eller cirka 500 miljoner molekyler per kubikcentimeter kvar inuti röret.

Katodens utformning har undergått stora förändringar. Till en början använde man wolframtråd, som upphettades till $2\ 500^{\circ}\text{C}$. Mottagarrörets glödtråd var omkring 0,05 mm tjock och belastades med en ström på ca en halv ampere. Man bygger fortfarande större sändarerör, med en tjocklek på glödtråden av ca 1,5 mm avsedda för en glödström av 100 ampere per tråd. Medan wolfram-

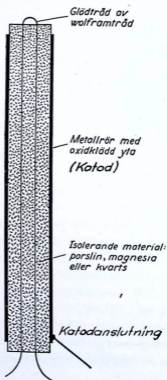


Bild 7 a. Schematisk genomskärning av indirekt upphettad katod.

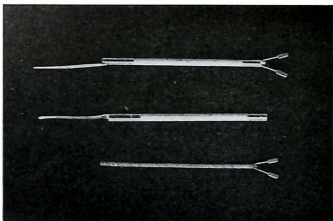


Bild 7 b. Indirekt upphettad katod bestående av ett nickelrör med den isolerade glödtråden inuti. Överst katoden i färdigt skick, i mitten det oxidklädda röret, nederst själva glödtråden spirallindad runt en inre kärna.

tråden endast kunde leverera en emissionsströmi av högst 5 mA per watt glödeffekt, fann man att den kunde giva upp till 32 mA per watt, om den överdrogs med toriumoxid⁷. Dessutom räckte det med 1 800–1 900 graders temperatur, vilket avsevärt ökade livslängden hos dessa s.k. *lågtemperaturrör*. Genom att överdra tråden med andra oxider med stor emissionsförmåga, såsom av barium, strontium och kalcium⁸ eller blandningar av dessa, har man kommit upp till över 100 mA/W. Temperaturen har ytterligare reducerats och ligger i moderna rör mellan 1 100 och 1 300°C, och den strömstyrka, glödtråden behöver, är ej större än 0,025 à 0,05 A vid direkt upphettade mottagarerör avsedda att matas från 1,4 V torr-batteri.

I våra vanliga rör, som användes i nutida nätdrivna mottagare, är rören försedda med *indirekt upphettad katod*. Därmed menas att

⁷ To'rium är en platinaliknande radioaktiv, sällsynt jordmetall; oxiden ett svårsmält vitt pulver.

⁸ Ba'rium, stro'ntium och ka'lcium är s.k. alkaliska jordmetaller.

katoden är gjord av ett isolerande material i form av ett rör, som överdragits med ett metallskikt och ett oxidskikt samt upphettas av en vanlig wolframtråd inuti röret. Katoden är elektriskt sett helt skild från glödtråden, och denna får inte själv delta i att leverera elektroner. De indirekt upphettade katoderna tillåter att rörens data göres mycket jämna och goda samt medger att rören utan vidare kan upphettas med växelström. Glödtråden är vanligen lindad i spiral inuti röret (katodhylsan), vilket framgår av bild 7b. Vid universalrör för både likström och växelström med relativt hög glödspänning är glödtråden så lång att den måste vara spiraliserad i sig själv.

Det tar en tid av 20 till 40 sekunder innan ett indirekt uppvärmt rör blivit uppvärmt och kan fungera. Som standard användes numera 6,3 V glödspänning vid växelströmsdrivna mottagarrör. I Europa har man valt 0,2 A glödström för det normala medan Amerika valt 0,3 A. I s.k. allströmsmottagare användes rör med samma glödström vilken småningom för europeiska rör standardiserats till 0,1 A. Även indirekt upphettade rör för 50 mA glödström har konstruerats. *I växelströmsmottagare ligger alla glödtrådarna parallellkopplade, medan de i allströmsmottagare är seriekopplade.*

Till *anoder* och *galler* användes metaller, som är rena och som kan motstå den höga temperatur, man måste använda under tillverkningsprocessen samt även har egenskapen att inte absorbera gasrester, vilka senare kan lösgöras och äventyra vakuum i röret. I första hand har *nickel* kommit till användning, men i större sändarrör blir anodens temperatur så hög, att denna metalls smältpunkt över-skredes, varför man varit tvungen att använda det dyrare materialet *molybden*⁹. Även *grafit* och till och med vissa kvaliteter *stål* användas till elektroder. Speciellt viktigt är det att det galler, som ligger närmast katoden är av lämpligt material. I rör som skall vara speciellt driftsäkra (s.k. långlivsrör) är detta galler ofta förgyllt.

Rörens elektroder är vanligen inneslutna i ballonger av glas, *rörkolvar*. Vanligt glas mjuknar vid omkring 500 graders temperatur, och därför måste man vid större föistärkare- och sändarrör använda speciellt svårsmält glas eller kvarts, vilket senare dessutom be-

⁹ Molybde'n, en kromliknande metall.

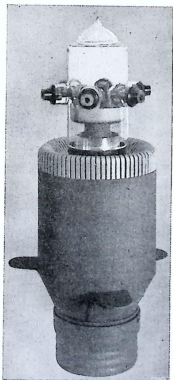
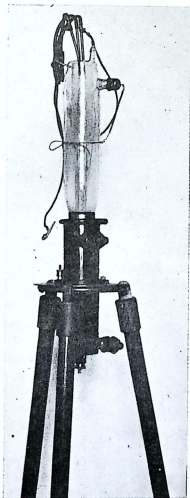


Bild 8. Två större sändarerör, det ena ett vattenkylt rör av äldre modell, det andra ett luftkylt rör med kylmantel för blåsluft från år 1939.

sitter goda dielektriska egenskaper. Vissa sändarerör för 100 kW effekt har vattenkyllning, och här utgör själva *kopparanoden* det yttre höljet, varvid en fullkomligt lufttät skarv mellan glaskolven och

anoden måste göras. Större sändarerör har också utförts med lamellerad kylfläns genom vilken en ström av kall luft blåses. Under årens lopp har man lärt sig att lufttätt sammansmälta glas och kromjärn, vilket haft till följd att rören kunnat utformas på elektriskt lämpligaste sätt. Speciellt på mycket korta vågor har det varit av betydelse för utvecklingen såväl i fråga om sändare som mottagare.

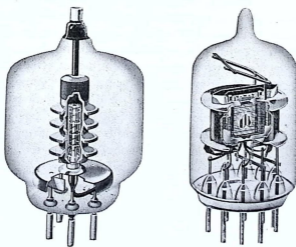
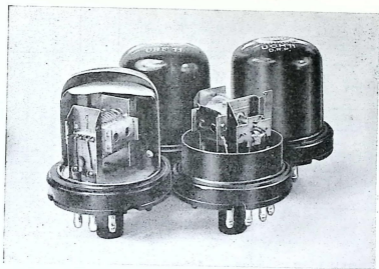
Mottagarerör, som är helt gjorda av metall har framkommit. Endast isolationen vid tillledningstrådarna och vissa delar av elektrodernas uppstagning är utförda av glas eller annat isolationsmaterial.

Metallrören eller *stålrören*, som de även kallats, har senare efterföljts av s.k. *belgasrör*, där elektrodsystemet uppbyggs på en pressglasbotten direkt på sockelns stift, vilka alltså är ingjutna i botten, som då själv utgör den egentliga sockeln.

TRIODENS KARAKTERISTISKA KURVOR OCH KONSTANTER

Treelektrodrörets reläverkan kan utnyttjas på en mångfald sätt. Mest typiskt är att tänka sig röret använt som förstärkare. En växelspanning påtryckes gallret och ger upphov till motsvarande svankningar i anodströmmen, som t.ex. får passera genom ett motstånd eller en transformator, där sedan förstärkta spänningar kan uttagas. Innan vi i detalj kan gå in på rörets användning är det nödvändigt att något behandla de konstanter och de kurvor, ur vilka rörets funktioner kan utläsas.

Bild 9 anger ett kopplingsschema för ett treelektrodrör vid uppstagning av dessa kurvor. Röret är indirekt upphettat, och glödträdens matning har även ritats in och förutsättes ske med rätt spänning. Som nollpunkt varifrån vi räknar alla spänningar, väljer vi katodspänningen. I bilden syns vilka spänningar och strömmar, som skall mätas samt deras beteckningar. Vid mätningarna håller vi *anodspänningen* V_a konstant och *varierar gallerspänningen* V_g , under det att anodströmmen I_a avläses. Ur dessa avläsningar kan vi sedan rita upp kurvor s.k. *gallerspännings-anodströmskarakteristiken* enligt bild 10, en kurva för varje konstant värde på anodspänningen ($V_a =$



Överst några s.k. stälror. På det uppskurna röret till vänster synes hur tilliedningstrådarna från sockeln komma upp i glaspärlor, som sitta i metallbotten. Nederst till vänster en 250 watts sändartriiod. Anoden är delvis uppskuren så att man kan se katoden och det burformade gallret. Rörets verkliga storlek är 87×151 mm. Bilden till höger visar innanmätet av ett modernt helglasrör med s.k. novalsockel. Rörets verkliga storlek är 21×34 mm.

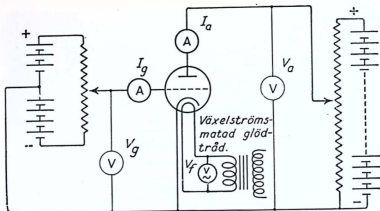


Bild 9. Triodens inkoppling för upptagning av de karakteristiska kurvorna. Röret är indirekt upphettat.

= 150, 100, 50 V.). Kurvorna är varandra lika, och vid *höjd* anodspänning sker endast en *förskjutning åt vänster*. Övre delen av kurvorna saknar praktisk betydelse i den mån gallerström förefinnes men har dock medtagits. Däremot har ingen hänsyn tagits till mättningsströmmen, som alldeles kan lämnas ur räkningen vid moderna mottagarrör. Varje kurva har samma form som rymdladdningslagen anger endast med den skillnaden, att gallerströmmen (V_g i bild 10) ersätter anodspänningen (E_a i bild 4), och att spänningen räknas från ett annat nollvärde. Konstanten K i kurvans ekvation är även en annan. Man kan sålunda erhålla en viss ändring av anodströmmen antingen genom att ändra anodspänningen eller genom att ändra gallerströmmen med ett mindre belopp.

Det tal, som anger förhållandet mellan den *anodspänningsändring* och den *gallerströmsändring* som erfordras för en och samma anodströmsändring, benämnes rørets *förstärkningsfaktor*.

Ur rørets gallerströms-anodströmskurvor kan vi därför även få fram förstärkningsfaktorn μ^{10} , som då med beteckningar enligt bild 10 blir

$$\mu = \frac{V_{a1} - V_{a2}}{V_{g1} - V_{g2}} = \frac{\Delta V_a}{\Delta V_g}$$

(Här betyder tecknet Δ : "ändringen i".)

¹⁰ μ uttalas *my*.

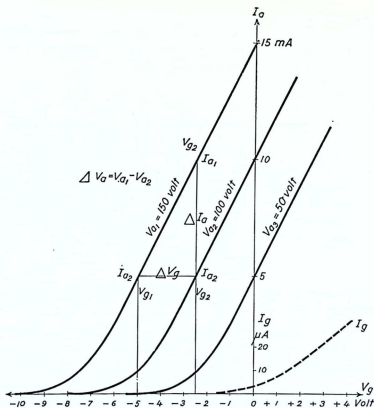


Bild 10. Rörrets gallerströms-anodströmskaraktärisk och gallerströmskurva.

Om uträkning sker med de värden, som kan avläsas i bilden kommer man till

$$\mu = \frac{150 - 100}{5 - 2,5} = \frac{50}{2,5} = 20$$

där således $\Delta V_a = 50 \text{ V}$ och $\Delta V_g = 2,5$

Man kan säga att förstärkningsfaktorn är ett mått på rörrets förstärkningsförmåga i den mån det ej gäller att åstadkomma stor

effekt, då även andra egenskaper hos röret spelar in. I tyska böcker ser man ofta ett annat tal, *genomgreppet* (på tyska "Durchgriff"), som betecknas med bokstaven D , och som är inverterade (omvända) värdet av förstärkningsfaktorn, eller

$$D = \frac{1}{\mu}$$

D anges oftast i %. I vårt exempel är $D = \frac{1}{20} = 0,05$ eller 5%.

En annan av rørets karakteristiska konstanter är *brantheten* S , som anger lutningen hos galler-spännings-anodstrømskurvorna. Brantheten definieras som förhållandet mellan *ändringen* i anodstrøm uttryckt i ampere och den *förändring i galler-spänningen*, som givit orsak härtill, allt *vid en och samma anodspänning*. Enligt bild 10 får vi i detta fall

$$S = \frac{I_{a1} - I_a}{V_{g1} - V_{g2}} = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g}$$

Med figurens värden kommer man till att ifrågasvarande rör har brantheten

$$S = \frac{0,005}{2,5} = 0,002 \text{ A/V} = 2 \text{ mA/V}$$

Här är således $\Delta I_a = 10 - 5 = 5 \text{ mA} = 0,005 \text{ A}$ och $\Delta V_g = 5 - 2,5 = 2,5 \text{ V}$

Slutligen har vi en tredje faktor, som vi jämte de båda föregående (μ och S) har användning för vid bedömning av ett radiator, nämligen dess *inre motstånd* R_i . Inre motståndet anges som förhållandet mellan en liten *förändring i anodspänning* och en därav uppkommen *förändring i anodstrømmen*, taget vid *konstant galler-spänning*. Detta motstånd är att anse som *ett ohmsket växelstrømsmotstånd* och får *inte* betraktas som *rørets likstrømsmotstånd* mätt mellan anod och katod. Inre motståndet får man alltså enligt bild 10 till

$$R_i = \frac{V_{a1} - V_{a2}}{I_{a1} - I_{a2}} = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a}$$

I detta fall får vi $\Delta V_a = 150 - 100 = 50 \text{ V}$ och $\Delta I_a = 10 - 5 = 5 \text{ mA} = 0,005 \text{ A}$ och $R = \frac{50}{0,005} = 10\,000 \text{ } \Omega$

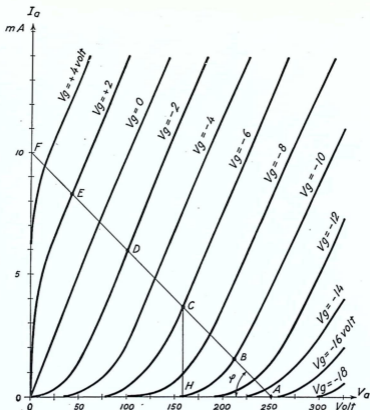


Bild 11. Anodspännings-anodströmskurvor med inritad belastningslinje (25 000 ohm).

Mellan de tre karakteristiska konstanterna μ , S och R gäller ett visst samband, så att man alltid kan få fram den tredje, om två är kända. Denna relation är följande

$$\mu = R_i \cdot S$$

och dess riktighet framgår direkt av de olika konstanternas definitioner, ty

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

som direkt erhålles genom att förlänga uttrycket för μ med ΔI_a .

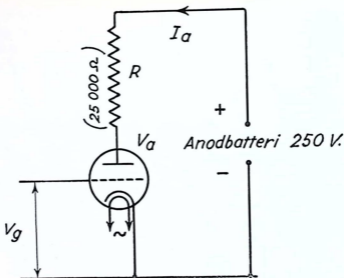


Bild 12. Hur trioden belastas med ett motstånd.

Dessa rörkonstanter ger upplysning om respektive rörtyps lämplighet för olika ändamål, och vi återkommer senare till denna sak i varje fall för sig. Konstanterna kan få olika värden beroende på rörets mekaniska uppbyggnad. Förstärkningsfaktorn ökar sålunda med tätheten på gallrets maskor och i den mån förhållandet mellan anodens och gallrets avstånd till katoden ökas. Brantheten ökar i den mån gallret förlägges nära intill katoden, och inre motståndet blir större med ökat avstånd mellan anod och katod men mindre med ökad effektiv anodyta.

I bild 10 har även uppritats gallerströmmens I_g ($i \mu A$) beroende av gallerförspänningen V_g och vi ser – som redan påpekats på sidan 5: 8 att man även för en negativ gallerförspänning på 1 volt har en fullt mätbar gallerström.

Anodström-anodspänningskurvan eller *anodkaraktistiken* för ett rör kan uppritats ur en serie anodström-gallerförspänningskurvor genom att värden på anodströmmen tas för de olika anodspänningarna vid en och samma gallerförspänning. I bild 11 har ett antal dylika kurvor uppritats med ledning av kurvorna i bild 10. Galler-

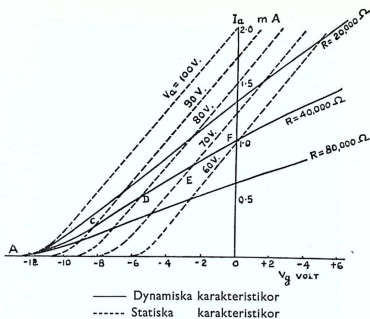


Bild 13. Exempel på de dynamiska kurvornas utseende vid olika belastningsmotstånd.

spänningen är här parameter, dvs. varje kurva gäller för sitt konstanta värde på V_a .

Dessa kurvor är i allmänhet mera användbara än de vanligen för rören publicerade anodström-gallerspänningskurvorna enligt bild 10, men kan enligt det föregående i alla fall lätt uppritas. Dessutom är de lättare att direkt taga upp för den, som har relativt liten mätutrustning till sitt förfogande. Ett fall, där dessa kurvor framför allt kommer till användning är, när röret är belastat med t.ex. ett motstånd som i bild 12. Vi antar rörets kurvor givna som i bild 11. Om gallerspänningen V_g injusteras till ett så stort negativt värde att anodströmmen I_a blir = noll kommer spänningen på anoden V_a att bli densamma som anodbatteriets. Detta tillstånd representeras i bild 11 av punkten *A* som sålunda motsvarar 250 V anodspänning och en negativ gallerförspanning av 16 V. Om sedan

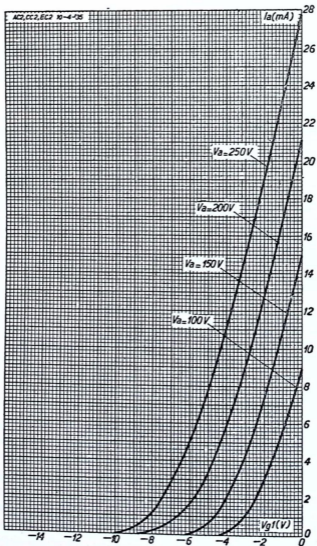


Bild 14 a). Kurvor för Philips växelströmtriöd, AC 2. Gallerspännings-anodströmskaraktistik.

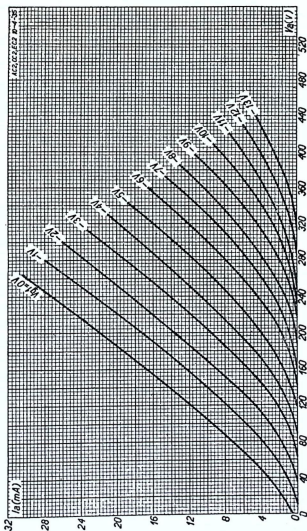


Bild 14 b. Kurvor för Philips växelströmstriod, AC 2. Anodspännings-anodströmskaraktistik.

gallerspänningen får annat värde t.ex. $V_g = -6$ V, som tillåter ström att passera genom röret, uppstår ett spänningsfall över belastningsmotståndet R, och vi erhåller ett mindre värde på anodens spänning (ca 153 V). Förhållandena representeras nu av punkten C. Den lodräta linjen CH representerar alltså strömmen I_a genom hela anordningen och alltså även genom R. Avståndet AH representerar den skillnad, som uppstår mellan anodbatteriets spänning och den spänning, som finns på rörets anod eller m.a.o. spänningsfallet i motståndet R ($R \cdot I_a$).

Enligt figuren får vi nu direkt

$$R = \frac{R \cdot I_a}{I_a} = \frac{AH}{CH} = \cot \varphi$$

Eftersom R är konstant blir även $\cot \varphi$ konstant och ett visst belastningsmotstånd kommer alltså att representeras av en *rät* linje, i detta fall linjen ABCDEF. Denna linje kallas *belastningslinjen*, och den skär kurvorna i en rad punkter, som anger rörets arbets sätt vid just den belastningen. Vid t.ex. en gallerförspänning av $V_g = -2$ V blir anodspänningen $V_a = 100$ V och anodströmmen $I_a = 6$ mA.

Om det yttre belastningsmotståndet i stället består av en impedans innehållande induktans eller kapacitans, får man i stället för den räta belastningslinjen en del av en ellips av en eller annan form, men detta lämnar vi här därhän.

De *dynamiska* karakteristikorna visar anodströmmens beroende av gallerspänningen för röret, belastat med olika motstånd. I bild 13 återfinns en serie dynamiska kurvor för motsvarande serie olika anodmotstånd vid en viss anodbatterispänning. I samma bild finns streckade de statiska kurvorna för röret i fråga. De dynamiska kurvorna hänför sig mera till kopplingen, i detta fall anodkretsens yttre motstånd, och mindre till röret självt. Kurvorna kan uppritas antingen direkt med hjälp av mätningar eller med utgångspunkt från anodkaraktistikorna och där uppritade motståndslinjer. *De dynamiska kurvorna visar alltså rörets beteende under drift.* Är röret kopplat till en impedans innehållande kapacitans eller induktans, t.ex. en drossel, får kurvorna inte samma raka förlopp, som i figuren, utan utbildas i stället till slingor i någon form.



Bild 15. Bild från fabrikation av radiorör. Rörens elektroder måste urgasas, och detta sker i speciella ugnar vid hög temperatur och i reducerande gasatmosfär (Philips).

Bild 14a och 14b återger *gallerspännings-anodströmkaraktistik* respektive *anodspännings-anodströmskaraktistik* för trioden AC 2 av Philips fabrikat.

Därmed har vi i stort behandlat triodens karakteristiska kurvor och konstanter. För rör med flera elektroder kan även samma sorts kurvor och konstanter fås fram. Dock gäller konstanterna – t.ex. förstärkningsfaktor och branthet – i allmänhet för de elektroder, som användes som *styrgaller* och anod. Med styrgaller menas därvid den elektrod, som upptar de inkommande signalerna. Visserligen kan man tala om förstärkningsfaktorn mellan två elektroder vilka som helst, men denna saknar i allmänhet praktisk betydelse. I ett följande kapitel kommer en serie rör med flera elektroder att behandlas och i samband därmed de kurvor, som speciellt är av intresse för rören i fråga.

Räkneexempel

1 • Strömmen genom en diod är vid 16 V anodspänning 3,8 mA. Hur stor blir strömmen, om spänningen höjes till 40 V under förutsättning att mättning inte inträder?

Enligt rymdladdningslagen får vi

$$\begin{cases} I_1 = K \cdot E_1^{\frac{3}{2}}; & 0,0038 = K \cdot 16^{\frac{3}{2}} \\ I_2 = K \cdot E_2^{\frac{3}{2}}; & I_2 = K \cdot 40^{\frac{3}{2}} \end{cases}$$

Division av ekvationerna ger:

$$\frac{0,0038}{I_2} = \frac{K \cdot 16^{\frac{3}{2}}}{K \cdot 40^{\frac{3}{2}}} = \left(\frac{16}{40}\right)^{\frac{3}{2}}$$

eller

$$\begin{aligned} \left(\frac{0,0038}{I_2}\right)^2 &= \left(\frac{16}{40}\right)^3 \\ I_2^2 &= 0,0038^2 \cdot \frac{40^3}{16^3} \end{aligned}$$

Således

$$I_2 = 0,015 \text{ A} = 15 \text{ mA}$$

2. En triod arbetar med 200 V spänning på anoden och förbrukar då en ström av 4 mA. Om anodens spänning ändras till 180 V sjunker strömmen till 3,2 mA. Med växelström har dessutom rörets förstärkningsfaktor uppmätts i en mätbrygga till 30. Hur stor är rörets branthet?

Enligt definitionen på inre motståndet får vi

$$R_t = \frac{\Delta V_a}{\Delta I_a} = \frac{200 - 180}{0,004 - 0,0032} = \frac{20}{0,0008} = 25\,000 \, \Omega$$

Ur detta värde på inre motståndet och det uppmätta värdet på förstärkningsfaktorn erhålles enligt ekvationen

$$\begin{aligned} \mu &= R_t \cdot S \\ 30 &= 25\,000 \cdot S \\ S &= \frac{30}{25\,000} = 0,0012 \text{ A/V} = 1,2 \text{ mA/V} \end{aligned}$$

3. För att mäta upp brantheten hos ett elektronrör observerar man anodströmmen vid gällerspänningen noll. Den uppgår till 23 mA. Sedan inkopplas en torrbattericell med spänningen 1,5 V mellan katod och galler, så att gallret får negativ spänning. Därvid sjunker anodströmmen till 18,7 mA. Hur stor är rörets branthet?

Enligt definitionen på brantheten får vi

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta V_g} = \frac{0,023 - 0,0187}{0 - (-1,5)} = \frac{0,0043}{1,5} = 0,00286 \text{ A/V} = 2,9 \text{ mA/V}$$

4. Röret AC 2 har brantheten 3 mA/V och inre motståndet 10 000 Ω . Hur stor gallerspänning behöver röret vid 250 V anodspänning och oförändrad anodström, om det vid 150 V spänning har galler-spänningen -2,5 V?

Vi tar först reda på förstärkningsfaktorn, som fås ur branthet och inre motstånd.

$$R_i \cdot S = \mu; \quad 10\,000 \cdot 0,003 = 30$$

Anodspänningsändringen är 250 - 150 = 100 V

Gallerspänningsändringen blir enligt definitionen på förstärkningsfaktorn

$$\frac{100}{\mu} = \frac{100}{30} = 3,3 \text{ V}$$

vilket ger en gallerspänning på $-(2,5 + 3,3) = -5,8 \text{ V}$

(Jfr även bild 14.)

5. Ett treelektrodrör, trioden AC 2, drives med ett anodbatteri på 200 volt. I anodkretsen har inkopplats ett relä, vars ohmska motstånd är 5 000 ohm. På rörets gallersida finns en anordning, som antingen inkopplar ett batteri på 9 volt (två ficklampsbatterier i serie) eller ett batteri på 3 volt (två ficklampsbattericeller). Givetvis kopplas negativa polen till rörets galler. Vilken anodström kommer att genomflyta röret i de båda fallen? Till vilken tillslagsström bör reläet justeras för att det väl skall slå till när 3-voltsbatteriet inkopplas?

Här har vi tydligen att göra med ett rör med ett motstånd i anodkretsen. Alltså kan vi med fördel använda anodströmanodspänningskarakteristiken med sin motståndslinje. I bild 14b finns just anoddiagrammet för röret AC 2 angivet, och vi kan därför direkt lösa detta problem i den bilden.

Om vi först ritar in en motståndslinje skall för det första lutningen motsvara yttre motståndet i anodkretsen 5 000 ohm. Vidare skall den börja vid 200 volt (och noll mA) på den horisontella ska-

lan. För att få lutningen som motsvarar 5 000 ohm räknar vi ut att spänningsfallet 200 V över motståndet ger

$$\frac{200}{5\,000} = 0,04 \text{ A} = 40 \text{ mA}$$

Den vertikala milliampere-skalan räcker emellertid inte till, men vi kan i alla fall se att motståndslinjen går upp alldeles förbi högra parentesen vid beteckningen mA på skalan. Linjen går även genom punkten 100 V anodspänning och 20 mA anodström. Motståndslinjen kan därmed ritas in i diagrammet bild 14b. Vi ser att den skär samtliga kurvor från $V_{g1} = -9 \text{ V}$ till $V_{g1} = 0 \text{ V}$.

Skärningspunkten med den första kurvan, alltså den som svarar mot vår i exemplet givna gallerförspänning 9 V, ligger vid mycket låg anodström, enligt figuren någonstans mellan noll och 0,1 mA. Som svar kan vi ange att praktiskt taget ingen anodström flyter fram genom relälindningen när gallerförspänningen är -9 V.

För att få fram anodströmmen vid den andra gallerförspänningen uppsöker vi i stället skärningspunkten mellan motståndslinjen och anodkurvan som gäller för -3 V gallerförspänning. Här kan vi avläsa praktiskt taget 6 mA, noga räknat 6,1 mA. (Kontrollera detta själv genom att rita in motståndslinjen i bild 14b.)

Vi har alltså kommit till att den lägre negativa gallerförspänningen ger en ström på ca 6 mA. Om man hade räknat ut strömmen utan hänsyn till reläets inre motstånd hade man enligt bild 14a fått ca 9 mA. Om man vill gå ännu längre i figuren med motståndslinjen, kan man även få besked om spänningen på anoden. Denna är något under 170 V, vilken även kan uträknas genom spänningsfallet $0,0061 \cdot 5\,000 = 30,5 \text{ V}$.

Reläet bör alltså justeras för tillslag vid förslagsvis 5 mA.

SVARSUPPGIFTER

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Vad menas med rymdladdning? Vad menas med mätningsström?

2. I vilken riktning går strömmen inuti ett elektronrör?
3. Vilken funktion har gallret i en triod?
4. Vad menas med att katoden i ett elektronrör är indirekt upphettad?
5. Beskriv hur man tar upp en rörkaraktäristik, speciellt galler-spännings-anodströmskurvan.
6. Hur får man fram förstärkningsfaktor, branthet och inre motstånd ur rörets kurvor? Vilket samband råder mellan dessa storheter?
7. Hur kan ett ohmskt motstånd i ett rörs anodkrets uttryckas i anodspännings-anodströmsdiagrammet?
8. Om en triod vet man, att en ändring i galler-spänningen med 2 V ger samma anodströmsändring som en ändring av anodspänningen med 50 V. Vidare har man på röret mätt upp, att dessa 2 volt ger upphov till en ändring av rörets anodström från 1,2 till 5,6 mA under det anodspänningen hålles konstant. Vilka är detta rörs karakteristiska konstanter?



Bild 16. Radiorörets galler måste hålla noggranna mått och vara alldeles felritt. Här avsynas de färdiga gallren.



Bild 17. Rören inre monteras upp på glasfoten och de olika elektrodena punktsvetsas fast. (Philips).

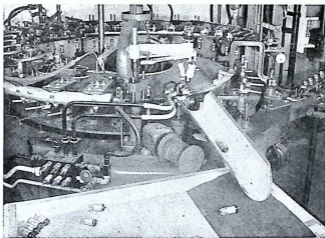


Bild 18. Rören pumpas i en roterande vakuumpump medan elektroderna upphettas medelst högfrekvens. Maskinen arbetar automatiskt. (Philips).



Bild 19. Sedan rören pumpats och katoderna aktiverats medelst s.k. inbränning och rören därefter socklats mätes rörens data upp. Detta sker i automatiska mätbord i vilka en rad olika arbetspunkter kontrolleras. Toleransgränser finns angivna på instrumentens skalor. (Philips).

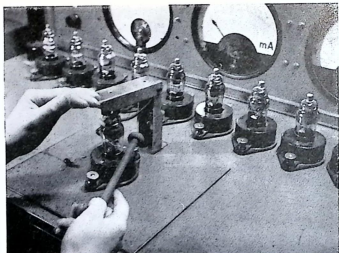


Bild 20. Rören provas även mekaniskt. Vid detta prov ger sig lösa elektroder tillkänna. (Philips).

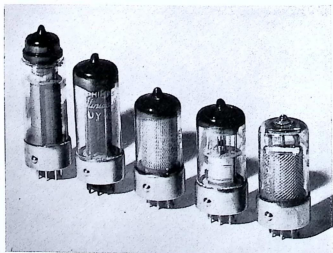


Bild 21. En serie helglasrör från år 1946 (Philips).



Bild 22. Det inre av ett medelstort sändarerör (PB 3/800) under montering. På bilden synes att glödtråden är upphängd i spiralfjädrar, så att den förblir spänd även då den genom värmen utvidgat sig. Första gallret är monterat men skymmes av skärmgallret, vars maskor tydligt kan urskiljas, liksom den nedre skärmplåten, vilken är förbunden med skärmgallret. (Philips).

RÖRET SOM FÖRSTÄRKARE

Som förut nämnts ligger det nära till hands att tänka sig elektronröret som förstärkare. En växelspanning tillföres gallret och åstadkommer motsvarande växlingar i anodströmmen, som sedan över ett motstånd, en induktans eller en avstämd krets ger upphov till spänningar, som i förhållande till gallerväxelspanningen kan anses som förstärkta.

För att de förstärkta anodväxelspanningarna verkligen skall bli en sann efterbildning av de spänningar, som påtryckts gallret, fordras att fullt linjära förhållanden gäller i röret. Som vi förut (på sid. 5:5) sett gäller rymdladdningslagen, vilket innebär att förhållandena inte är linjära. Väljes emellertid arbetspunkten ("viloläget") tillräckligt högt upp på gallerspännings-anodströmskaraktistiken, där kurvan är praktiskt taget en rät linje, och amplituderna hålles små kan vi utan att göra oss skyldiga till något nämnvärt fel anse att linjära förhållanden gäller i röret, när det användes som förstärkare. Vi skall senare se i vilka fall de icke linjära förhållandena gör sig gällande.

I det föregående har vi sett, att ett konstant värde på anodströmmen I_a motsvarar bestämda konstanta värden på gallerspänningen V_g och anodspänningen V_a . Antag nu att gallerspänningen ändras med ett litet värde ν_g medan anodens spänning fortfarande hålles vid sitt gamla värde. Då inställer sig en mot gallerspänningsänd-

ringen svarande ändring i anodströmmen i_{a1} , vars storlek enligt definitionen på brantheten S är

$$i_{a1} = S v_g$$

Även anodspänningens storlek har – som vi förut sett – inverkan på anodströmmens storlek, och med bibehållen konstant galler-spänning antar vi nu i andra hand, att anodspänningen ändras ett litet värde v_a . Anodströmmen ändras även nu, och denna ändring betecknar vi i_{a2} . Dess storlek blir i detta fall enligt definitionen på rörets inre motstånd R_i

$$i_{a2} = \frac{v_a}{R_i}$$

Om nu dessa ändringar i galler- och anodspänning sker samtidigt kommer vi att få en anodströmsändring, som är summan av de två ovan omtalade ändringarna eller

$$i_a = i_{a1} + i_{a2} = S \cdot v_g + \frac{v_a}{R_i}$$

För att i det följande undvika misstag bör det redan nu påpekas att v_a kan bli negativt i den mån det härrör ifrån anodströmmens spänningsfall i t.ex. ett motstånd i den yttre kretsen. I det fall för vilket ovanstående formel är gällande har det alltså antagits att ändringarna i_a , v_g och v_a alla är positiva, när de ger upphov till ökning av de konstanta utgångsvärdena I_a , V_g och V_a , vilka i övrigt endast deltar i förloppet genom att ange den s.k. *arbetspunkten*.

Vi övergår nu till att studera bild 1 a och ta reda på vad resultatet blir av att galler-spänningen V_g ändras med värdet v_g (positivt vid ökning). En ökning av galler-spänningen ger en motsvarande ökning i_a av anodlikströmmen I_a , som i sin tur har till följd en samtidig sänkning av anodens spänning på grund av spänningsfallet i yttre motståndet R . Denna sänkning av spänningen har storleken $i_a R$ och ändringen v_a blir alltså $-i_a R$.

Om nu detta värde på v_a införes i vårt föregående uttryck på i_a erhålles

$$i_a = S v_g - \frac{i_a R}{R_i}$$

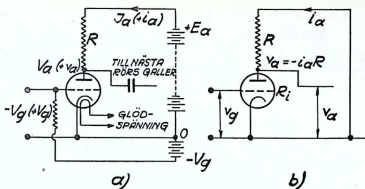


Bild 1. Röret som förstärkare. a) Kopplingen med likspänningar och likströmmar inritade. b) Endast de delar av kopplingen som har betydelse ur växelströmssynpunkt inritade.

vilket uttryck efter multiplikation med R_i och utbytande av $R_i \cdot S$ mot μ (se sid. 5:18) kan skrivas

$$\mu \cdot v_g = i_a R_i + i_a R = i_a (R_i + R)$$

Detta är alltså en ekvation, som uttrycker ändringen i anodström för en viss gallerspänningsändring. Likaväl kan v_g betyda en liten *växelspänning*, som lägges på gallret, och i_a blir då den *anodväxelström*, som uppstår i röret. Över motståndet R åstadkommer då denna anodväxelström *anodväxelspänningen* v_a , som är en förstärkt efterbildning av gallerväxelspänningen. Man kan även säga att denna växelspanning v_a erhålles över röret ty anodbatteriet har endast till uppgift att levererar likspänning och deltagar på intet sätt i växelströmsförloppet. (Se bild 1b.)

Det är av största vikt att hålla isär växelströmsförlopp och likströmsförlopp. Därför kommer vi i det följande företrädesvis att beteckna växelspanningar och växelströmmar med små bokstäver, medan likspänningar och likströmmar representeras av stora bokstäver. I vanliga fall behöver man inte alls tänka på hur likströmsförhållandena gestaltar sig, när man har att göra med rören och deras växelströmsfunktioner. Det är sedan en sak för sig att se till att röret förses med erforderliga likspänningar och strömmar på

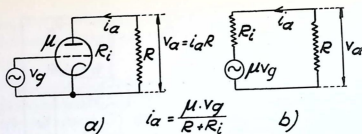


Bild 2. Samma formel gäller för beräkning av strömmen i dessa båda kopplingar.

rätt sätt. Även rörens försörjning med glödström är en sak för sig, som ej bör sammanblandas med de övriga funktionerna.

Vi återgår till vår ekvation och skriver densamma under följande form

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

varvid vi genast kan se dess stora likhet med Ohms lag för en krets med en elektromotorisk kraft av storleken $\mu \cdot v_g$ och med ett motstånd i kretsen av storleken $R + R_i$. Detta har även åskådliggjorts i bild 2.

Om motståndet R i stället utgöres av en impedans Z av godtyckligt slag blir skillnaden endast den, att kretsens totala impedans blir kvadratiske summan av Z och R_i , vilket även en fullständig deduktion med komplexa kvantiteter skulle ge. Uttrycket för anodströmmen enligt bild 3 blir alltså

$$i_a = \frac{\mu \cdot v_g}{\sqrt{(R_i + r)^2 + X^2}}$$

Efter detta resonemang, som givit oss möjlighet att se förhållandena i ett rör såsom fenomen i en enda krets, kan vi fastställa följande:

Ett rör kan ur växelströmssynpunkt på anodsidan jämföras med en generator med elektromotoriska kraften = förstärkningsfaktorn gånger gallerväxelspänningen och inre motståndet = rörets inre motstånd arbetande på en belastning = yttre impedansen i anodkretsen.

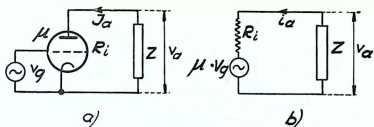


Bild 3. Röret kan betraktas som en växelströmgenerator med en elektromotorisk kraft = förstärkningsfaktorn gånger galler-växelspänningen och inre motståndet = rörets inre motstånd arbetande på en belastning = yttre impedansen i anodkretsen.

Om vi återgår till sid. 6:2 och åter betraktar uttrycket för i_a

$$i_a = S v_g - \frac{i_a \cdot R}{R_i}$$

och omformar detta till

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

ser vi med hjälp av bild 4a och bild 4b enligt vanliga strömgrenslagar att även följande gäller:

Ett rör kan även betraktas som en växelströmgenerator med strömstyrkan = brantheten gånger gallerväxelspänningen arbetande på en belastning = rörets inre motstånd parallellkopplat med den yttre impedansen i anodkretsen.

I förra fallet betraktades röret alltså som en spänningsleverantör medan det i senare fallet har ansetts som en ren strömlleverantör. Båda betraktelsesätten är i grund och botten exakt desamma och det kan vara likgiltigt vilketdera man använder när det gäller att räkna ut t.ex. förstärkningen hos en viss koppling. Dock kan man, som vi sedan skall se, ibland lättare komma direkt fram till en enkel uträkning genom att välja det för tillfället lämpligaste sättet att se saken.

Har man dessa båda lagars innebörd fullt klart för sig kan man lösa många problem utan att behöva belasta minnet med några formler. När vi nu i nästa kapitel skall gå igenom de olika kopp-

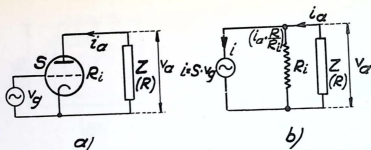


Bild 4. Röret kan även betraktas som en växelströms-generator levererande en ström = brantheten gånger gallerväxelspänningen till en belastning = rörets inre motstånd, parallellkopplat med yttre impedansen i anodkretsen.

lingarna för röret som förstärkare kommer vi att hela tiden få fram förstärkningen ur någon av dessa båda lagar.

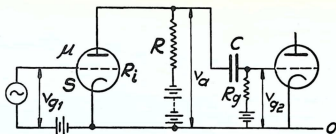
FÖRSTÄRKARKOPPLINGAR

Förstärkningens storlek

Med hänsyn till vad slag av impedans, som ligger i ett förstärkarrörs anodkrets, kan man tala om olika slag av förstärkning oberoende av om det är fråga om förstärkning av högfrekvens eller lågfrekvens. Man kan även säga att kopplingen mellan ett rör och ett annat efterföljande är utförd på olika sätt. Sålunda skiljer man på följande huvudtyper av koppling i en förstärkare, till vilka vi sedan skall återkomma var för sig:

1. Motståndskoppling
2. Drosselkoppling
3. Koppling med avstämd anodkrets
4. Transformatorkoppling
5. Koppling med avstämd transformator

Dessutom förekommer stundom i mera speciella fall mellanformer mellan dessa kopplingar och till dessa skall vi återkomma i samband med deras användning.



$$A = \frac{V_{g2}}{V_{g1}} = -\mu \cdot \frac{R}{R + R_i}$$

Bild 5. Principschema för motståndskoppling.

Motståndskoppling

Det är just denna typ av koppling, som vi i det föregående sysslat med, och i princip ser schemat ut som i bild 5. I rörets anodkrets ligger alltså ett motstånd, över vilket de förstärkta spänningarna tas ut och vidarebefordras till nästföljande rörs galler. Här har motståndet ritats i ett något annat läge än i bild 1 för att man lättare skall kunna se hur förstärkningen räknas ut med tillhjälp av de i det föregående angivna satserna.

Förstärkningen definierar vi som förhållandet mellan växelspänningarna på andra och första rörets galler. Med beteckningar enligt bild 5 får vi anse att spänningarna v_a och v_{g2} är lika om kondensatorn C och motståndet R_g är så stora, att deras inverkan kan försummas. (Vi återkommer senare till dessa problem i annat sammanhang.) Den elektromotoriska kraften i kretsen är alltså $= \mu \cdot v_{g1}$; (jfr. bild 3), och strömmen i_a i kretsen blir då

$$i_a = \frac{\mu \cdot v_{g1}}{R + R_i}$$

vilket uttryck vi känner igen från sid. 6: 4.

Med hänsyn till strömmens riktning genom röret får vi spänningsfallet över motståndet R att bli $-i_a R$, eller med figurens beteckningar

$$v_a = v_{g2} = -i_a R \quad \text{varav}$$

$v_{g2} = -R \cdot i_a = -R \cdot \frac{\mu \cdot v_{g1}}{R + R_i}$ om värdet på i_a insättes.

Alltså förstärkningen $A = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \frac{R}{R + R_i}$

Minustecknet betyder här att spänningen blir vänd 180° i fas medan den förstärkes i röret men har ju intet med det numeriska värdet att göra.

Man ser att förstärkningen ökar med förstärkningsfaktorn och blir även större ju större yttre motståndet är i förhållande till rörets inre motstånd. Yttre motståndet kan emellertid ej göras hur stort som helst ty rörets likströmsförsörjning blir då lidande. Man kan i allmänhet räkna med att det vid motståndskoppling i praktiken knappast går att komma högre i förstärkning än till cirka två tredjedelar av förstärkningsfaktorn. I allmänhet håller man sig vid lägre förstärkningstal.

Låt oss nu se hur stor förstärkningen blir om vi i stället betraktar röret som strömleverantör enligt bild 4. Med beteckningar enligt bild 5 får vi spänningen över de båda parallellkopplade motstånden R och R_i i bild 4.

$$-v_{g2} = S v_{g1} \frac{R R_i}{R + R_i} = S \cdot R_i \cdot v_{g1} \cdot \frac{R}{R + R_i}$$

Då $\mu = S \cdot R_i$ får man förstärkningen $= \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \frac{R}{R + R_i}$

vilket överensstämmer med vad vi förut kommit till.

Det finnes även en typ av motståndskoppling, som kan användas i samband med indirekt upphettade rör. Här ligger anodmotståndet i katodens tilledning och man får växelspänningen till nästa rör via en kondensator från katoden till efterföljande rörs galler. Givetvis skall man därvid inte använda någon s.k. katodkondensator, som ur växelströmssynpunkt förbinder katoden med nolledningen. Förstärkningen blir vid denna koppling ingen och man brukar heller inte vilja uppnå något annat än en fäsvändning utan förstärkning. Om man arbetar med både anodmotstånd och katodmotstånd kan man få två utgående spänningar med inbördes motsatt fas och i det

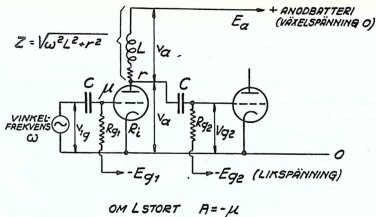


Bild 6. Drosselkoppling.

fall dessa växelspänningar görs lika kan de användas för att mata ett s.k. mottaktsteg. Röret användes då i stället för en transformator. Kopplingen användes även med enbart katodmotstånd om man från ett rör vill ha ut en signal med låg distortion och med relativt låg impedans utan att transformator användes. Kopplingen benämnes katodföljare eller *anodjordat* förstärkarsteg.

Drosselkoppling

Vid ett drosselkopplat förstärkarsteg tar man ut spänningarna till det efterföljande rörets galler över en drossel eller m.a.o. över en induktans i stället för över ett motstånd. Om vi för fullständighetens skull anser att drosseln eller induktansen innehåller ohmskt motstånd (förluster) och deducerar fram förstärkningen i likhet med vid motståndskoppling får vi enligt bild 6

$$i_a = \frac{\mu \cdot v_{g1}}{\sqrt{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2}}$$

$$-v_{g2} = i_a \cdot Z = \mu \cdot v_{g1} \frac{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}{\sqrt{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2}} \text{ och}$$

$$\text{förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \frac{\sqrt{r^2 + \omega^2 L^2}}{\sqrt{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2}}$$

Detta uttryck ger ingen upplysning om spänningarnas fas på grund av de ingående kvadratrötterna. Genom att genomföra samma beräkning med komplexa kvantiteter kan även fasvinkeln erhållas. Innan vi gör detta skall vi se hur stor förstärkningen blir om motståndet i drosseln försummas vid sidan av R_i och ωL . Vi får då i stället

$$\text{förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \frac{\omega L}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L^2}}$$

Om vi går ännu längre och antar ωL (drosselns reaktans) stor i jämförelse med rörets inre motstånd R_i blir förstärkningen lika med förstärkningsfaktorn och dessutom oberoende av frekvensen, vilket inte annars är fallet.

Deduktion med komplexa kvantiteter ger i stället ett fullständigt uttryck på förstärkningen och dess fas

$$\begin{aligned} \frac{v_{g2}}{v_{g1}} &= -\mu \frac{r + j\omega L}{R_i + r + j\omega L} = -\mu \cdot \frac{(r + j\omega L)(R_i + r - j\omega L)}{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2} = \\ &= -\mu \cdot \frac{r^2 + R_i r + \omega^2 L^2}{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2} - j \cdot \mu \frac{\omega L \cdot R_i}{(R_i + r)^2 + \omega^2 L^2} \end{aligned}$$

Tangens för fasvinkeln är nu förhållandet mellan den imaginära och den reella delen av uttrycket och sålunda kan vi skriva

$$\text{tg } \varphi = \frac{\omega L R_i}{r^2 + R_i r + \omega^2 L^2} \approx \frac{\omega L R_i}{\omega^2 L^2} = \frac{R_i}{\omega L}$$

Det senare värdet gäller när r och R_i försummas vid sidan av ωL och blir praktiskt taget lika med noll, vilket betyder att fasvinkeln då är nära 180° . Amplituden för förstärkningen eller roten ur summan av kvadraterna på den reella och imaginära delen får efter uträkning samma värde som erhållits utan komplex räkning.

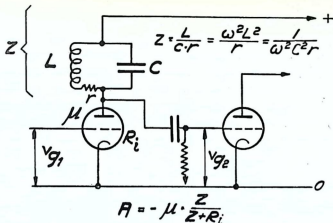


Bild 7. Koppling med avstämd anodkrets.

Avstämd anodkrets

Om vi placerar en kondensator parallellt över drosseln i föregående fall erhåller vi en s.k. avstämd anodkrets. Som impedans i anodkretsen befinner sig då enligt bild 7 en parallellresonanskrets som för resonansfrekvensen bildar ett rent ohmskt motstånd, vars storlek bestäms av de i kretsen ingående elementens storlek (jämför brev 4). Med de beteckningar som återfinnes i figuren får alltså det ohmska motståndet i anodkretsen värdet $\frac{L}{C \cdot r}$ och för att få storleken på förstärkningen har vi endast att sätta in detta värde i stället för R vid motståndskopplingen. Alltså blir för resonansfrekvensen

$$\text{förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \cdot \frac{\frac{L}{Cr}}{\frac{L}{Cr} + R_i} = \mu \frac{Z}{Z + R_i}$$

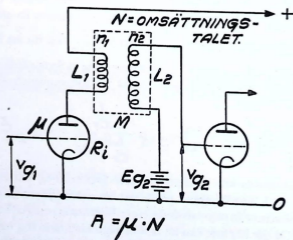
Den avstämda anodkretsen ger stor förstärkning vid en enda frekvens och åstadkommer på så sätt en *avstämd förstärkning*. Vid andra frekvenser än resonansfrekvensen blir förstärkningen betydligt mindre. Då det här inte kan bli tal om någon begränsning med hänsyn till rörets likström��matning kan man utan vidare göra kretsens

impedans så stor som det är praktiskt möjligt, varvid man vid rör med måttligt inre motstånd (trioder) kan komma upp till en förstärkning, som är praktiskt taget lika med förstärkningsfaktorn.

För högfrekvensförstärkning med avstämmd anodkrets finns speciellt lämpliga rör med mycket hög förstärkningsfaktor (s.k. högfrekvenspentoder) och i samband med kapitlet om högfrekvensförstärkning skall vi återkomma till den avstämmda anodkretsen och förstärkningen vid olika frekvenser.

Transformatorkoppling

Förstärkningen hos drossel- eller motståndskopplingen kan med samma rör avsevärt ökas genom att en transformator inlänkas strax innan nästföljande rörs galler. Om man sedan utelämnar drosseln eller motståndet och låter transformatorns primärlindning utgöra impedansen i rörets anodkrets, får man den vanliga transformatorkopplingen enligt bild 8. Rörets anodström får alltså passera genom primärlindningen medan sekundärlindningen inte genomflytes av någon likström utan endast har till uppgift att tillföra nästföljande rör gallerväxelspänningar.



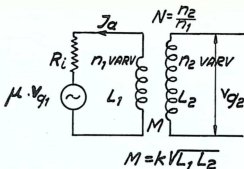


Bild 9. Ekvivalent schema vid transformatorkoppling.

Om vi antar att de ohmska motstånden i lindningarna är så små att de kan försummas och vidare för enkelhetens skull anser att lindningarnas kapacitans inte inverkar på förstärkningen kan vi enligt det föregående betrakta problemet enligt bild 9. Sekundär-lindningen antas sålunda vara helt obelastad och kopplingen mellan lindningarna representeras av den ömsesidiga induktansen M , som enligt sin definition kan skrivas $M = k\sqrt{L_1 L_2}$ där k är kopplingsfaktorn. Med beteckningar enligt figuren får vi alltså strömmen i primärkretsen

$$i_a = \frac{\mu v_{g1}}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

Den inducerade spänningen över sekundärlindningen är $\omega M \cdot i_a$ och sålunda blir med sitt minustecken

$$v_{g2} = - \frac{\mu \cdot v_{g1} \cdot \omega k \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

$$\text{och förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = - \mu \cdot \frac{\omega \cdot k \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{R_i^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

Numera användes denna form av transformatorkoppling knappast i annat än lågfrekvensförstärkare och då har transformatorn järnkärna och kopplingsfaktorn kan sättas till nära ett. Dessutom är i stort sett rörets inre motstånd litet i jämförelse med primärlind-

ningens reaktans ωL_1 , varför vi med dessa approximationer införda kan skriva

$$\frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \frac{\omega \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{\omega^2 L_1^2}} = -\mu \sqrt{\frac{L_2}{L_1}} = -\mu \frac{n_2}{n_1}$$

ty induktanserna förhåller sig som kvadraten på varvtalen (jämför brev 3 sid. 6) och om vi sedan kallar transformatorns omsättningsstal för N får vi som slutresultat helt enkelt

$$\text{förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \cdot N$$

eller att förstärkningen är lika med förstärkningsfaktorn gånger transformatorns omsättningsstal. Uttrycket här ovan anger visserligen en viss fas genom minustecknet, men fasen beror även på transformatorlindningarnas riktning.

Avstämd transformator

Om vi lägger en kondensator parallellt över sekundärlindningen i transformatorn i den senast behandlade förstärkaren erhåller vi en ytterligare höjd förstärkning vid en enda frekvens, resonansfrekvensen. Kopplingen ser i princip ut som i bild 10. Transformatorn har vid trioder upptransformering och denna är större än vid den vanliga transformatorkopplingen, åtminstone när det är fråga om lågfrekvens.

För att räkna ut förstärkningen är det lämpligt att omvandla de primära storheterna i bild 11 till sekundärsidan och vi får då ett schema som återges i bild 12. Med beteckningar enligt figurerna får vi enligt lagarna för omtransformering den överreducerade primära elektromotoriska kraften

$$v'_{g1} = N \cdot \mu \cdot v_{g1}$$

och den överreducerade anodströmmen eller primärströmmen

$$i'_a = \frac{1}{N} \cdot i_a$$

där N är omsättningsstalet hos transformeringen. Omsättningsstalet är i detta fall inte detsamma som förhållandet mellan lindningarnas

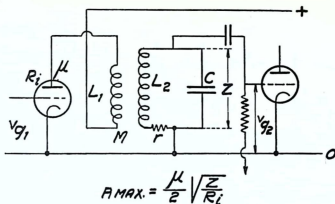


Bild 10. Koppling med avstämd transformator.

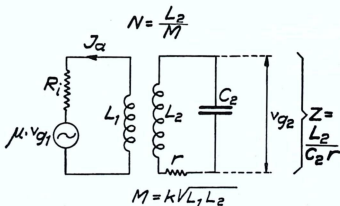


Bild 11. Det ekvivalenta schemat vid koppling med avstämd transformator.

varvtal ty i de flesta fall är vid högfrequens kopplingen mellan lindningarna så svag att en viss läckning förekommer ($k < 1$). Om den ömsesidiga induktansen mellan lindningarna är M kan omsättningsstalet uttryckas som

$$N = \frac{L_2}{M}; (M = k \cdot \sqrt{L_1 L_2})$$

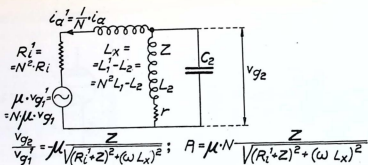


Bild 12. Det ekvivalenta schemat med storheterna reducerade till sekundärsidan.

Det överreducerade inre motståndet hos röret blir

$$R'_i = N^2 \cdot R_i$$

vilket t.ex. kan bevisas genom att effektförbrukningen i motståndet skall vara lika i det ursprungliga och det överreducerade fallet.

Vid överreduceringen kommer den del av primärindningens induktans som inte ingår i M att utbilda sig till en läckinduktans L_x , vars storlek kan uträknas till

$$L_x = L_1 \left(\frac{L_2}{M} \right)^2 - L_2 = N^2 L_1 - L_2$$

Om vi nu avstämmer sekundärkretsen till resonans med den frekvens med vilken vi arbetar kan hela kretsen $L_x C_2$ utbytas mot ett ohmskt motstånd med storlek

$$Z = \frac{L_x}{C_2 r}$$

Den överreducerade elektromotoriska kraften kommer alltså att verka på en belastning bestående av inre motståndet i överreducerat skick, läckinduktansen L_x och den avstämda kretsens impedans Z , alla liggande i serie. Den därvid bildade strömmen får storleken

$$i'_a = \frac{\mu \cdot v'_{g1}}{\sqrt{(R'_i + Z)^2 + (\omega L_x)^2}}$$

Strömmen åstadkommer över kretsen ett spänningsfall som har storleken

$$\begin{aligned} v_{g2} &= -i'_a Z = -\mu \cdot v'_{g1} \frac{Z}{\sqrt{(R'_i + Z)^2 + (\omega L_z)^2}} = \\ &= -\mu \cdot v_{g1} \frac{N \cdot Z}{\sqrt{(N^2 R_i + Z)^2 + (N^2 \omega L_1 - \omega L_2)^2}} \end{aligned}$$

Härav får vi nu ett uttryck på förstärkningen, som innehåller storheter vilka vi från början känner från bild 11 nämligen

$$\text{förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu \cdot N \cdot \frac{Z}{\sqrt{(N^2 R_i + Z)^2 + (N^2 \omega L_1 - \omega L_2)^2}}$$

Detta relativt komplicerade uttryck kan i de fall då läckinduktansen är liten, dvs. kopplingen mellan transformatorns lindningar är fast, förenklas genom att L_z sättes lika med noll, varvid uttrycket blir

$$\frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\mu N \frac{Z}{N^2 R_i + Z}$$

Om vi sedan söker det värde på N som ger den största förstärkningen finner vi att detta inträffar när $N^2 = \frac{Z}{R_i}$ och nämnaren i ovanstående uttryck blir då $= 2Z$. Alltså blir

$$\text{maximala förstärkningen} = \frac{v_{g2}}{v_{g1}} = -\frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{Z}{R_i}}$$

Detta omsättningstal, vid vilket maximiförstärkningen erhålles, kallas optimala omsättningstalet och den avstämda kretsen sägs nu vara *anpassad* till rörets inre motstånd. Anpassningen innebär här liksom i andra fall att kopplingen ordnats så att det är möjligt att överföra mesta möjliga effekt. Som synes är det av stor betydelse att Z är stort och att r är litet, om förstärkningen skall bli stor.

Denna s.k. anpassning förekommer även när ingen avstämning förefinns och ett rör t.ex. är belastat med ett motstånd av en sådan storlek att transformering är nödvändig för att maximal effekt skall kunna uttagas. Vi återkommer till anpassningsproblemen i samband med slutrör och deras koppling till högtalaren.

PRAKTISKA ANVISNINGAR OCH RÅD VID BERÄKNINGAR I SAMBAND MED ELEKTRONRÖR

Det föregående har givit en överblick över de olika sätt, på vilka man i princip kan använda rör vid förstärkning. Vidare har angivits de relativt enkla formler efter vilka förstärkningen kan uträknas i de olika fallen. Det kanske är lämpligare att säga att det i varje fall visats hur de fundamentala beräkningssätten lett fram till formlerna i fråga. När det gäller att i praktiken matematiskt behandla rören och deras förstärkning i olika kopplingar är det nästan alltid säkrast att redan från början utgå från att röret är att anse som en spänningsskälla eller, om räkningarna därav bli lättare, anse röret som en strömleverantör. Detta gäller givetvis växelströmsförloppen, vilket ju även tidigare påpekats.

Likströmsförloppen är ju inte helt utan betydelse. Man bör komma ihåg att rörens konstanter gäller för vissa värden eller områden på anodens likspänning och anodlikströmmen samt gallerförspänningen. Därför bör man, när man ser den koppling som skall beräknas, först kontrollera att rörens normala konstanter alltså i första hand branthet och förstärkningsfaktor kan användas. Först därefter kan man utesluta likströmsförloppen och det som sammanhänger med vad man brukar kalla kraftförsörjningen och helt ägna sig åt växelspänningar och växelströmmar.

I de flesta fall, även de enklaste, är det alltid lättare att se förhållandena i kopplingen om man ritar upp ett ersättningsschema. I detta utesluter man i första hand alla för växelspänningen ovidkommande detaljer och anslutningar. Vidare försöker man förenkla kopplingen och utesluta motstånd, spolar eller kondensatorer, som inte har någon inverkan på förstärkningsförloppet. Just denna senare förenkling är ofta mycket värdefull men också ibland svår att genomföra rätt. Den ovane bör tänka sig för väl innan han fastlägger vilka detaljer som är att anse som ovidkommande. Exempel på en första förenkling har vi i bild 1 och den vidare förenklingen ha vi i bild 2. Denna senare förenkling kan ju även göras såsom i bild 4.

Om man gör klart för sig hur det kopplingsschema, där beräkningarna skall göras, i verkligheten fungerar, brukar man utan

större svårighet kunna göra ersättningsschemat. Är man osäker på vilka förenklingar eller strykningar som kan göras, är det bäst att vänta med förenklingen tills man kommit till ersättningsschemat eller till och med till dess man räknat ett stycke och konstaterat att t.ex. ett ohmskt motstånd i en drossel kan försummas. Vanligen blir det fråga om ett motstånd, som ligger i serie med ett annat och är så litet att det kan försummas vid sidan därav. Ett litet motstånd brukar även ofta ligga som inre motstånd i en drossel eller transformatorlindning och anses då ligga i serie därmed. När det gäller induktanser och kapacitanser bör man omedelbart göra klart för sig storleksordningen av deras reaktans och på så sätt få en uppfattning om deras värde i jämförelse med i kopplingen ingående motstånd.

Liksom vid alla räkningar bör man givetvis även när det gäller beräkningar i samband med elektronrör kontrollera om de resultat till vilka man kommer är rimliga. Likaså bör man inte blint använda en given formel utan även, i den mån man kan, försöka förstå hur olika värden som insättes i formeln inverkar på slutresultatet.

Räkneexempel

1. Röret AC 2 användes som förstärkare med motståndskoppling varvid anodmotståndet har storleken $0,1 \text{ M}\Omega$. Hur stor blir förstärkningen om rörets data enligt vad som i föregående brev angivits är: förstärkningsfaktorn = 30 och brantheten = $2,5 \text{ mA/V}$?

Enligt formeln för förstärkningen får vi direkt

$$\text{förstärkningen} = -\mu \frac{R}{R + R_i} = -30 \frac{100\,000}{R_i + 100\,000}$$

Här är nu R_i enligt känd formel (brev 5, sid. 5:18)

$$R_i = \frac{\mu}{S} = \frac{30 \cdot 1\,000}{2,5} = 12\,000 \Omega$$

och alltså blir, om vi inte tar hänsyn till fasen, numeriska värdet på

$$\text{förstärkningen} = 30 \frac{100\,000}{12\,000 + 100\,000} = 26,7 \text{ gånger}$$

Detta gäller endast om anodens likspänning är 250 volt, för vilket fall de uppgivna rördata gäller. Om man i stället arbetar med en tillförd anodspänning på 250 volt får vi genom spänningsfallet i anodmotståndet en mindre spänning på anoden, vilket resulterar i att brantheten i arbetspunkten blir mindre än den ovan angivna, m.a.o. inre motståndet blir större än 12 000 Ω . Förstärkningen blir i ett sådant fall ca 20 gånger, och densamma kan exakt beräknas om man ur rörkurvorna tar reda på brantheten i arbetspunkten.

2. Samma rör AC 2 användes i en transformatorkopplad förstärkare, varvid transformatorns primärinduktans är 25 henry och dess omsättningstal är 1:3. Transformatorn anses vara läckningsfri (dvs. kopplingsfaktorn = 1) och primärlindningens ohmska motstånd försummas vid sidan av rörmotståndet och primära reaktansen. Hur stor är förstärkningen vid 25, 50, 200 och 1 000 Hz?

För att kunna använda formeln för förstärkningen från sid. 6: 10 måste vi ta reda på sekundärlindningens induktans, som med beaktande av att induktanserna förhåller sig som varvtalen i kvadrat eller som omsättningen i kvadrat, får värdet

$$L_2 = 3^2 \cdot 25 = 225 \text{ henry}$$

Nu får vi alltså direkt vid 25 Hz eller $\omega = 2\pi \cdot 25$

$$\begin{aligned} \text{förstärkningen} &= A_{25} = -\mu \cdot \frac{\omega \cdot k \sqrt{L_1 L_2}}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}} = \\ &= (-) 30 \cdot \frac{2\pi \cdot 25 \sqrt{25 \cdot 225}}{\sqrt{12\,000^2 + (2\pi \cdot 25 \cdot 25)^2}} = \\ &= \frac{353\,000}{\sqrt{144\,000\,000 + 15\,400\,000}} = \frac{353\,000}{12\,700} = 28 \text{ gånger} \end{aligned}$$

Vid 50 Hz får vi på samma sätt förstärkningen

$$A_{50} = 30 \cdot \frac{2\pi \cdot 50 \cdot \sqrt{25 \cdot 225}}{\sqrt{12\,000^2 + (2\pi \cdot 50 \cdot 25)^2}} = 49 \text{ gånger}$$

och vid 200 Hz

$$A_{200} = 30 \cdot \frac{2\pi \cdot 200 \sqrt{25 \cdot 225}}{\sqrt{12\,000^2 + (2\pi \cdot 200 \cdot 25)^2}} = 83 \text{ gånger}$$

samt slutligen

$$A_{1000} = 30 \cdot \frac{2\pi \cdot 1\,000 \cdot \sqrt{25 \cdot 225}}{\sqrt{12\,000^2 + (2\pi \cdot 1\,000 \cdot 25)^2}} = 90 \text{ gånger}$$

I senaste uträkningen ser vi att inre motståndets verkan alldeles försvunnit varför vi lika gärna kunnat ange förstärkningen som förstärkningsfaktorn gånger transformatorns omsättning eller $30 \cdot 3 = 90$.

Av detta exempel framgår att förstärkningen vid de lägre frekvenserna är mindre än vid de högre. Skillnaden är rent siffermässigt ganska stor, men som örat uppfattar det eller i dB räknat kan man godtaga en dylik frekvensolikhet hos en medelgod förstärkare. För en verkligt god och likformig återgivning fordras emellertid en avsevärt högre primärinduktans hos transformatorn. Resistansen hos primärlindningen, som i praktiken uppgår till något tusental ohm verkar ytterligare nedsättande på förstärkningen av de lägsta frekvenserna.

3. Ett rör (t.ex. högfrequenspentoden AF 7) har i arbetspunkten brantheten 2 mA/V och förstärkningsfaktorn 4 000, vilket ger inre motståndet 2 M Ω . Detta rör användes vid frekvensen 135 kHz (mellanfrekvens i en s.k. superheterodyn-mottagare) i samband med en avstämd anodkrets, vars kapacitans är 150 pF och i vars spole med högfrequens uppmätts ett ohmskt motstånd på 250 Ω . Hur stor växelspanning behöver tillföras gallret för att man över anodkretsen skall erhålla en spänning av 2 V att föra vidare till nästa rör?

Vi räknar först ut kretsens impedans Z vid resonansfrekvensen. Enligt känd formel (brev 4) får vi alltså

$$Z = \frac{1}{\omega^2 C^2 r} = \frac{1}{4 \pi^2 \cdot 135^2 \cdot 10^6 \cdot 150^2 \cdot 10^{-24} \cdot 250} = 244\,000 \, \Omega$$

Sedan kan vi direkt sätta upp ett värde på förstärkningen

$$\frac{v_{g2}}{v_{g1}} = \mu \cdot \frac{Z}{Z + R_i} = \frac{4\,000 \cdot 244\,000}{244\,000 + 2\,000\,000} = 435$$

Z och R_i kan ju här direkt summeras då båda är ohmska.

Med $v_{g2} = 2$ V får vi

$$v_{g1} = \frac{v_{g2}}{435} = \frac{2}{435} = 0,0046 \text{ V}$$

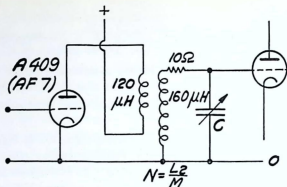


Bild 13. Kopplingschema till exempel 4 och 5.

Om vi i stället hade tillämpat det betraktelsesättet, där röret anses som en strömleverantör med i detta fall strömmen $= v_{g1} \cdot 2 \text{ mA}$ och antagit, att denna ström endast genomflutit Z (m.a.o. vi hade försummat inre motståndets verkan) skulle vi fått en spänning över Z med storleken

$$v_{g2} = v_{g1} \cdot 2 \frac{1}{1000} 244\,000 = v_{g1} \cdot 488$$

vilket ger en förstärkning på 488 gånger och ett värde på den sökta spänningen av $0,0041 \text{ V}$. Vid rör med stort inre motstånd kan man alltså approximativt säga att förstärkningen fås genom multiplikation av brantheten och yttre impedansen.

4 • I en äldre högfrekvensförstärkare användes trioden $A\ 409$ och kopplingen är ordnad enligt bild 13 och beteckningarna där. Rörets data är: $\mu = 9$, $S = 0,9 \text{ mA/V}$, $R_i = 10\,000 \Omega$ Transformatorns primärlindning har induktansen $120 \mu\text{H}$ och den avstämda sekundärlindningen är $160 \mu\text{H}$. Kopplingen mellan kretsarna är gjord så att maximal förstärkning erhålles. Hur stor är denna maximala förstärkning vid 300 m våglängd om det antas att den avstämda sekundärspolen har ett högfrekvensmotstånd av 10Ω ? Hur stor är den ömsesidiga induktansen mellan spolarna i det fallet?

Vi tar först reda på den avstämda kretsens impedans Z vid 300 m

$$\text{våglängd eller frekvensen} = \frac{300\,000}{300} = 1\,000 \text{ kHz}$$

$$\text{eller } \omega = 2\pi \cdot 1\,000\,000$$

$$Z = \frac{\omega^2 L^2}{r} = \frac{(2\pi \cdot 10^6 \cdot 160 \cdot 10^{-6})^2}{10} = 102\,000 \, \Omega$$

Enligt vad vi sett på sid. 17 kan vi nu direkt få maximiförstärkningen

$$\frac{v_{g2}}{v_{g1}} = \frac{\mu}{2} \sqrt{\frac{Z}{R_i}} = \frac{9}{2} \sqrt{\frac{102\,000}{10\,000}} = 14,3 \text{ gånger}$$

Härvid är nu enligt samma utredning omsättningen N så vald att anpassning föreligger och då gäller

$$\frac{L_2}{M} = N = \sqrt{\frac{Z}{R_i}}$$

$$\frac{160 \cdot 10^{-6}}{M} = \sqrt{\frac{102\,000}{10\,000}}$$

$$M = 50 \cdot 10^{-6} \text{ H} = 50 \, \mu\text{H}$$

Det kanske intresserar oss att i detta sammanhang se efter hur stor kopplingsfaktorn blir. Genom att sätta in värden i uttrycket $M = k\sqrt{L_1 L_2}$ eller $50 = k\sqrt{120 \cdot 160}$ erhålles $k = 0,36$, vilket får anses som ett normalt värde på kopplingsfaktorn för detta fall.

5. I en annan högfrequensförstärkare användes röret AF 7, vars data vi känner från det föregående. Kopplingen är utförd på samma sätt som i föregående exempel och dessutom är data för spolar och övriga element desamma. Även ömsesidiga induktansen behålles vid värdet $50 \, \mu\text{H}$. Sök förstärkningen vid 300 och 500 m våglängd under förutsättning att läckinduktansen försummas vid sidan av det höga inre motståndet hos röret. Sök även det värde på L_1 som motsvarar maximal effekt vid 300 m våglängd med bibehållen kopplingsfaktor.

I första hand tar vi reda på den avstämda kretsens impedans i de båda fallen.

$$Z_{300} = 102\,000 \, \Omega \text{ (enligt resultatet av räkningen i ex. 4.)}$$

$$Z_{500} = \frac{(2\pi \cdot 600 \cdot 10^3 \cdot 160 \cdot 10^{-6})^2}{10} = 36\,400$$

$$\text{Omsättningen } \frac{L_2}{M} = \frac{160}{50} = 3,2$$

Därefter får vi direkt förstärkningen ur formel på sid. 17

$$A_{300} = 4\,000 \cdot 3,2 \frac{102\,000}{3,2^2 \cdot 2 \cdot 10^6 + 102\,000} = 64 \text{ gånger.}$$

$$A_{500} = 4\,000 \cdot 3,2 \frac{36\,400}{3,2^2 \cdot 2 \cdot 10^6 + 26\,400} = 23 \text{ gånger.}$$

För erhållande av maximal förstärkning skulle det fordras att

$$\frac{160}{M} = \sqrt{\frac{102\,000}{2\,000\,000}}; M = 714 \, \mu\text{H}$$

och vidare är

$$M = k\sqrt{L_1 L_2} \text{ eller } 714 = 0,36\sqrt{L_1 \cdot 160}$$

varav

$$L_1 = 24\,600 \, \mu\text{H} = 24,6 \text{ mH}$$

Detta värde får vi anse allt för stort för att vara utan vidare användbart och förstärkningen skulle därvid bli så stor som 448 gånger. Att en så stor primärinduktans inte är lämplig beror på att lindningen i fråga kan få en egenvåglängd, som ligger inom mottagarens frekvensområde. Om man däremot ordnar så att egenvåglängden faller över mottagarens område kan resultatet bli att förstärkningen håller sig relativt konstant över hela frekvensområdet. Den maximala förstärkningen skulle alltså fordra en nedtransformering. Den antagna nedtransformeringen har till följd att rörets inre motstånd inte verkat nämnvärt dämpande på den avstämda kretsen och detta inverkar fördelaktigt på mottagarens förmåga att särskilja olika stationer (selektivitet).

6 • Röret EF 22 har en branthet på 2,2 mA/V och inre motståndet 1,2 M Ω . I en s.k. mellanfrekvensförstärkare användes detta rör med en avstämd anodkrets. Kretsens Q-värde har uppmätts till 160 och kretsens kapacitet är 120 pF. Mellanfrekvensen är 465 kHz. Till kretsen är tätt kopplad en oavstämd lindning med ett varvtal som

motsvarar en nedtransformering 2:1. Denna senare lindning är belastad med detektorn (diod), som kan anses utgöra en belastning av 100 000 ohm. Hur stor spänning behöver tillföras gallret på röret för att detektorn skall erhålla en mellanfrekvensspänning på 0,3 volt?

Kretsens egen impedans blir

$$Z = \frac{\omega L}{R} \cdot \frac{1}{\omega C} = Q \cdot \frac{1}{\omega C} = 160 \cdot \frac{10^{12}}{2\pi \cdot 465\,000 \cdot 120}$$

$$Z = 455\,000 = 0,455 \text{ M}\Omega$$

Om vi väljer att räkna ut förstärkningen med den metod, som tar röret som strömleverantör, får vi strömmen arbetande på en belastning bestående av tre parallellkopplade motstånd, nämligen rörets inre motstånd, kretsens impedans (ohmsk) och detektorns belastning överreducerad till "primärsidan". Det senare motståndet är alltså 2² gånger 100 000 ohm eller 0,4 MΩ. Totala belastningen blir således

$$Z_2 = \frac{1}{\frac{1}{1,2} + \frac{1}{0,455} + \frac{1}{0,4}} = 0,181 \text{ M}\Omega$$

Förstärkningen i röret räknat från galler till anod blir

$$S \cdot Z_2 = \frac{2,2}{1\,000} \cdot 181\,000 = 398 \text{ gånger}$$

Med nedtransformeringen blir förstärkningen i steget hälften så stor eller 199 gånger.

För 0,3 V spänning till detektorn fordras alltså en tillförd galler-växelspänning på mellanfrekvensröret på

$$\frac{0,3}{199} = 0,00151 \text{ V} = 1,5 \text{ mV}$$

7 • En lågfrekvensförstärkare är anordnad enligt bild 14. Första röret arbetar med motståndskoppling på vanligt sätt. Även andra röret är motståndskopplat och har kopplingsmotstånd såväl på anodsidan som på katodsidan. Det är förstärkningen i detta rör, som vi här skall intressera oss för. Efter röret följer ett *mottaktkopplat* steg med två rör och vi kan därvid konstatera att dessa båda

rör bör matas med lika stora, men i fas motriktade växelspanningar. I kopplingsschemat finns alla värden på kondensatorer och motstånd insatta. Det gäller att beräkna förstärkningen i det mellersta röret.

Innan vi går problemet in på livet, är det bäst att rita upp ett ersättningsschema, och i detta relativt komplicerade fall börjar vi med att ur det ursprungliga schemat bryta ut det, som är av speciellt intresse och på så sätt renodla kopplingen. Vi kan anta att första rörets anodside har relativt lågt motstånd (sammansatt av rörets inre motstånd på 10 000 à 50 000 ohm parallellt med anodmotståndet på 100 000 ohm) och därför kan i detta fall gallermotståndet på 1 megohm knappast anses inverka. Vi betraktar alltså gallerin-gången direkt och kallar enligt bild 14 b ingående gallerväxelspän-ningen för v_1 , som då kan anses ligga mellan nolledningen och gallret. Spänningen mellan katoden och gallret är i detta fall en annan och det är den, som tillföres röret som sådant. Denna växel-spänning kallar vi på vanligt sätt v_{s1} . Om katoden liksom vid första röret ur växelströmssynpunkt varit förbunden till noll över en stor kondensator skulle dessa båda spänningar kunna ansetts lika. Om vi studerar bilden vidare finner vi att anodmotståndet med sin filter-kondensator på $0,5 \mu\text{F}$ kan anses ur växelströmssynpunkt förbundet med noll i sin över ända. Samma är förhållandet med motståndet på 1 megohm som ger gallerläckan sin negativa förspänning från det uppdelade katodmotståndet. Även här ligger en kondensator på $0,5 \mu\text{F}$ vars reaktans kan anses liten vid de frekvenser det här gäller. (Kontrollera själv X_c vid 50 Hz och konstatera att motstånden är stor vid sidan därav.) Man kan sålunda i princip lägga detta mot-stånd parallellt över den undre delen av katodmotståndet. Att katodmotståndet blivit uppdelat beror på att gallret behöver till-föras lämplig negativ förspänning av det spänningsfall som uppstår över en del av hela katodmotståndet.

Om vi går vidare till rörets anodside kan vi även här konstatera att kondensatorerna på 20 000 pF, som leder till slutrörens galler, har relativt liten betydelse åtminstone ned till 100 Hz. Däremot inverkar de båda gallermotstånden vid slutrören på förstärkningen, genom att de ur växelströmssynpunkt kan betraktas såsom liggande parallellt över respektive anodmotstånd och katodmotstånd.

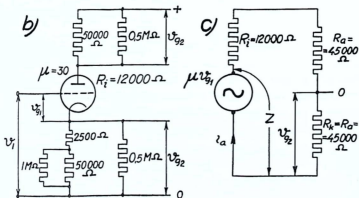
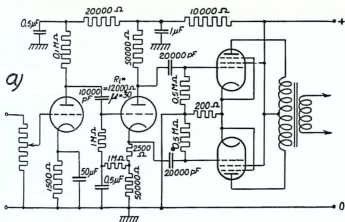


Bild 14.

Innan vi går vidare kan vi förenkla de kommande räkningarna något genom att redan nu räkna ut anodmotstånd och katodmotstånd reducerade till ett motstånd på vardera sidan om röret.

På anodsidan har vi helt enkelt 50 000 ohm parallellt med 500 000 ohm vilket ger mycket nära 45 000 ohm. På katodsidan har vi först 50 000 parallellt med 1 megohm, vilket uträknat ger 47 500 ohm. Detta i serie med 2 500 ohm ger 50 000 som sedan i sin tur är kopp-

lat parallellt med galler motståndet 500 000. Vi får alltså även här 45 000 ohm som slutresultat. Om vi sedan kallar växelspanningen mellan ena slutrörets galler och nolledningen för v_{g2} kan vi övergå till att rita upp det verkliga ersättnings-schemat, vilket återfinnes i bild 14 c.

Här verkar alltså röret som en spänningskälla eller generator med inre motståndet R_i och arbetar på en impedans, i detta fall ett rent ohmskt motstånd, bestående av anodmotståndet och katodmotståndet i serie. Strömmen i kretsen kallar vi för i_a och ger den över det ena motståndet den utgående gallerväxelspanningen v_{g2} . Vi kan alltså skriva

$$i_a = \frac{\mu v_{g1}}{Z} = \frac{\mu v_{g1}}{R_i + R_a + R_k}$$

$$v_{g2} = i_a \cdot R_k$$

Vidare kan vi enligt bild 14 b skriva $v_1 = v_{g1}$ eller

$$v_{g1} = v_1 - v_{g2}$$

Att förhållandet blir detta, dvs. att växelspanningen över katodmotståndet motverkar ingående gallerspänningen, kan man övertyga sig om genom att tänka sig ett långsamt förlopp med en likström som ändrar sig genom röret, på grund av gallerspänningsändring. Vi återkommer även till fenomenet senare i samband med s.k. negativ återkoppling (motkoppling).

Förstärkningen i steget är $\frac{v_{g2}}{v_1} = A$ och vidare siffreräkning ger

$$i_a = \frac{\mu \cdot (v_1 - v_{g2})}{R_i + R_a + R_k} = \frac{30 \cdot (v_1 - v_{g2})}{12\,000 + 45\,000 + 45\,000}$$

$$v_{g2} = i_a \cdot R_k = \frac{\mu \cdot (v_1 - v_{g2})}{R_i + R_a + R_k} \cdot R_k = \frac{30 \cdot (v_1 - v_{g2})}{102\,000} \cdot 45\,000$$

$$v_{g2} = 13,2 \cdot (v_1 - v_{g2}) = 13,2 v_1 - 13,2 v_{g2}$$

$$14,2 v_{g2} = 13,2 v_1$$

$$A = \frac{v_{g2}}{v_1} = \frac{13,2}{14,2} = 0,93 \text{ gånger}$$

Detta är alltså förstärkningen från ett galler till nästa galler i förstärkaren. Egentligen bör förstärkningen här anges till två gånger

detta värde, således 1,86 gånger, ty det är ju faktiskt spänningarna mellan slutrörens galler som man tar hand om och för vidare. Emellertid spelar det inte så stor roll vilken förstärkning man anger om man bara vet var den räknats. Just när det gäller mottaktkopplade steg får man vara noga och hålla reda på mellan vilka punkter spänningarna räknas.

Det gäller sålunda att vid beräkningar av detta slag ha kopplingens funktion klar för sig. Därigenom blir det lättare att rita upp ett eventuellt ersättningsschema varvid man speciellt bör observera att rörets inre motstånd inte blir bortglömt. De följande siffreräkningarna kan vanligen göras ganska enkla och behöver i praktiska fall inte genomföras med någon överdriven matematisk noggrannhet. Vanligen räcker den precision som en normal räknesticka ger.

SVARSUPPGIFTER

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Ange de två sätt, på vilka man ur växelströmssynpunkt kan betrakta ett rör, när det användes som förstärkare. Rita scheman däröver och försök bevisa att båda betraktelsesätten leder till samma resultat.
2. Visa med hjälp av något av dessa betraktelsesätt att förstärkningen vid motståndskoppling alltid är mindre än förstärkningsfaktorn.
3. En motståndskopplad förstärkare innehåller ett rör med brantheten i arbetspunkten $0,35 \text{ mA/V}$ och förstärkningsfaktorn 70. Anodmotståndet är $0,3 \text{ megohm}$. Sök förstärkningen i röret om hänsyn inte tas till inverkan från efterföljande rörs gallermotstånd.
4. En lågfrekvensförstärkare har ett schema enligt bild 15 med värden på kopplingselementen, som där anges. Hur stor blir förstärkningen $\frac{V_{g2}}{V_{g1}}$ vid frekvenserna 500, 200, 100 och 50 Hz? Röret är ett AC 2. (Ledning: upprita först ett ersättningsschema.)

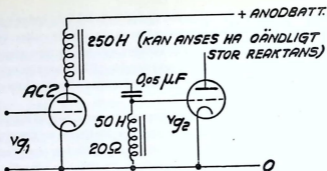


Bild 15. Kopplingsschema till svarsuppgift 4.

5. Röret KF 4 med förstärkningsfaktorn 800 och brantheten 0,8 mA/V användes som förstärkare med avstämmd anodkrets. Hur stor är förstärkningen vid 1 500 m våglängd om kretsen innehåller en spole med induktansen 1 800 μ H och högfrekvensmotståndet 60 Ω ? Hur många procent minskas förstärkningen om över kretsen lägges ett motstånd på 0,5 M Ω (t.ex. efterföljande rörs gallermotstånd)?
6. Varför bör vid transformatorkoppling transformatorns primärlindning ha stor induktans om de låga tonerna skall återgivas väl?
7. En lågfrekvensförstärkare avsedd att endast förstärka frekvensen 1 000 Hz innehåller en avstämmd transformator vars sekundärlindning har induktansen 50 H. Denna lindnings ohmska motstånd är 18 000 Ω . Hur stort omsättningstal skall transformatorn ha och hur stor blir förstärkningen om transformatorn anses läckningsfri och röret A 409 användes? (A 409 har brantheten 0,9 mA/V och förstärkningsfaktorn 9.) Omsättningstalet väljes för maximal förstärkning.

RÖRET SOM SVÄNGNINGSSALSTRARE

Återkoppling

I det föregående har rörets förstärkande verkan behandlats. Denna egenskap hos elektronröret kan även användas för att frambringa växelströmmar och då speciellt sådana med hög frekvens. Vi har även förut konstaterat hur man i radions barndom försökte generera de högfrekventa strömmarna med hjälp av den elektriska gnistan, ljusbågen och den roterande maskinen. Redan år 1904 uttogs det första patentet på användande av elektronröret för sändningsändamål men först år 1913 kom röret till verklig användning som svängningssalstrare. Det var amerikanaren Armstrong¹ och tysken Meissner², som ungefär samtidigt och oberoende av varandra kom underfund med principerna för rörets användande som växelströmgenerator, vilket under första världskriget blev av den största betydelse. Ännu år 1923 var den största effekt, som kunde genereras med ett elektronrör ca 1 kW medan man år 1931 kunde notera 500 kW som rekord för ett enda rör.

Om vi tänker oss en koppling som den i bild 1 med ett rör och en avstämd gallerkrets, vars konstanter är L , C och r kan vi studera vad som inträffar, om vi i anodkretsen inlänkar en spole med induktansen L_2 , som är kopplad till gallerkretsens spole. Vi antar att en

¹ Uttalas: armstrång.

² Uttalas: ma'isner.

störning av något slag inträffar i den avstämde kretsen och därvid uppkommer en svängning med ett periodtal lika med kretsens resonansfrekvens. Spänningar av denna frekvens tillföres rörets

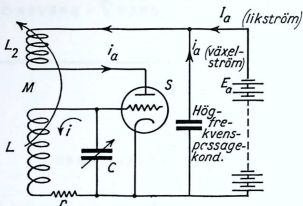


Bild 1. Principkoppling för ett svängande rör med avstämmd gallerkrets.

galler och återfinns förstärkta i form av en växelström i rörets anodkrets. Då denna ström genomflyter spolen L_2 , vilkens induktans är så liten att den icke nämnvärt påverkar förhållandena i anodkretsen kommer, genom den ömsesidiga induktansen M , en spänning att induceras i spolen L , som antingen förstärker eller försvagar den ursprungliga växelspänningen över den avstämde kretsen beroende på spolarnas lindningsriktningar i förhållande till varandra.

Alltså kan vi konstatera att en s.k. återkopplingspole i rörets anodkrets kan åstadkomma ett tillbakaförande eller en återkoppling av effekt från den förstärkta anodströmmen till gallerkretsen där, om kopplingen sker i rätt riktning eller fas, strömmen och även spänningen ökar. Resultatet blir att kretsens dämpning minskar eller m.a.o. dess motstånd r blir skenbart mindre. Även kretsens impedans vid resonansperiodtalet ökas. Göres återkopplingen tillräckligt stark inträder ett tillstånd, då dämpningen i den avstämde kretsen blir noll. Man kan säga att lika mycket energi återföres från anodkretsen, som den energi som förbrukas i svängningskretsens

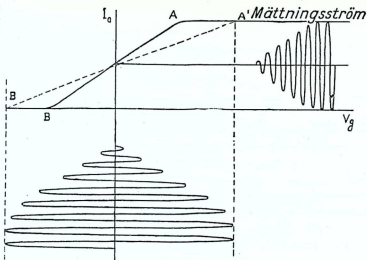


Bild 2. Hur svängningarna kan tänkas arbeta upp sig och hur de kan begränsas av att rörets medelbranthet minskas vid stora amplituder.

motstånd. En ytterligare ökning av återkopplingen ger ett överskott av energi i svängningskretsen, och man säger då att självsvängning inträder. Svängningarna arbetar upp sig själva, så att spänningen över kretsen blir allt större och större. En begränsning inträder först när gallerspänningarna bli så stora, att man kommer att arbeta på rörkaraktistikens krökta del, där brantheten är mindre. Om vi tänker oss arbeta med ett äldre rör med även övre delen av kurvan krökt är det lättare att se hur denna begränsning sker. I bild 2 ser man hur medelbrantheten eller brantheten hos linjen $A'B'$ är mindre än hos rörkurvan AB . I denna figur ser man även hur svängningarna arbetar upp sig.

Vi återgår till bild 1 och gör en räkning för att se vilka betingelserna är, för att självsvängning skall kunna inträda. Vi antar att en viss ström av storleken i , cirkulerar i svängningskretsen. Den i kretsen utvecklade effekten är då $= i^2 \cdot r$; och gallerväxelspänningen eller spänningen över kondensatorn C är då vid vinkel-frekvensen ω

$$v_g = i \cdot \frac{1}{\omega C}$$

Den anodväxelström som uppkommer får storleken

$$i_a = S \cdot v_g = S \cdot i \cdot \frac{1}{\omega C}$$

där S är rörets branthet. Denna ström åstadkommer via återkopplingspolen i den avstämda kretsens spole en elektromotorisk kraft av storleken

$$v_d = i_a \cdot \omega M = S \cdot i \cdot \frac{1}{\omega C} \cdot \omega M$$

Eftersom strömmen i kretsen är i , blir den effekt, varmed den återkopplade spänningen bidrar till hela effekten i kretsen

$$P_d = v_d \cdot i = i^2 S \cdot \frac{1}{\omega C} \omega M$$

Den del av energien i kretsen som inte blir ersatt av återkopplad energi har alltså en effekt, som är skillnaden mellan kretsens effekt P och den tillförda effekten P_d eller

$$P_{\text{res}} = P - P_d = i^2 r - i^2 \cdot S \cdot \frac{1}{\omega C} \omega M = i^2 \left(r - \frac{SM}{C} \right)$$

Uttrycket inom parentesen betecknar det skenbara ohmska motståndet i svängningskretsen, och beroende på värdena av kapacitansen, ömsesidiga kopplingen och rörets branthet kan detta uttryck anta positivt värde, bli lika med noll eller få negativt värde. Är t.ex. C och S konstanta ser vi att en ökad återkoppling (ökat värde på M) resulterar i minskad dämpning i kretsen. Vid en viss fasthet i kopplingen uppnås *svängningsgränsen* och detta tillstånd, där kretsen nått och jämnt förmår arbeta sig upp till självsvängning, uttryckes av att parentesens värde är lika med noll eller

$$r - \frac{SM}{C} = 0; \quad M = \frac{r \cdot C}{S}$$

En ytterligare ökning av kopplingen ger, som vi förut sett, så stora gallerväxelspänningar, att man kommer att arbeta på karaktistikens krökta del och en minskning av medelbrantheten inträder.

Vid mottagare kan man genom att låta ett rör arbeta som förstärkare med återkoppling uppnå en avsevärd större förstärkning i ett steg. Speciellt vid små mottagare har detta använts.

I största allmänhet kan man säga att återkopplingen kan användas för att minska dämpningen hos en krets. Vanligen är det mottagarens första krets, vars dämpning på detta sätt minskas. I speciella kortvågsmottagare förekommer det sålunda att den avstämda kretsen närmast antennen är återkopplad för att dämpningen skall bli mindre. Just på kortvåg är det ju svårt att göra goda kretsar.

Med de höga förstärkningar, som moderna högfrekvensrör och tillhörande goda kretsar ger, har återkopplingen förlorat sin stora betydelse för ökning av förstärkningen. På lågfrekvenssidan i mottagaren använder man i stället negativ återkoppling eller s.k. motkoppling; detta inte för att förhindra självsvängning utan för att minska distorsionen och ge förstärkningen vid olika frekvenser en önskad nivå. Vi skall senare återkomma till detta.

Oscillatorkopplingar

I den oscillatorkoppling, som visats i bild 1, är gallerkretsen avstämd, men detta är endast ett specialfall av en serie kopplingar för ett svängande rör. Även andra delar av kopplingen kan utgöras av en avstämd krets, och huvudsaken är i varje särskilt fall, att energi kan överföras från anoden till gallret, så att dessa elektrodernas spänningar få motsatt fas.

Bild 3 visar några fundamentala oscillatorkopplingar. De två första av dessa visar en vanlig sändarkoppling nämligen Hartleykopplingen. I bild 3 a är anodspänningen tillförd i serie i anodkretsen, och denna koppling brukar därför även kallas "seriematad Hartley" i motsats till "parallellmatad Hartley", som återfinns i bild 3 b. Vid denna senare koppling tillföres anodlikströmmen via en förhållandevis stor induktans, en s.k. drossel, som hindrar den genererade växelspänningen att kortslutas genom anodspänningskällan. Stoppkondensatorn C_a har till uppgift att hindra anodlikspänningen att komma fram till svängningskretsen LC , medan den utan vidare släpper igenom anodväxelströmmen. Kondensatorn C_g kallas gallerkondensator och motståndet R_g gallerläcka. Deras

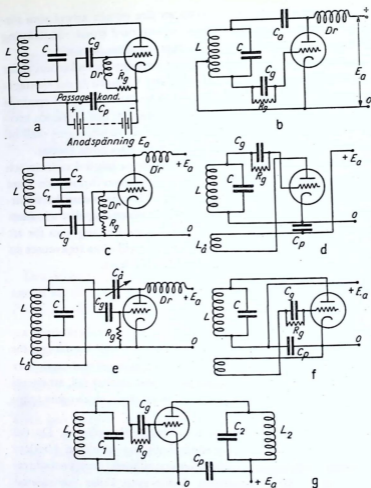


Bild 3. Fundamentala oscillatorkopplingar. a) Seriematad Hartleykoppling. b) Parallellmatad Hartleykoppling. c) Colpitts koppling. d) Regenerativ koppling med avstämd gallerkrets. e) Reinartz koppling. f) Regenerativ koppling med avstämd anodkrets. g) Oscillatorkoppling, där återkoppling sker genom rörets inre kapacitet, även kallad TP-TG ("tuned plate-tuned grid").

gemensamma funktion är, att på grund av den bildade gallerströmmen åstadkomma en negativ förspänning på gallret, vilket i stort sett begränsar svängningarnas amplitud. Som synes ligger den avstämde kretsen mellan galler och anod och omkring mitten på spolen finns ett uttag, som är anslutet till nollspänning. Detta uttags läge bestämmer återkopplingens fasthet.

Nästa bild, 3 c, visar Colpitts koppling i parallellmatat utförande. Enda skillnaden från den parallellmatade Hartleykopplingen är, att mittuttaget på spolen ersatts av ett uttag mellan tvenne seriekopplade kondensatorer C_1 och C_2 , vilka tillsammans utgör svängningskretsens kapacitans. Man säger att man här begagnar kapacitiv spänningsdelning. Ju mindre C_1 är i förhållande till C_2 (dvs. ju större gallerdelens impedans är i förhållande till anoddelens) desto starkare är återkopplingen.

I bild 3 d återfinner vi samma koppling som i bild 1 endast med den skillnaden att den ritats något annorlunda och att gallerkondensator och gallerläcka införts. I detta fall har det ansetts att återkopplingen regleras med den induktiva kopplingen mellan spolarna. Kopplingen i fråga har intet bestämt namn men kan t.ex. kallas för "regenerativ koppling med avstämmd gallerkrets". Om vi i stället matar in anodlikströmmen genom en drossel och reglerar återkopplingen med den variabla kondensatorn C_4 få vi i grund och botten samma koppling men den kallas då Reinartzkoppling. Här har vi även ett exempel på att gallerläckan kan läggas direkt mellan galler och katod. Den gör då samma tjänst som förut, men utgör dessutom en, ehuru obetydlig, belastning på den alstrade växelströmmen.

Sedan kommer vi till bild 3 f där den "regenerativa kopplingen med avstämmd anodkrets" återfinns. I motsats till de båda föregående kopplingarna med avstämning i gallerkretsen kan man här, liksom även med kopplingar enligt bild 3 a, b och c, erhålla större effekt, som cirkulerar i den avstämde kretsen.

I alla föregående figurer är spolarna så ritade, att rätt fas på kopplingen erhålles om spolarna tänkas lindade åt samma håll.

Bild 3 g återger en koppling med två svängningskretsar, en avstämmd anodkrets och en avstämmd gallerkrets. Denna koppling kan även självsvänga och återkopplingen sker inte via spolarna

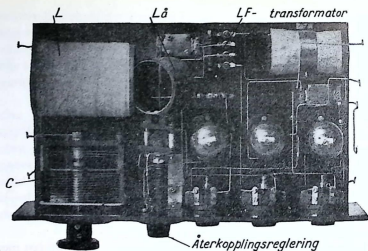


Bild 4. Det inre av en äldre mottagare med vridbar återkopplings-spole. I bilden syns även avstämningsskretsens spole och vridkondensator och lågfrekvenstransformatorn för ett förstärkaresteg.

utan via den inre kapacitansen mellan galler och anod. För självsvängning fordras bl.a. att anodkretsen är något sidoavstämmd i induktiv riktning eller i vissa fall inte avstämmd alls utan bestående av en ren induktans.

I var och en av de föregående fallen av självsvängande kopplingar kan man, på liknande sätt som vi i början av detta kapitel gått igenom, räkna ut villkoren för att självsvängning nätt och jämnt skall inträda.

MODULERING

Bärvåg och sidband

Den våg som i allmänhet utgår från ett högfrekvent svängande rör har en någorlunda konstant amplitud. Om denna våg skall användas för kommunikation, måste man t.ex. vid telegrafi avbryta den samma och med bestämda mellanrum släppa fram svängningarna som telegrafitecken. Vid telefoni släppes svängningarna fram kon-



Bild 5. Den utsända vågen vid en telegrafstation med omodulerad sändning. (Tecknet d enligt morsystemet.)

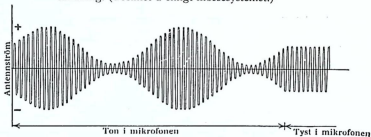


Bild 6. Den utsända vågen vid en telefonstation sändande en ton.

tinuerligt men exempelvis deras styrka bringas att variera i takt med lågfrekventa talströmmar. Vågorna vid telegrafi ser ut som bild 5 och de olika vågtågen bildar tillsammans en bokstav t.ex. enligt morsystemet.

Vid telefoni ser vågen ut som i bild 6 och den säges då vara amplitudmodulerad, i detta fall med endast en ton. I verkligheten, när det gäller tal eller musik, ser det hela betydligt mera komplicerat ut. Modulationen sker genom att den tillförda spänningen till rörgeneratorn varieras t.ex. i takt med mikrofonströmmarna. Ett villkor för att god modulation skall erhållas är att antennströmmens amplitud hos sändaren är proportionell mot den tillförda modulerings-spänningen. Ju större den tillförda modulerings-spänningen är desto högre säges modulationsgraden vara. Modulationsgraden mätes i procent och i bild 7 se vi hur den omodulerade antennströmmen ser ut samt den tillförda lågfrekventa modulerings-spänningen. Vidare synes den av dessa bildade modulerade vågen i två fall med respektive 40 och 90% modulation. Som definition på moduleringsgraden gäller med figures beteckningar modulationsgraden = $\frac{B}{A} \cdot 100 \%$.

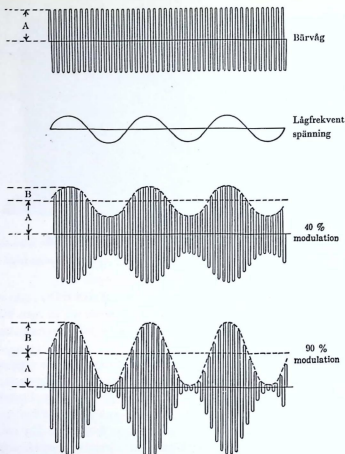


Bild 7. Antennströmmens utseende vid 40 och 90 % modulation.

När den tillförda modulationsspänningen göres så stor att A blir lika med B uppnås 100% modulation och vågen säges vara fullmodulerad. Ett litet ögonblick blir då antennströmmens amplitud noll och en lågfrekvent halvperiod senare får antennströmmen en amplitud, som är dubbelt så stor som dess amplitud omodulerad.

Om vi antar att den omodulerade vågen har frekvensen f och

vinkelfrekvensen $2\pi f = \omega$ kan vågen matematiskt uttryckas som $i = A \sin \omega t$ (översta kurvan i bild 7).

Amplituden A antas sedan vid modulation variera sinusformigt med frekvensen f_1 och vinkelfrekvensen ω_1 . Modulationens djup är maximalt B och den modulerade vågens amplitud A kommer då att få ett tillägg av storleken $B \sin \omega_1 t$. Den modulerade vågen får alltså följande ekvation

$$i = (A + B \sin \omega_1 t) \sin \omega t \text{ (de undre kurvorna i bild 7).}$$

Utvecklas detta uttryck vidare får man

$$\begin{aligned} i &= A \sin \omega t + B \sin \omega_1 t \sin \omega t = \\ &= A \sin \omega t + \frac{B}{2} \cos (\omega t + \omega_1 t) - \frac{B}{2} \cos (\omega t - \omega_1 t) = \\ &= A \sin \omega t + \frac{B}{2} \sin \left[(\omega + \omega_1)t + \frac{\pi}{2} \right] + \frac{B}{2} \sin \left[(\omega - \omega_1)t - \frac{\pi}{2} \right] \end{aligned}$$

Den modulerade vågen är sålunda sammansatt av tre omodulerade vågor vilka är följande om vi inte tar hänsyn till den fasförskjutning, som värdet $\frac{\pi}{2}$ innebär:

1) $A \sin \omega t$, vars amplitud och frekvens är desamma som hos den omodulerade vågen, den s.k. *bärvågen*.

2) $\frac{B}{2} \sin (\omega + \omega_1) t$, vars amplitud är halva modulationsdjupet och vars frekvens $f + f_1$ är *större* än bärvågens med ett belopp lika med modulationsfrekvensen. Denna våg kallas *övre sidbandet*.

3) $\frac{B}{2} \sin (\omega - \omega_1) t$, vars amplitud likaledes är halva modulationsdjupet och vars frekvens $f - f_1$ är lika mycket *mindre* än bärvågens. Denna våg kallas *undre sidbandet*.

Det är att observera att alla dessa tre vågor är radiofrekventa. Varje modulation på vågen kan på detta sätt delas upp i tre vågor och om en radiostations bärvåg är modulerad med tal eller musik kommer stationen förutom bärvågen att utsända ett helt spektrum av sidband på var sida om bärvågen. Man kan säga att en rundradiostation upptar en viss plats i frekvens räknat och denna plats blir större ju högre toner som finns med i den för tillfället rådande utsändningen.

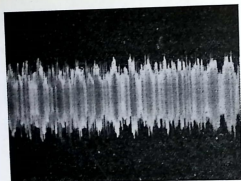


Bild 8. Oscillogram, visande den modulerade vågen hos en radiostation under utsändande av orkestermusik.

Om det alltså fordras att en sändarestation skall ge mycket god ljudkvalitet vid musik bör modulationen tillåtas innehålla toner upp emot 10 000 Hz (se sid. 1: 14) och därvid kommer den utsända vågen med sina sidband att täcka ett frekvensområde av $2 \cdot 10\,000 = 20\,000$ hertz. Om en hel rad rundradiostationer ligger bredvid varandra och skall sända med denna goda ljudkvalitet måste de alltså ligga minst 20 000 Hz eller 20 kHz ifrån varandra i frekvens för att de inte skall störa varandra. Även bör mottagaren vara konstruerad så att ett 20 000 Hz brett frekvensband kan mottagas, vilket i praktiken kan ernås genom användande av bandfilter för avstämningen (jfr sid. 4: 16).

Nu ligger i verkligheten rundradiostationerna på mellan- och långvågsbanden endast 9 kHz ifrån varandra vilket resulterar i att modulationen inte borde få innehålla högre frekvenser än ca 4 500 Hz och att mottagaren inte får taga in bredare frekvensband än 9 000 Hz, m.a.o. mottagaren bör vara selektivare (ha bättre särskiljningsförmåga) i detta senare fall. Av detta framgår att god ljudkvalitet och stor selektivitet hos en rundradiomottagare inte går att åstadkomma samtidigt. Man måste i allmänhet ge efter något på mottagarens förmåga att återge höga toner för att få den selektivare och störningsfriare. I större moderna mottagare förekommer variabel selektivitet eller variabel bandbredd varigenom man för

tillfället kan reglera in det bredaste frekvensband, som utan störningar från närliggande stationer kan tas in. De större rundradio-stationerna sänder numera med frekvenser över 8 à 10 kHz och därför kan man med en dylik mottagare få en god återgivning på lokalstationen och en del andra starka stationer, som tillräckligt överröstar sina närmaste grannar.

Att de omtalade sidbanden verkligen finns till i praktiken bevisas även därav att man kan utsända endast det ena sidbandet och sedan tillsätta en ny bärvåg på mottagaresidan för att få signalerna användbara. Det räcker med endast ena sidbandet; skillnaden blir endast att moduleringen åstadkommer hälften så stora lågfrekvensspänningar.

Modulationen kan vid sändaren ske på en mångfald sätt. Enklaste sättet åskådliggöres av bild 9 och kallas *absorptionsmodulation*. Det svängande röret drives med konstanta spänningar, och i serie med antennen finnes en mikrofon inkopplad, som ändrar sitt motstånd i takt med de lågfrekventa talsvängningarna. Detta gör att även antennströmmens amplitud kommer att variera i takt med lågfrekvensen. Metoden tillåter inte stor modulationsgrad och är begränsad till små sändareffekter på grund av mikrofonens uppvärmning.

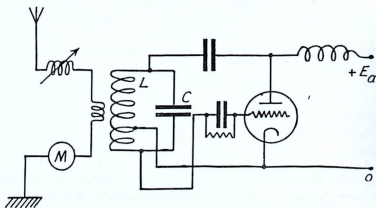


Bild 9. Absorptionsmodulation med en mikrofon inlänkad i antennekretsen.

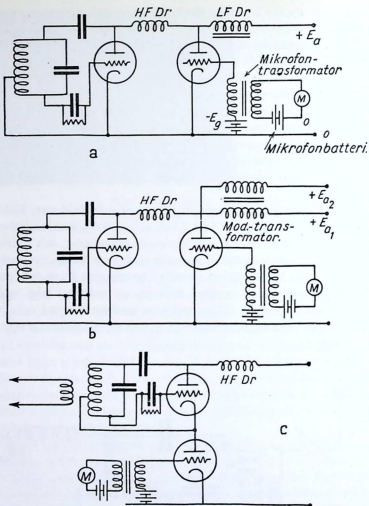


Bild 10. Anodmodulation i olika varianter.

Om modulationsspänningarna tillföres anodspänningen hos det rör, som levererar högfrekvensenergien kallas systemet *anodmodulation*. I bild 10 har vi olika typer av anodmodulation. I fallet a har både oscillatorröret och modulatorröret samma anodspänning.

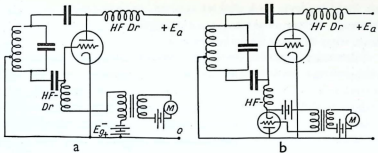


Bild 11. Två typer av gallermodulation.

Högfrekvensdrosseln HFD_r tillhör den vanliga Hartleyoscillatorn (se bild 3 sid. 7: 6) och hindrar högfrekvensspänningarna att komma fram till modulatorröret, men släpper fram de lågfrekventa spänningsvariationerna till det svängande röret. Lågfrekvensdrosseln LFD_r tjänstgör på vanligt sätt om modulatorröret betraktas som ett drosselkopplat förstärkerör (se sid. 6: 9) och skall alltså ha relativt stor induktans. Denna modulationstyp kallas Heisingmodulation. I fallet b har vi en vidare utveckling av Heisingmodulationen där lågfrekvensspänningarna tillföres oscillatorröret med en transformator. Här är det möjligt att ge modulatorröret högre anodspänning och därigenom lättare åstadkomma höga modulationsgrader. I bild 10 c finns principschemat för s.k. anod-seriemodulering. Här bildar modulatorröret ett variabelt motstånd, som ändras i takt med de lågfrekventa impulserna, och detta motstånd ligger sedan i serie med den till det högfrekvent arbetande röret förda anodspänningen.

Modulationsspänningarna kan även tillföras det svängande rörets galler, och i bild 11 har vi ett par typschemor för detta system, s.k. *gallermodulation*. Som vi förut sett kunde de bildade högfrekvensspänningarna begränsas av gallrets likspänning och om denna varierar i lågfrekvent takt blir tydligen högfrekvenssvängningarna modulerade. I fallet a tillföres lågfrekvensen medelst en transformator och i fallet b användes ett rör som variabel gallerläcka. Gallermodulationen är relativt svår att justera in rätt, men fördelaktigt är

att förhållandevis små effekter fordras, medan anodmodulationen fordrade effekter av samma storleksordning som den till det svängande röret tillförda likströmseffekten.

I den mån även sändarrören försetts med flera galler har moduleringsystem med hänsyn härtill utarbetats. Man använder vid tetroder och pentoder s.k. kombinerad anod- och skärmgallermodulering. Vid pentoder som speciellt byggts för sändareändamål tillföras moduleringsspänningar vanligen på det s.k. bromsgallret. Systemet benämnes bromsgallermodulation.

Frekvensmodulering

Vid amplitudmodulering (AM) lät vi ju bärvågens amplitud variera i takt med moduleringsspänningen. Vid *frekvensmodulering* (FM) är däremot bärvågens amplitud konstant och dess frekvens varierar i takt med moduleringsspänningen. Förr ansågs denna frekvensmodulation vara av ondo och man gjorde allt för att undvika densamma i samband med amplitudmodulation. Senare har man börjat använda ren frekvensmodulation på ultrakorta vågor och därvid nått utmärkta resultat i fråga om störningsfrihet vid mottagningen.

Ehuru frekvensmodulationen är av annan karaktär än amplitudmodulationen kan även en frekvensmodulerad våg i ett visst ögonblick representeras av en bärvåg och två sidoband. För fullständighetens skull skall vi i korta drag gå igenom de matematiska uttrycken liksom vid amplitudmodulationen.

Om vi liksom tidigare anser att den omodulerade vågen har vinkelfrekvensen ω får vi såsom förut på sid. 7: 11.

$$i = A \sin \omega t$$

Här blir det nu inte amplituden, som vid modulation kommer att variera, utan i stället vinkelfrekvensen som i varje ögonblick kommer att ha ett värde, som är i ökande eller minskande efter en sinuskurva. Egentligen kan man säga att fasvinkeln ändras, och därför talar man i stället ofta om fasmodulation. Frekvensmodulation och fasmodulation är mycket nära besläktade och man använder ofta fasmodulering som en metod att få en frekvensmodulerad bärvåg.

Den fasmodulerade vågen får då ekvationen

$$i = A \sin (\omega t + m \sin \omega' t)$$

Här är nu ω' modulationsfrekvensen och m betecknas som moduleringsindex och motsvarar på sitt sätt modulationsgraden vid amplitudmodulation.

Om vi väljer modulationssystemet så, att frekvensändringens storlek ej blir beroende av modulationsfrekvensen, bör vi i ekvationen sätta in ett värde på m , som är omvänt proportionellt mot modulationsfrekvensen eller

$$m = \frac{\Delta \omega}{\omega'}$$

$\Delta \omega$ är vinkelfrekvensändringens amplitud. Det matematiska uttrycket för den frekvensmodulerade vågen blir då

$$i = A \sin \left(\omega t + \frac{\Delta \omega}{\omega'} \sin \omega' t \right)$$

Om vi återgår till föregående ekvationen, som även gällde fasmodulation, och utvecklar densamma får vi

$$i = A [\sin \omega t \cdot \cos (m \sin \omega' t) + \cos \omega t \cdot \sin (m \sin \omega' t)].$$

Vid små modulationsgrader, dvs. om m anses liten vid sidan av 1, kan följande förenklingar införas:

$$\cos (m \sin \omega' t) = 1 \text{ och } \sin (m \sin \omega' t) = m \sin \omega' t.$$

Då blir

$$i = A (\sin \omega t + m \cos \omega t \cdot \sin \omega' t), \text{ vilket utvecklat blir}$$

$$i = A [\sin \omega t + \frac{1}{2} m \sin (\omega + \omega') t + \frac{1}{2} m \sin (\omega - \omega') t].$$

Här har vi nu fått en ekvation, som inte är olik den som gäller vid amplitudmodulation. Vid små modulationsgrader kan alltså även den frekvensmodulerade vågen tänkas bestå av en bärvåg och två sidband. För att utnyttja de möjligheter till störningsreduktion som FM-systemet medger måste man emellertid arbeta med ett frekvenssving, som är betydligt större än den högsta moduleringsfrekvensen vilket medför att i praktiken m kan anta värden på 10 eller mera. I så fall får man en hel serie sidband som ligger på avstånden ω' , $2 \omega'$, $3 \omega'$... osv. från bärvågen (allt räknat i vinkelfrekvens).

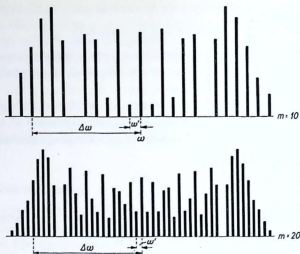


Bild 12.

Man kan matematiskt visa att sidbanden under dessa förhållanden upptar ett totalt utrymme i frekvens som är något större än dubbla frekvenssvinget (se bild 12). Vid exempelvis rundradio-FM, som arbetar med ett maximalt frekvenssving på 75 kHz, upptar sändaren ett frekvensutrymme på ca 180 kHz. Vid de mobila FM-stationer som används av t.ex. polis och brandkår är den högsta moduleringsfrekvensen endast ca 2 700 Hz, vilket medför att man kan nöja sig med ett frekvenssving på 15 à 20 kHz. Den motsvarande bandbredden blir då 35 à 45 kHz.

Den stora bandbredd som systemet kräver medför att FM-sändare alltid förläggs till korta våglängder, vanligen under 10 m.

Det har visat sig att tonfrekvensspektrum för tal och musik uppvisar starkt fallande amplituder ovanför ca 3 000 Hz. Detta förhållande utnyttjar man vid FM på så sätt att frekvenser ovanför ca 3 000 Hz framhävs. För att återställa den normala tonbalansen i mottagaren har man i denna ett filter som sänker de högre tonfrekvenserna på motsvarande sätt. Detta förfarande ger en ytterligare minskning av störningarna. Vid AM kan inte förfarandet tillämpas eftersom man då skulle få en kraftig distorsion i detektorn.

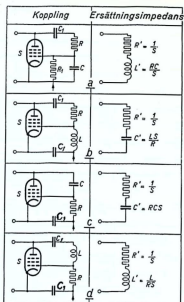


Bild 13. Ett par exempel på ett rör som reaktansrör. Röret med sina kopplings-element kan i de olika fallen ersättas med angiven ersättningsimpedans.

Vi kommer senare tillbaka till frekvensmodulationen och apparater härför.

Reaktansrör

I det föregående har vi sett hur en sändares amplitud kan ändras i viss takt, t.ex. i takt med en lågfrekvent spänning som vid amplitudmodulation. När det i stället gäller att ändra oscillatorns eller sändarens frekvens på ett visst sätt är saken i princip något mer komplicerad. Enklast kan en dylik frekvensändring ske genom att induktansen eller kapacitansen i den avstämde krets, som bestämmer frekvensen, ändras på ett eller annat sätt. En liten experiment-sändare med låg effekt kan sålunda frekvensmoduleras helt enkelt genom att en kondensatormikrofon lägges in parallellt över kretsen. Det finns emellertid ett annat mera universellt sätt att åstadkomma en kapacitans eller en induktans, vars storlek relativt lätt

kan förändras. Ett elektronrör, kopplat på ett visst sätt, kan nämligen användas och ett sådant rör kallas reaktansrör.

I bild 13 visas några kopplingar där ett elektronrör anordnats som reaktansrör. I dessa fall har valts en pentod, som ju har relativt stort inre motstånd. Förhållandena blir då lättare att överblicka. Genom att utnyttja den fasvridning som sker i röret samtidigt med förstärkningen kan man genom lämplig inkoppling av motstånd, kondensator och spole få röret att t.ex. mellan anod och katod verka som en huvudsakligen induktiv eller kapacitiv impedans. De i figuren visade kopplingarna har motsvarande ersättningsimpedanser, vilka även utritats. Principen enligt vilken kopplingen fungerar är i stora drag följande.

Mellan anoden och katoden på en pentod lägges en växelspanning. Denna spänning uppdelas över ett motstånd och en kondensator eller en spole, så att styrgallret tillföres en spänning, som i stort sett ligger 90° fasförskjuten i förhållande till anodens spänning, antingen före eller efter beroende på vilka kopplingselement som används. Rörets anodväxelström får alltså motsvarande fasförhållande och alltså ligger strömmen genom röret 90° förskjuten efter eller före spänningen över röret. Detta är just vad som är utmärkande för en kapacitiv eller en induktiv reaktans. Man kan alltså i stort betrakta röret som en reaktans.

Beträffande dimensioneringen av detaljerna i kopplingen så får man se till att spänningsdelningen blir sådan, att fasvridningen blir så nära 90° som möjligt. Helt går detta emellertid inte att genomföra och därför kan röret inte efterbildas med endast en reaktans, utan det kommer alltid att finnas en resistans med i serie, även om det är relativt litet och utan större praktisk betydelse. I figuren finns angivna de värden på reaktanser och resistanser, som kan uträknas. Vi går emellertid här inte in på hur dessa enkla formler erhållits.

Det är uppenbart att om ett reaktansrör av här angivet slag inkopplas över en svängande krets så kan kretsens egenfrekvens ändras genom att reaktansen ändras och detta sker direkt genom att reaktansrörets branthet ändras. Som bekant finns rör med variabel branthet, och denna ändras företrädesvis genom att styrgallret ges varierande fast förspänning. För att frekvensmodulera en sådan sändare behöver man alltså endast ge reaktansrörets styrgaller en

lågfrekvent moduleringspänning. I praktiken kanske det inte är helt så enkelt men i princip kan frekvensmodulation anordnas på exempelvis ovan relaterade sätt. Koppling med reaktansrör användes även vid s.k. automatisk frekvenskontroll i större mottagare. Därvid lägges reaktansröret över superheterodyn-mottagarens oscillator och den till styrgallerret förda regleringspänningen kommer från en frekvensdetektor och är alltid av sådan riktning att mottagaren automatiskt följer en inträdande frekvensändring hos bärvågen.

Om vi återgår till bild 13 ser vi där att reaktansrörets styrgallerförspanning kan tillföras genom ett motstånd från en punkt i kopplingen som ur växelströmssynpunkt ligger ansluten till katoden. I a användes ett särskilt motstånd och detta måste tydligen vara stort i förhållande till kondensatorns C reaktans. I b tillföres regleringspänningen genom den verksamma induktansen. Här ligger en kondensator från spolens nedre ända till katoden och kondensatorn skall vara stor eller med andra ord ha så liten reaktans att dess storlek kan försummas. Även i c och d återfinns en dylik passagekondensator. Som passagekondensatorer tjänstgör även de övriga med C_1 betecknade kondensatorerna. Beträffande dimensionering för övrigt kan nämnas att det alltid är fördelaktigt med stor branthet hos röret. Vidare bör reaktansrörets andel i avstämningsskretsen inte göras större än nödvändigt. Som ledning kan nämnas att pentoden EF 6 vid -2 volt gallerförspanning har brantheten $S = 2 \text{ mA/V}$ och vid ca -5 volt praktiskt taget $S = 0$. Mellan dessa värden varierar brantheten i det närmast linjärt. Alltså är $S = 1 \text{ mA/V}$ vid -3,5 V gallerförspanning.

Räkneexempel

1 • Vid en återkopplad mottagare består den avstämda gallerkretsen av en spole på $160 \mu \text{ H}$ samt en vridkondensator. Kretsen har vid 300 m våglängd en impedans på $30\,000 \Omega$. Det använda röret har i arbetspunkten en branthet på $1,2 \text{ mA/V}$. Hur stor induktans skall återkopplingsspolen minst ha vid 500 m våglängd, om det antas att spolarna kopplar till varandra så hårt att kopplingsfaktorn får värdet 0,2? Hur många varv gör detta om återkopplingsspolen är cylinderlindad och har 30 mm diameter och 7,5 mm längd?

Vi går först i författning med att räkna ut den avstämda kretsens seriemotstånd. Enligt känd formel (sid. 4:4) får vi

$$Z = \frac{4 \cdot \pi^2 160^2 10^{-12}}{R} = 30\,000; R = 33,8 \Omega$$

Den ömsesidiga induktansen mellan spolarna kan sedan uträknas, när man först tagit reda på vridkondensatorns värde C vid 500 m våglängd eller 600 kHz.

$$600 \cdot 10^3 = \frac{1}{2\pi \sqrt{160 \cdot 10^{-6} \cdot C \cdot 10^{-12}}}; C = 44 \text{ pF}$$

varav den ömsesidiga induktansen fås enligt formel sid. 7:4

$$M = \frac{33,8 \cdot 440 \cdot 10^{-12}}{1,2 \cdot 10^{-3}} = 12,4 \cdot 10^{-6} \text{ H} = 12,4 \mu\text{H}$$

Enligt definitionen på kopplingsfaktorn sid. 4:15 får vi vidare

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_d}}; 0,2 = \frac{12,4}{\sqrt{160 \cdot L_d}}; L_d = 24,0 \mu\text{H}$$

Varvtalet fås enligt uttrycket på sid. 3:6, där $k = 14,4$ enligt tabellen därstädes. $21,8 = 14,4 \frac{n^2 \cdot 3}{1\,000}$; varav $n \approx 24$ varv.

Detta varvantal gäller alltså för att självsvängning nätt och jämnt skall kunna inträda. I praktiken tillkommer vid mottagaren en reglering för återkopplingen och därför fordras ytterligare ett antal varv, vidare kommer en antenncrets eller en krets tillhörande ett föregående rör att utöva en viss dämpning, vilket också kräver en ökning av varvtalet. Man bör alltså tänka på att detta uträknade värde endast ger en anvisning om storleksordningen på återkopplingslindningen. Experiment eller erfarenheten får i sista hand bestämma varvtalet, som i detta fall skulle kunna väljas till 25 å 30 varv.

2. En Hartleysändare drives med anodspänningen av 1 000 V. Sändaren bildar då från likströmssidan sett ett ohmskt motstånd på 10 000 Ω , belastande modulatorens, vilken arbetar med Heisingmodulering enligt bild 14. Modulatorröret har förstärkningsfaktorn 9 och inre motståndet 5 000 Ω . Hur stora gallerspänningar måste tillföras från lågfrekvenstransformatoren till modulatorrörets galler för

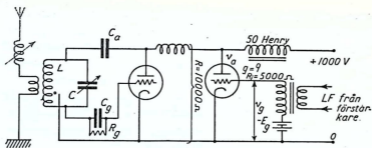


Bild 14. Kopplingschema till exempel 2.

att sändaren skall vara modulerad med 30%? Sändaren antas vara så injusterad att antennströmmens amplitud är proportionell mot anodspänningen.

Vi börjar med att ta reda på den växelspanning, som erfordras för att modulera sändaren 30%. Det är moduleringsspänningens toppvärde (B i bild 7), angivet i % av den konstanta spänningen på sändaren (proportionell mot antennströmmen), som anger moduleringsgraden. Om den erforderliga växelspanningens effektivvärde betecknas med v_a blir dess toppvärde eller amplitud $\sqrt{2}$ gånger större. Vi får alltså som uttryck för modulationsgraden ekvationen

$$30 = \frac{v_a \cdot \sqrt{2}}{1000} 100; \quad v_a = 212 \text{ V}$$

Nu återstår oss endast att ta reda på förstärkningen i modulatorröret och därav räkna ut den erforderliga gällerspänningen (effektivvärdet). Modulatorröret kan anses belastat med det ohmska motstånd som sändaren bildar parallellkopplad med reaktansen hos moduleringsdrosseln, vilken senare, rätt dimensionerad, kan anses som en oändligt stor reaktans. Modulatorröret kan således betraktas som motståndskopplat och då blir förstärkningen

$$\frac{v_a}{v_g} = \mu \cdot \frac{R}{R + R_i}; \quad \frac{212}{v_g} = 9 \frac{10000}{10000 + 5000}; \quad v_g = 35,2 \text{ V}$$

3. Vid television fordras att sändaren kan moduleras med frekvenser upp till minst 5 MHz. Om en sändare med våglängden 50 m skulle användas för television, vilken plats i våglängd räknat skulle

sändaren då uppta? Vilken plats skulle en televisionssändare uppta vid 6 m våglängd?

Om den högsta moduleringsfrekvensen är 5 MHz kommer vid 50 m våglängd eller 6 MHz sidbanden att uppta ett utrymme från $6 - 5 = 1$ Mz till $6 + 5 = 11$ MHz. Motsvarande våglängder är 330 och 30 meter. Det vill med andra ord säga, att televisionssändaren skulle uppta större delen av mellanvågsbandet plus kortvågsbanden ända ner till 30 meter. Inom detta område finns det plats för mer än 1 000 vanliga rundradiostationer.

Vid 6 m våglängd eller 50 MHz kommer stationen att täcka frekvensområdet mellan 45 och 55 MHz eller våglängderna mellan 6,66 och 5,45 m. Vi ser alltså att det utan vidare bör vara lämpligast att placera televisionssändarna på ultrakortvåg.

4. Vi tänker oss, att vi skall frekvensmodulera en självsvängande krets med hjälp av ett reaktansrör. Kretsen anses arbeta på frekvensen 30 MHz och för full modulation behöver vi en frekvensavvikelse (frekvenssväng) på 75 kHz åt vardera hållet. För modulation kopplar vi reaktansröret enligt bild 13 a. Röret anses vara ett EF 6, vars data i ett fall som detta återfinns i tidigare text. Ange lämpliga värden på R och C i kopplingen bild 12 a. Kretsens egen induktans är $0,2 \mu\text{H}$.

Frekvensen skall vid full modulation förskjutas $\frac{75\,000}{30\,000\,000} \cdot 100\%$ eller $0,25\%$ åt vardera sidan. Detta betyder att induktansen i kretsen skall förskjutas $0,5\%$ åt vardera sidan eller med andra ord minskas och ökas $0,5\%$ från medelvärdet. Att induktansförskjutningen blir dubbla frekvensförändringen i procent räknat beror på att frekvensen varierar med roten ur induktansen enligt känd formel. För att med $0,5\%$ ändra induktansen $0,2 \mu\text{H}$ genom en parallellkopplad induktans fordras att denna är $\frac{100}{0,5}$ därav eller $0,2 \cdot \frac{100}{0,5} = 40 \mu\text{H}$.

Sålunda skall, vid modulation, en parallellinduktans över kretsen ökas eller minskas $40 \mu\text{H}$ eller förändras från 0 till $80 \mu\text{H}$. Detta kan åstadkommas med ett reaktansrör, som i viloläge motsvarar induktansen $40 \mu\text{H}$. Enligt formeln i bild 13 a skall alltså L' sättas till

detta värde. Vidare skall i medel- eller viloläget rörets branthet S lämpligen ligga på omkring 1 mA/V . Brantheten kan då få variera mellan praktiskt taget 0 och upp till 2 mA/V .

$$L' = 40 \cdot 10^{-6} = \frac{R \cdot C \cdot 10^{-12}}{0,001}, \text{ där } C \text{ räknas i pF}$$

$R \cdot C = 40\,000$. Om C väljes till 10 pF blir $R = 4\,000 \, \Omega$.

$$R' \text{ kan uträknas till } R' = \frac{1}{S} = \frac{1}{0,001} = 1\,000 \, \Omega$$

Dimensioneringen är alltså gjord så, att reaktansrörets galler behöver tillföras spänningar på mellan -2 och -5 volt för att vi skall få full modulation. Kring medelvärdet $-3,5$ volt fordras alltså en växelspanning med toppvärdet $1,5 \text{ V}$ och effektivvärdet $\frac{1,5}{\sqrt{2}}$ eller $1,06 \text{ V}$. För att frekvensmodulera denna oscillator $\pm 75 \text{ kHz}$ behövs alltså en tillförd lågfrekvensspänning på något över en volt.

SVARSUPPGIFTER

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Vad menas med återkoppling?
2. Varför svänger en rörgenerator lättare vid högre frekvens än vid lägre när en och samma spole användes i den avstämde gallerkretsen?
3. Vad menas med att en sändare är modulerad?
4. Varför får rundradiostationerna inte ligga alltför tätt i frekvens?
Varför är det inte möjligt att få god ljudkvalitet i en mycket selektiv mottagare?
5. Vad är skillnaden mellan amplitudmodulation och frekvensmodulation?
6. Vilken funktion har moduleringsdrosseln vid Heisingmodulation och varför bör den ha stor induktans?
7. Vad menas med ett reaktansrör?

DETEKTORN

Demodulering

De högfrekventa strömmar, som uppstår i en mottagareantenn kan inte utan vidare göras hörbara utan måste först likriktas och förvandlas till likströmmar eller lågfrekventa växelströmmar, som sedan eventuellt efter ytterligare förstärkning får påverka apparater för signalering, som kan uppfattas av de mänskliga sinnen, såsom hörtelefon, högtalare eller telegrafapparat. Som likriktare har man under tidernas lopp använt en mängd olika anordningar, bland vilkas märkas kohärern, den elektrolytiska cellen, den magnetiska detektorn, kristalldetektorn och slutligen elektronröret. Gemensamt för alla dessa anordningar är, att strömmen inte släppes genom lika lätt i bägge riktningarna utan ett visst icke linjärt förhållande inträder när strömmen får passera detektorn. Dessutom finns den s.k. frekvensdetektorn som reagerar för ändringar i en växelspannings frekvens.

I bild 1 återges schemat för en enkel kristallmottagare med antennekrets, en avstämd krets och parallellt över denna en *kristalldetektor* i serie med en hörtelefon. Över hörtelefonens klämmor ligger en *passagekondensator*. På antennen antas modulerad högfrekvens inkomma och, om kretsen är rätt avstämd, kommer motsvarande modulerade högfrekvensspänningar att återfinnas över den avstämda kretsen. Vi betecknar dessa spänningar med v . Figuren

visar även ett diagram, utvisande strömmen genom kristalldetektorn när spänningar av olika storlek och riktning pålägges densamma. Kristallen har olika motstånd i olika riktning. I den riktning, som vi räknar positiv har vi i detta fall ca 300 Ω och i andra riktningen är motståndet i runt tal 150 000 Ω . Kristallkaraktistiken gäller för kortslutning vid hörtelefonen. Vid belastning får vi en annan, något mindre lutande karakteristik av snarlik form på samma sätt som vid den dynamiska rörkaraktistiken (se brev 5), men förhållandena blir vid likriktningen likartade och skillnaden blir i stort sett endast att strömskalan blir numeriskt sett en $\frac{1}{10}$.

Efter genomgången av kristallen har den modulerade strömmen fått en förvrängd form som synes inritad i figuren, och denna ström I kommer sedan att gå genom belastningen, som utgöres av hörtelefonen och passagekondensatorn. Här sker en uppdelning så att en växelström med hög frekvens kommer på kondensatorns lott och genom telefonen kommer en pulserande likström att flyta. Pulsationerna här motsvarar i huvudsak den modulationsspänning, som finns inmodulerad i den inkommande högfrequensen, och resultatet blir att vi erhåller en lågfrekvent ton i hörtelefonen.

Passagekondensatorn bör, för att växelströmmen lätt skall kunna passera, vara så stor som möjligt, men får inte heller vara för stor, ty då kommer även de lågfrekventa pulsationerna att passera denna väg, vilket inte är önskvärt. Om vi antar hörtelefonens impedans vara i runt tal 10 000 Ω för frekvensen 5 000 Hz och stipulerar att högst 10% av denna ton får gå förlorad genom kondensatorn så betyder detta att dess reaktans inte får vara mindre än ca 20 000 ohm¹ vid 5 000 Hz och enligt formel sid. 3:10 skulle ca 1 500 pF vara ett lämpligt värde på passagekondensatorn. För högfrequensen bildar kondensatorn vid exempelvis 1 500 m våglängd ett kapacitivt motstånd (reaktans) på endast ca 600 ohm.

Kristalldetektorn består i allmänhet av en kristall av någon lämplig bergart, t.ex. blyglans, mot vilken en fin metallspets vilar med svagt tryck. Vissa punkter på kristallen uppvisar bättre likriktande egenskaper än andra, och därför får man söka upp en "känslig" punkt för att erhålla bästa resultat. Karborundumkristallen fordrar

¹ Observera att hörtelefonen har i stort sett ohmskt motstånd, medan kondensatorn har kapacitiv reaktans. Därför icke 90 000 Ω .

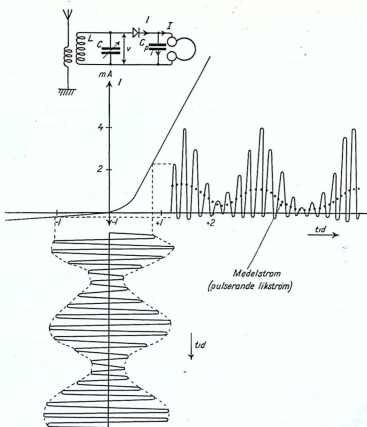


Bild 1. Strömmen som funktion av spänningen vid en kristalldetektor.

högre kontaktryck och dessutom en viss konstant förspänning för att fungera väl. En användbar ehuru kanske dålig detektor kan erhållas med en hel rad oxider eller sulfider, och till och med på en koksbit kan man med en grafitspets hitta användbara punkter.

Den likriktning av den modulerade vågen, som vi nu studerat, kallas även *demodulation* och innebär, att den modulerade högfrekvensen omvandlas till en likströmskomponent, en lågfrekvent komponent och en högfrekvent komponent samt en serie övertoner



Bild 2. Kristalldetektor med hållare och dammskydd.

av modulationsfrekvensen och högfrekvensen. Övertoner är vid små modulationsgrader relativt små och kan vanligen försummas. En demodulation sker över huvud taget alltid vid en anordning, som ej har rätlinjig karakteristik.

HALVLEDARDIODER

Kristalldetektorn, som vi nyss talat om, är den äldsta medlemmen i en grupp komponenter som kallas *halvledardioder*. En halvledare intar en sorts mellanställning mellan ledarna och isolatorerna; man kan säga att en halvledare är en dålig ledare och samtidigt en dålig isolator. De två grundämnen som huvudsakligen kommit till användning inom den moderna halvledartechniken är *germanium* och *kisel*.

I motsats till vad fallet var vid den gamla kristalldetektorn ställs germanium- och kiselioden in redan vid tillverkningen och behöver sedan inte justeras. Detta är givetvis en stor fördel och medför att man kan löda in t.ex. en germaniumdiod i en koppling ungefär som ett motstånd.

Vid frekvenser upp till några 10-tal MHz används huvudsakligen germaniumdioden, medan kiselioden, som är dyrare och ömtåligare än germaniumdioden, kan användas upp till frekvenser på 1 000-tals MHz och därför särskilt kommit till användning inom mikrovågstekniken.

Särskilt germaniumdioderna har på senare år kommit till mycket vidsträckt användning och på många håll ersatt elektronrörsloderna särskilt i detektorkopplingar. Bild 3 visar en germaniumdiod och en kiseliod i genomskärning. Vid germaniumdioden motsvarar metallspetsen anoden medan vid kiselioden metallspetsen istället är katod. Man säger att germanium är en *n-ledare* medan kisel är en *p-ledare*.

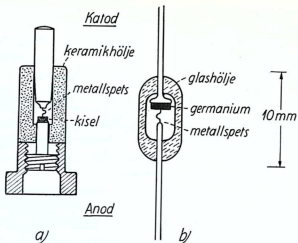


Bild 3. Genomskäring av a) en kiseldiod och b) en germaniumdiod.

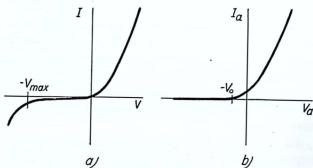


Bild 4. Ström-spänningskaraktistiken för a) en halvledardiod och b) en elektronrörsdiod.

En av de största svårigheterna vid tillverkningen av halvledardi-
oder är att få materialet – germanium respektive kisel – tillräckligt
rent. Man kan inte tillåta större mängd föroreningar än ca 10^{-8}
vilket innebär att på 100 miljoner germaniumatomer får det inte
finnas mer än en atom av något annat grundämne. Särskilt stora är

svårigheterna vid kisel, vilket är den huvudsakliga anledningen till att kiselioderna är betydligt dyrare än germaniumioderna.

I bild 4 a har vi ström-spänningskarakteristiken för en halvledardiod. Karakteristiskt är dels att strömmen är noll när spänningen är noll, dels att vi har en viss, churu mycket liten, *backström* i spärriktningen. Ökar vi spänningen i spärriktningen kommer vi till en punkt där backströmmen börjar öka snabbt. Denna spänning, som i bilden betecknas $-V_{\max}$, får tydligen inte överskridas. För normala germaniumdioder är $-V_{\max}$ av storleksordningen 20-100 volt medan kiseliodernas backström börjar öka starkt redan vid någon volts spänning i spärriktningen.

Om vi gör en jämförelse med elektronrörsdiodens karakteristik bild 4 b ser vi att det går en viss ström genom röret även vid anodspänningen noll. Detta beror på att elektronerna har en viss begynnelsehastighet, när de lämnar katoden och därför kan nå fram till anoden till och med om vi har någon volts negativ anodspänning. Vid spänningen $-V_0$, som rör sig om 1-1,5 volt har vi praktiskt taget ingen ström i röret mer och vid ökande negativ anodspänning förblir strömmen noll.

Till halvledardioderna hör strängt taget också de s.k. torrlikriktarna, som används för likriktning av spänningar upp till något hundratal volt och strömmar upp till många hundra ampere. Sådana likriktare används ofta i galvaniseringsanläggningar och i laddningsaggregat för ackumulatorbatterier. På senare år har de också kommit till användning som anodspänningslikriktare i t. ex. televisionssmottagare.

Halvledaren i torrlikriktaren var förr vanligen *kopparoxidul*, som emellertid i många fall undanträngts av *selen*. Även kisel och germanium har kommit till användning i sådana likriktare.

En vidare utveckling av halvledartekniken som torde få mycket stor betydelse är den s.k. *transistorn*, som vi återkommer till i brev 11.

Diodlikriktning

Som vi förut sett (brev 5), kan strömmen genom ett tvåelektrodrör endast gå i en riktning nämligen från anod till katod, och det ligger

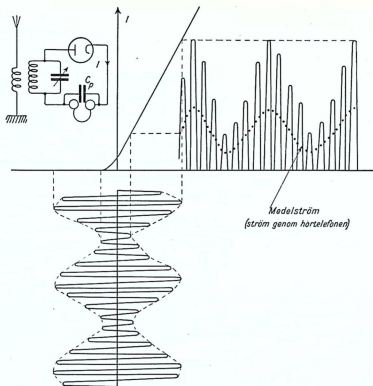


Bild 5. Diodlikriktningens princip.

då nära till hands att använda dioden för likriktning av högfrequens. Förhållandena kommer att gestalta sig i stort sett som vid kristalldetektorn, men skillnaden är den, att ingen backström finns vid dioden, varför likriktningen blir mera fullständig.

För att få en uppfattning om diodens detektorverkan kan lämpligen de kurvor som upptagits i bild 6 studeras. På den horisontella axeln har avsatts den över kretsen verkande högfrequensspänningen. Av de tre kurvorna betraktar vi först den som representerar likspänningen, vilken uppkommer över belastningsmotståndet. Belastningsmotståndet har vanligen storleksordningen en halv megohm och kan tänkas ersätta hörtelefonen i bild 5. Som redan

påpekats finns över motståndet även utan högfrekvensspänningar en likspänning på i runt tal en volt. Vid ökad högfrekvensspänning ökar likspänningen, men detta sker ej rätlinjigt förrän vid några volts högfrekvens på dioden. Kurvan närmar sig en rät linje vid höga spänningar, men är under ca 1 V något krökt, varför vi vid små amplituder kan vänta någon om än obetydlig distorsion. Är den inkommande högfrekvensen modulerad kan vi i varje ögonblick när vi känner amplituden hos högfrekvensen se den pulserande likströmmens värde. Om belastningsmotståndet vore oändligt stort skulle likspänningen över detsamma bli $\sqrt{2} \times$ högfrekvensens effektivvärde (= toppvärdet). I kurvan ser vi att likströmsvärdena är något mindre just på grund av motståndets förbrukning.

Om vi kallar detektorns laddningskondensator för C och dess belastningsmotstånd för R gäller följande dimensioneringsvillkor⁴

$$RC \gg 1/f_0$$

$$RC \ll 1/f_t$$

där f_0 är den högfrekventa bärvågens frekvens och f_t är den högsta tonfrekvens där full utmodulering förekommer (1 000 à 2 000 Hz). I exempelvis en superheterodynottagare med mellanfrekvensen 450 kHz får vi följande villkor

$$RC \gg 1/450 \cdot 10^3$$

$$RC \ll 1/2\,000$$

Vanliga värden på R och C är 0,5 Mohm och 100 pF.

Den undre kurvan i bild 6 visar hur den över belastningsmotståndet uttagna lågfrekventa växelspänningen varierar med högfrekvensen vid en konstant modulationsgrad av 30%. Vid högre modulation ligger kurvan högre och vid lägre modulation ligger kurvan lägre. I figuren har valts 30% på grund av att detta tagits som standard vid alla mätningar och beräkningar av t.ex. förstärkningen i mottagare. Det kan vara en god minnesregel att komma ihåg, att lågfrekvensspänningen vid 30% modulering blir ungefär en fjärdedel av den ingående högfrekvensspänningen om man dessutom tar hänsyn till den ytterligare belastning som i praktiken

⁴ Tecknen \gg och \ll betyder respektive "mycket större än" och "mycket mindre än".

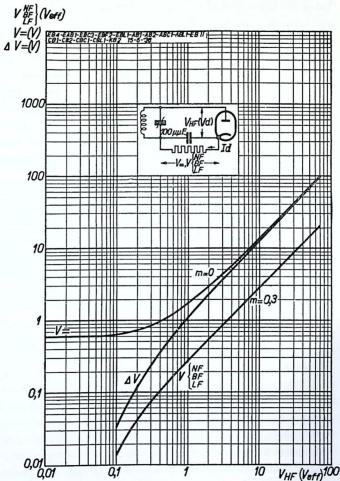


Bild 6. Likspänningen över belastningsmotståndet som funktion av den omodulerade högfrequensen vid en diod-detektor. Även ökningen i likspänning (ΔV) finnes angiven. Vidare finnes en kurva över lågfrekventa växel-spänningens beroende av inkommande med 30% modulerad högfrequens.

brukar förekomma. De flesta dioder eller som dioder arbetande rör har kurvor mycket lika dem som här angivits.

I bild 7 ser vi vidare att det finns två sätt att koppla dioden nämligen i serie med och parallellt med belastningsmotståndet. Båda sätten ger samma resultat. I praktiken brukar man använda den likspänning, som uppstår över belastningsmotståndet till reglering av den automatiska volymkontrollen till vilken vi senare skall återkomma. Diodlikriktning förekommer numera i alla större mottagare, och som rör förekommer oftast en duodiod innehållande två diodsträckor av vilka den ena sköter demoduleringen och den andra automatiska volymkontrollen. Duodioden förekommer även sammanbyggd med ett efterföljande lågfrekvensförstärkarerör till t.ex. en duo-diodtriad eller duo-diod-slutpentod.

Vid diodlikriktning av modulerade signaler finns alltid en risk att distorsion inträder vid hög modulation. Det ovan omtalade belastningsmotståndet genomflytes ju av en viss likström och av en viss växelström, vars frekvens motsvarar modulationsfrekvensen och vars styrka beror på modulationsdjupet. Växelströmmen i fråga kan anses genererad av diodsträckan och som belastning tjänstgör det omtalade belastningsmotståndet samt parallellt därmed alla de motstånd, som ligger efter punkten LF i bild 7, t.ex. nästföljande lågfrekvensrörs gallermotstånd. Även de eventuella motstånd tillhörande automatiska volymkontrollen, som ur lågfrekvent växelströmssynpunkt ligger parallellt över belastningsmotståndet, medräknas. Vid hög modulation kan det tänkas att denna växelström, som genomflyter ett kombinerat motstånd till storleken avsevärt mindre än likströmsmotståndet (i figurerna 0,5 megohm), har tendens att bli större än likströmmen, vars pulsationer växelströmmen egentligen är. Något sådant är inte möjligt utan att växelströmmens kurvform förstöres genom att nedre topparna avskäres.

Den maximala modulation som kan återges distorsionsfritt är ungefär

$$m_{\max.} = \frac{R_v}{R_i} \cdot 100 \%$$

där R_i är belastningsmotståndet, som genomflytes av likström, och R_v är kombinationsmotståndet av alla de motstånd som belastar dioden ur växelströmssynpunkt.

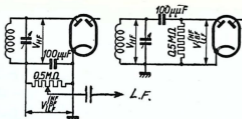


Bild 7. De två sätten att koppla en diod, dels i serie och dels parallellt med belastningsmotståndet.

I praktiken skulle det alltså vara omöjligt att väl återge kraftigt modulerade signaler. I verkligheten kan man dimensionera motståndet så att åtminstone 80% modulation är tillåten. De få ögonblick som modulationen hos en rundradiostation överskrider detta belopp är visserligen distorsionen avsevärd men för örat svår att hinna märka. Om emellertid mottagarens konstruktör inte särskilt aktat på ovanstående fenomen eller ansett sig inte kunna kosta på en god "motståndsbalans" märks distorsionen mycket väl när mottagaren inställes på vissa väl utmodulerade stationer.

Gallerlikriktning

Schemat för den gallerlikriktande detektorn eller gallerströmsdetektorn, som den även kan kallas, återfinns i bild 8. För att lättare förstå hur gallerlikriktningen verkar tänker vi oss, att gallret i det använda röret är anod i en diod, och vi får då ett förlopp som helt överensstämmer med vad som blivit konstaterat vid diodlikriktningen. Gallret (diodens "anod") kommer alltså att i förhållande till nollspänning erhålla högfrequensspänningar, lågfrekvensspänningar (den pulserande delen av likspänningen) och en likspänning, som på grund av gallerströmmens riktning är negativ och mer negativ ju kraftigare den inkommande bärvågen är. Alla dessa spänningar återfinns förstärkta som strömmar i anodkretsen hos röret, i bild 8 a uppdelat i två rör i samma hölje. De högfrekventa strömmarna kortslutes till "nollan" genom passagekondensatorn

C_p , likströmmen genomflyter hörtelefonen eller transformatorns primärlindning, och dess pulserande del övertransformeras till sekundärsidan där vi alltså har fått fram rena lågfrekvensspänningar eventuellt med någon distorsion i form av övertoner.

I motsats till vad fallet var vid anodlikriktningen, kommer vid gallerlikriktningen ökade högfrekvensamplituder att resultera i *minskad* anodström. Röret arbetar utan någon fast negativ eller positiv gallerförspänning och bör helst drivas så, att arbetspunkten ligger på en rak del av karakteristiken. Liksom vid diodlikriktningen förbrukas genom gallerströmmen effekt och, om rätta arbetsvillkor är rådande, är distorsionen ringa vid amplituder upp till en viss gräns.

Vi har i det föregående betraktat det gallerlikriktande röret som en diod med ett efterföljande direktkopplat lågfrekvensförstärkare-

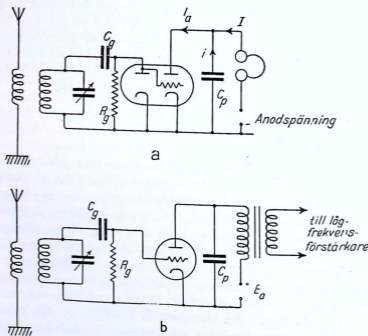


Bild 8. Hur den gallerlikriktande detektorn kan tänkas uppstå ur en diod och ett därefter direktkopplat förstärkarrör.

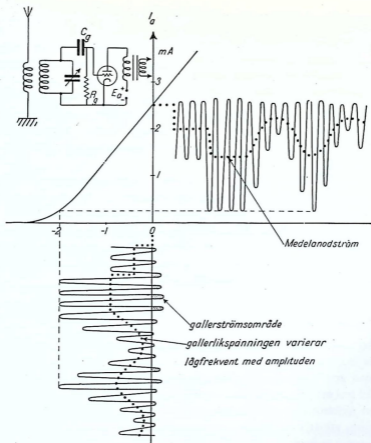


Bild 9. Gallerläggningens och anodströmmens variation vid gallerlikriktning.

rör. Man kan emellertid även betrakta den gallerlikriktande detektorn som ett förstärkerör med icke rätlinjig förstärkning. Varje positiv amplitud åstadkommer en gallerström och över gallerläckan en motsvarande negativ gallerförspänning, som minskar medelanodströmmen. En större högfrequensamplitud minskar medelanodströmmen ytterligare och på så sätt kommer medelanodströmmen att variera i takt med högfrequensamplitudernas varia-

tioner, dvs. i takt med modulationen. Förloppet åskådliggöres i bild 9.

Gallerlikriktningen har en svaghet, och den består i att vid stora amplituder den negativa gallerströmmen blir så stor, att rörets lågfrekvensförstärkning minskar på grund av den minskade brantheten. Man kan även tänka sig fenomenet som en anodlikriktning vilken motverkar gallerlikriktningen. Denna överbelastning av detektorn märker man mycket lätt om man med en mindre lokal-mottagare med gallerlikriktning tar in lokalstationen på en mycket god antenn.

När det gäller att räkna ut hur stor lågfrekvensspänning som erhålles av en viss t.ex. med 30% modulerad högfrequens är gången i beräkningen den, att gallerrets lågfrekvensspänningar om det betraktas som en diod först beräknas. Förstärkningen blir som vi förut sett i runt tal 0,25 gånger. Därefter räknas röret som ett vanligt lågfrekvensförstärkarerör, som kan vara transformatorkopplat, drosselkopplat eller motståndskopplat.

Anodlikriktning

Ett typiskt exempel på demodulation vid icke rätlinjig överföring av högfrequensspänningar har vi i den s.k. *anodlikriktningen*, där man använder sig av gallerströms-anodströmskurvas krökta del hos ett rör. De högfrekventa spänningarna införes på galleret på ett elektronrör, vilket arbetar med så hög negativ gallerförspänning, att arbetspunkten, ligger på en del av karakteristiken, där kurvan är krökt. I bild 10 visas hur den förvrängda förstärkningen uppstår och hur demodulationen sker. Den positiva halvperioden blir mera förstärkt än den negativa. Rörets anodström kommer alltså att innehålla en högfrekvent komponent, samt en lågfrekvent pulserande likström, vars pulsationer sedan kan förstärkas t.ex. via en transformator. Bästa känslighet får man tydligen om arbetspunkten är belägen där kurvan har sin största krökning. Då man arbetar med negativ förspänning framgår åtminstone vid små amplituder ingen gallerström, och anodlikriktningen arbetar sålunda utan att förbruka någon effekt från den högfrekventa kretsen. Anodströmmen i röret är mycket liten då ingen högfrequens in-

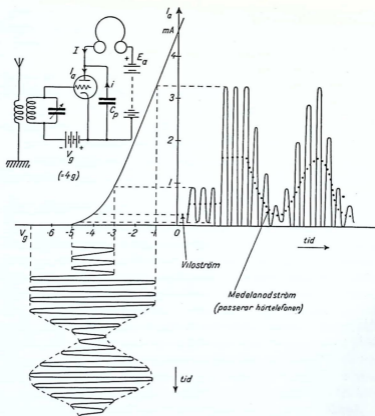


Bild 10. Den osymmetriska förstärkningen vid en anodlikriktande detektor.

kommer och *ökar* sedan med högfrequensen i praktiskt taget kvadratisk skala så att exempelvis dubbla högfrequensamplituden ger fyra gånger så stor anodström. För uppmätning av högfrequensspänningar användes ofta ett anodlikriktande rör som rörvoltmeter.

Att matematiskt gå in på demoduleringsproblemet skulle föra för långt. Vi nöjer oss med att konstatera, att om den inkommande modulerade vågen kan skrivas.

$$v = (A + B \sin \omega_1 t) \sin \omega t = A \sin \omega t (1 + m \cdot \sin \omega_1 t)$$

där m är moduleringsgraden (ligger mellan 0 och 1), så får man efter likriktningen en anodväxelström med frekvensen ω_1 (moduleringsfrekvens) av storleken:

$$i_{\omega_1} = -k m A^2$$

och en växelström med frekvensen $2 \omega_1$ (dubbla moduleringsfrekvensen) av storleken:

$$i_{2\omega_1} = -k \frac{m^2}{4} A^2$$

k är en konstant, som beror av rörets data och arbetsförhållanden. Även högre övertoner av moduleringsfrekvensen förekommer men dessa kan vanligen försummas.

Av ovanstående uttryck kan man dra den slutsatsen, att de önskvärda signalernas styrka ökar proportionellt mot moduleringsgraden men samtidigt ökar andra övertonens styrka med kvadraten på moduleringsgraden. Distorsionen, som kan uttryckas som förhållandet mellan övertonen och grundtonen, blir alltså fjärdedelen av m . Om vi anser att 10% distorsion är det mesta vi kan tillåta betyder detta att moduleringen inte får drivas högre än 40% om den anodlikriktande detektorn skall kunna användas vid mottagning av signalerna. Allt detta gäller när man arbetar på en krökt del av karakteristiken som inom ett begränsat område kan anses som en parabel. Vid större amplituder blir distorsionen mindre, då den krökta delen av kurvan är liten i förhållande till den rakare.

Anodlikriktningen kommer därför bäst till sin rätt vid relativt stora högfrekvensspänningar, vilka emellertid inte får vara så stora, att spänningstopparna ger positiv gallerladdning.

Anodlikriktningen har numera förlorat sin betydelse i radiomottagare. Där användes praktiskt taget alltid diodlikriktning eller i sällsynta fall gallerlikriktning. Anodlikriktningen användes emellertid i en del mätinstrument och andra apparater där högfrekvens behöver likriktas.

Som sammanfattning av det föregående kan man säga att anodlikriktningen utmärker sig för sin tålighet för stora amplituder men har nackdelen att vara behäftad med distorsion vid kraftig moduleringsgrad. På grund av sin kvadratiska kurva är den icke lämplig för direkt mottagning av allt för svaga signaler. Diodlikriktaren är både

känslig och kapabel att likrikta stora amplituder. Vid spänningar under någon tiondel volt är kurvan kvadratisk och distorsionen i runt tal en fjärdedel av moduleringsgraden, men över denna spänning är distorsionen praktiskt taget ingen även vid hög modulationsgrad. Gallerlikriktningen har diodlikriktningens fördelar och nackdelar. Dock får de tillförda högfrekvensspänningarna inte bli så stora att anodlikriktning inträder samtidigt. Likaledes får vid anodlikriktning amplituderna inte vara så stora, att man kommer in på positiv galler-spänning och därmed följande gallerström och gallerlikriktning.

Heterodynmottagning

I det föregående har vi huvudsakligen sysslat med mottagning och demodulation av modulerade signaler. Emellertid måste man även kunna ta emot omodulerade signaler, som användes för telegraföverföring. Om vi tänker oss kristalldetektorn använd för mottagning av en icke modulerad våg får vi tydligen endast en konstant likström genom hörtelefonen, eventuellt avbruten i form av telegrafitecken. Likströmmen kan inte höras i telefonen, och därför måste man på något sätt ordna så att en ton bildas. I radions barndom gjorde man på det sättet, att strömmen genom hörtelefonen avbröts med tonfrekvent hastighet t.ex. med tillhjälp av ett hastigt roterande, fintandat kugghjul, mot vilket en kontaktfjäder fick löpa. Detta var principen för den s.k. tikkern.

Senare fann man, att man med hjälp av en vid mottagaren placerad liten oscillator, en s.k. heterodyn (av grekiska heteros = annan och dynamis = kraft), som arbetade på en frekvens i närheten av den mottagna vågens, kunde få en hörbar ton i hörtelefonen och dessutom få mottagaren avsevärt känsligare. När man känner till moduleringen och hur den modulerade vågen kan delas upp i bärvåg och sidband, förstår man utan vidare att den av heterodynoscillatorn alstrade vågen kan anses som bärvåg och den inkommande vågen som ett sidband på exempelvis 1 000 hertz avstånd från bärvågen. Vid likriktningen får vi då efter detektorn en ton i hörtelefonen med frekvensen 1 000 Hz dvs. skillnaden mellan de båda vågornas frekvenser.

Vid en detektor, som utgöres av ett treelektrodrör kan man anordna återkoppling och på så sätt öka känsligheten upp emot hundra gånger. Vid mottagning av telefoni skall man då kunna reglera återkopplingen så att man kan ligga alldeles intill svängningsgränsen. Gäller det mottagning av telegrafi med omodulerade vågor ligger det nära till hands att använda detektorröret självt som svängningsalstrare för åstadkommande av den lokala heterodyn-vågen. Härvid erhålles största känsligheten om återkopplingen regleras in så att man ligger strax över svängningsgränsen.

En mottagare med svängande detektor verkar även som en svag sändare. Om de alstrade svängningarna har möjlighet att komma ut på antennen, blir även andra mottagare i närheten "heterodyniserade", så att en ton höres vid mottagning av samma station, även om detektorn i detta senare fall inte svänger. Här har vi förklaringen till de återkopplingstjut eller "kanariefläglar", som uppstår i främmande mottagare när en lyssnare icke sköter sin återkoppling ordentligt. Numera används mottagare utan återkoppling, så att risken för återkopplingsstörningar är ganska liten. Däremot finns en viss risk att oscillatorn i grannens superheterodynmottagare kan komma in och störa, vilket emellertid sker på en annan än den mottagna frekvensen. Moderna mottagare och rör konstrueras oftast med hänsyn till att de inte skall störa utåt.

FREKVENSDETEKTORN

Som vi tidigare sett, utmärkes frekvensmodulationen av att amplituden hos den vanligen lågfrekventa modulationsspänningen kan återfinnas i den modulerade vågen som en mot modulationsspänningen proportionell ändring i frekvensen. Antalet frekvensändringar per sekund är detsamma som modulationsfrekvensen. För att ur den frekvensmodulerade vågen kunna återfå en lågfrekvensspänning eller signal, som direkt kan tillföras en lågfrekvensförstärkare i mottagaren, behöver man på något sätt behandla vågen efter det den eventuellt förstärkts i mottagarens hög- och mellanfrekventa del. Detta kan ske i en s. k. frekvensdetektor eller *diskriminator*.

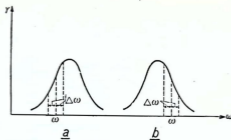


Bild 11. En resonanskrets kan användas som frekvensdetektor, varvid spänningen över kretsen varierar ungefärligen i proportion mot frekvensändringen. Arbetsområdet väljes på resonanskurvans raka och mest lutande del. Medelst tvänne kretsar kan verkan förstärkas och lineariteten förbättras.

Den enklaste anordning, som går att använda som frekvensdetektor, är helt enkelt en spole eller en kondensator, dvs. en med frekvensen rätlinjigt varierande reaktans, i serie med ett förhållandevis litet motstånd. Strömmen genom en dylik koppling blir ju i det närmaste omvänt proportionell mot frekvensen respektive proportionell mot densamma. Den modulerade vågen kan alltså efter en sådan anordning och en därpå följande likriktning tas ut som en med modulationen varierande likström eller med andra ord en lågfrekvent växelspanning, överlagrad på en konstant likström, som vi tidigare haft vid likriktning av modulerade signaler. Denna anordning besitter emellertid alltför liten känslighet och har inte fått någon praktisk betydelse i mottagare. Bättre känslighet får man, om i stället en resonanskrets användes som indikeringsorgan. Kretsen avstämms till en frekvens strax bredvid den mottagna vågens medelfrekvens (bärvåg), och om man ser till, att arbetspunkten kommer att ligga på resonanskurvans brantast lutande del, blir känsligheten tämligen tillfredsställande. Bild 11 a visar i princip, hur arbetspunkten väljes. Vid kraftig modulering, dvs. stort frekvenssving, kan det tänkas, att resonanskurvan användes på så lång sträcka, att den inte kan betraktas som en rät linje, och därvid uppträder en viss distorsion. Ett exempel på denna frekvensdetektor har vi i en vanlig mottagare för amplitudmodulerade vågor i det

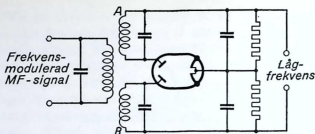


Bild 12. Kopplingsschema för frekvensdetektor med vakarkretsar. Kretsarna A och B äro avstämda på var sin sida om bärfrekvensen.

fall, då mottagaren sidoavstämnes. Man kan nämligen i ett sådant fall hjälpligt ta emot frekvensmodulerade vågor med en vanlig mottagare, som är avsedd för amplitudmodulering.

Om man vid en frekvensdetektor av senast relaterade typ inför ytterligare en avstämmd krets, som även den avstämnes till en frekvens strax bredvid signalfrekvensen, men i detta fall på andra sidan, kan man få en förbättrad verkan. Om man såsom i bild 12 vänder den till denna andra krets hörande dioden, så att en balanskoppling uppstår, erhålles en kompensation av likspänningen, och samtidigt minskar distorsionen genom att resonanskurvans krokiga delar tar ut varandras verkningar åtminstone till en del. En liknande koppling har tidigare även använts för övervakning av frekvensändring- en vid s.k. automatisk frekvenskontroll i mottagare. De båda på var sin sida om bärvågen avstämmda kretsarna kallades då ibland för vakarkretsar. Ibland förekommer fler än tre avstämmda kretsar vid en diskriminator av denna typ.

I bild 11 åskådliggöres, hur resonanskurvorna för de på var sin sida om bärvågen avstämmda kretsarna överför frekvensvariationer till amplitudvariationer i spänningen över kretsarna. Bilderna a och b skall i det kombinerade fallet tänkas sammanfalla, så att kurvorna delvis täcker varandra, och frekvensen ω i de båda fallen ligger då på samma plats i det kombinerade diagrammet, dvs. i kurvornas skärningspunkt. Diodernas koppling i bild 12 gör sedan, att amplitudändringarna samverkar samtidigt som likströmmen genom

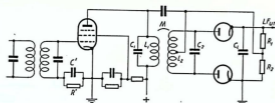


Bild 13. Riegger- eller Foster-Seely-detektorn föregående av ett begränsarsteg. Typiska värden för R' och C' är 100 kilohm och 100 pF.

dioderna blir kompenserad till praktiskt taget noll. Vid en långsam frekvensförskjutning hos bärvågen åt ena eller andra hållet kommer en likspänning av ena eller andra riktningen att återfinnas över utgången. I praktiken får man beakta, att hela det frekvensområde, som vågen sveper över vid full modulation gott och väl måste kunna inrymmas inom vad vi tidigare kallat resonanskurvans raka och branta del. Vidare måste tidigare del av mottagaren ha en sådan bandbredd, att den frekvensmodulerade vågen inte försvagas vid de frekvensavvikelser, som innebär full modulation.

Ehuru den nämnda kopplingen, som vi kan kalla balanskoppling med sidoavstämde kretsar, är principiellt lämpad som diskriminator, har den dock inte fått någon större betydelse. En stor nackdel är, att två kretsar i systemet måste avstämmas till absolut rätta frekvenser, vilka ligger vid sidan av bärvågens. Detta gör en trimning av mottagaren mycket svår och beroende av god instrumentering.

En annan metod att åstadkomma en diskriminator visas i bild 13. Även denna koppling har använts vid automatisk frekvenskontroll men senare fått sin största betydelse såsom diskriminator vid FM-mottagare. Här finns två avstämde kretsar, vilka båda är avstämde till bärvågens medelfrekvens. Kopplingen mellan kretsarna är dels induktiv, dels direkt över en kondensator. Härvid uppstår i det kopplade systemet vid bärvågsfrekvensen lika stora spänningar över dioderna, men vid avvikelse från medelfrekvens uppstår över

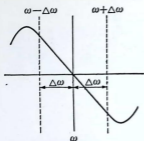


Bild 14. Frekvensdetektorns typiska karakteristik, som visar den likriktade signalens styrka som funktion av frekvensavvikelsen.

dioderna spänningar, som ökar respektive minskar proportionellt mot frekvensändringen. De elektriska egenskaperna för det koplade systemet är sådana, att en viss fasvridning uppstår, när frekvensen avviker från medelvärdet. Vi kan här inte gå närmare in på det matematiska underlaget härför. Kopplingen brukar kallas Riegger-detektor eller Foster-Seely-detektor. Här har man fördelen, att bägge kretsarna är avstämde till samma frekvens. Medelst den induktiva kopplingen M kan man reglera det frekvensutrymme, som diskriminators kan överspanna. Vid för stor frekvensavvikelse blir förhållandena inte längre linjära, och kurvan i bild 14, som är diskriminators karakteristiska kurva, visar, hur verkan förstöres, om $\Delta \omega$ blir för stor, dvs. anordningen blir överstyrd. Om primärkretsens resonansfrekvens inte helt överensstämmer med sekundärkretsens, blir kurvans förlopp i princip detsamma, men symmetrin kring mittpunkten går förlorad.

Foster-Seely-detektorn är känslig för såväl frekvens- som amplitudmodulation och måste därför föregås av ett s.k. amplitudbegränsarsteg, som tar bort eventuella amplitudvariationer hos den inkommande bärvågen. Bild 13 visar hur ett sådant begränsarsteg kan vara kopplat. Steget har inget katodmotstånd utan får sin förspänning genom den gallerström som flyter genom R' . Skärmgallerspänningen (och ofta också anodspänningen) är låg - av storleksordningen 30 volt - så att steget mycket lätt blir överstyrt. Härigenom tas amplitudvariationerna bort hos den inkommande signalen.

Begränsarsteget ger ingen egentlig förstärkning och man har

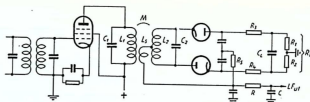


Bild 15. Kvotdetektorn är okänslig för amplitudstörningar och föregås därför inte av något begränsarsteg. RC är ett filter som kompenserar för diskantshöjningen på sändarsidan (se sid. 7:17).

därför sökt utarbeta detektorkopplingar som i sig själva är okänsliga för amplitudmodulation. En sådan är *kvotdetektorn*.

Kvotdetektorn är den frekvensdetektor som på senare år blivit en av de vanligast förekommande. Kopplingen (bild 13) påminner om Foster-Seely-detektorn men skiljer sig från denna på ett par viktiga punkter.

För det första gör man diodernas laddningskondensator C_L så stor att tidskonstanten $R_L C_L$ blir av storleksordningen 0,1 s. Ett vanligt värde på C_L är $5 \mu\text{F}$. Vid snabba ändringar i bärvågens amplitud (såsom vid störningar) håller sig därför spänningen över C_L konstant. Följden av detta blir att belastningen på kretsen $L_2 C_2$ kommer att variera på sådant sätt att belastningen ökar samtidigt som bärvågens amplitud ökar och vice versa. På så sätt motverkas amplitudändringarna och detektorn blir vid lämplig dimensionering okänslig för amplitudstörningar. Något särskilt steg för amplitudbegränsning behöver man därför inte ha framför en kvotdetektor.

Belastningsmotståndet $R_L = R_1 + R_2$ gör man vid kvotdetektorn relativt litet för att dämpningen på kretsen $L_2 C_2$ skall kunna variera inom ett stort område. På så sätt kan nämligen en relativt stor icke önskad amplitudmodulering undertryckas. Ett typiskt värde på R_L är 10 à 20 kiloohm.

En annan sak som är typisk för kvotdetektorn är att dioderna är vända "mot varandra" (jämför bild 13 och 15!). Eftersom detektorns belastningsmotstånd är växelströmsmässigt kortslutet genom den stora laddningskondensatorn kan man inte ta ut tonfrekvens-

spänningen där. I stället tar man ut tonfrekvensspänningen över den andra diagonalen i den brygga som detektorn bildar tillsammans med belastningsmotståndets två delar R_1 och R_2 .

Teorin för kvotdetektorn är relativt invecklad, men man kan i i praktiken dimensionera detektorn inklusive tillsatsmotstånden R_3 , R_4 och R_8 så att kvotdetektorns känslighet för amplitudmodulation ligger mer än 20 dB under känsligheten för frekvensmodulation. Detta innebär givetvis en stor fördel framför Foster-Seely-detektorn. En nackdel med kvotdetektorn är dess relativt låga känslighet, som i praktiken blir ungefär 1/3 av Foster-Seely-detektorns.

Det finns även andra frekvensdetektorkopplingar. Vi skall här bara nämna några. En är den s.k. "gated beam"-detektorn. Här tillföres bärvågen ett galler i en hexod och samma spänning 90° fasförskjuten tillföres tredje gallret i samma rör. Är bärvågen frekvensmodulerad varierar fasförskjutningen mellan de två spänningarna och därmed rörets anodström i takt med modulationen. En särskild rörtyp med inte mindre än sju galler har konstruerats för just denna koppling, som dock inte fått någon större användning.

Andra kopplingar utnyttjar s.k. pulsräknande kretsar för frekvensdetektering.

SKÄRMGALLERRÖRET

Det har förut omtalats, att ett elektronrör kan förses med fler än tre elektroder och på ganska tidigt stadium infördes i trioden ett extra galler. Man kan skilja på två slag av dubbelgallerrör eller tetroder. I ena fallet placeras det extra gallret mellan styrgallret och katoden och kallas då rymdladdningsgaller. En relativt liten positiv spänning på detta galler hjälper elektronerna att frigöras från katoden och därigenom kan röret drivas med gott resultat vid mycket låg anodspänning (10 à 15 volt). Denna typ av dubbelgallerrör tillhör numera historien. Den har visserligen återuppstått i ett specialrör (DAH 50), som är avsett att användas med låg anodspänning i batteridrivna apparater. Röret är en diod-heptod och innehåller både rymdladdningsgaller och anodskyddsgaller.

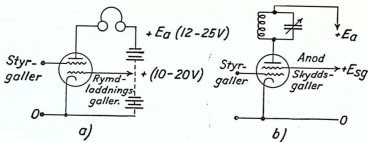


Bild 16. Schematisk koppling av dubbelgallerrör a) med rymdladdningsgaller b) med anodskyddsgaller.

Den andra typen dubbelgallerrör med det extra gallret liggande mellan styrgaller och anod såsom anodskyddsgaller har såsom grundtyp fått en synnerligen vidsträckt användning. Även detta extra galler drives med en konstant positiv spänning, som till sin storlek normalt ligger omkring anodlikspänningens halva värde. Genom detta galler inverkan får röret mycket stor förstärkningsfaktor, och även inre motståndet blir mycket stort i förhållande till vad som brukar vara vanligt vid trioder. Normala värden är $\mu = 1\ 000$ och $R_i = 500\ 000\ \Omega$. Brantheten håller sig på samma nivå som vid trioder eller omkring $2\ \text{mA/V}$.

Genom dessa data är det möjligt att åstadkomma stor förstärkning utan att röret utövar för stark dämpning på den avstämda kretsen. Genom att extragallret ges speciell utformning som en elektrostatisk skärm mellan styrgaller och anod och till och med ibland får omfatta anoden, kommer rörets galleranodkapacitans att nedbringas till ett minimum och de olägenheter vi haft med neutralisering vid högfrekvensförstärkare bortfaller. Som ovan påpekades har detta galler, som på grund av sin funktion benämnes skärmgaller, positiv likspänning och ur växelströmssynpunkt sett måste det hållas vid katodpotential, vilket sker genom att en kondensator av tillräcklig storlek kopplas mellan skärmgallret och katoden. Styrgallrets kapacitans till de övriga elektroderna är vanligen mellan 6 och 12 pF och anodens kapacitans är ungefär lika stor, men galleranodkapacitansen uppgår till endast några tiotusendels pF; rör-fabrikanterna uppgår t.ex. för skärmgallerröret E 452 T 0,003 pF.

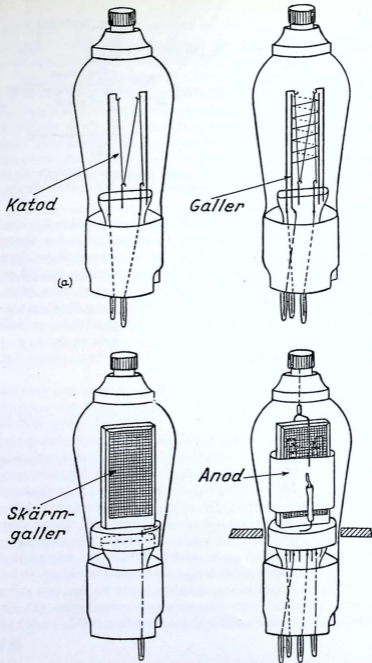


Bild 17. Principiell uppbyggnad av ett skärmgallerrör av äldre typ.

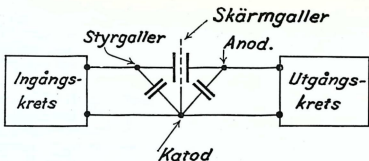


Bild 18. Skärmgallerrörets elektrodkapacitanser och skärmgallrets verkan som elektrostatisk skärm.

Man förstår utan vidare att det är förenat med stora svårigheter att uppmäta en så liten kapacitans. Bland de metoder som finns, grundar sig en på uppmätning av den skenbara eller effektiva och den verkliga galler-katodkapacitansen.

I bild 17 synes hur skärmgallret ur växelströmssynpunkt verkar som en elektrostatisk skärm mellan de tvenne avstämda kretsarna vid ett förstärkaresteg, så att ingen neutralisering behöver anordnas. Skärmgallerröret är alltså ett speciellt för högfrekvensförstärkning lämpat rör, och tack vare det höga inre motståndet blir dämpningen, som röret utövar på anodkretsen, mycket liten, samtidigt som förstärkningen genom den höga förstärkningsfaktorn blir stor, i den mån anodkretsens impedans är hög. Vid högfrekvenskretsar av ordinär godhet bör man räkna ut förstärkningen genom att anse röret som en strömkälla med strömmen lika med galler-växelspänningen gånger brantheten (se brev 6), och man finner då att inre motståndet, som anses ligga parallellt över kretsen, ofta kan försummas på grund av sin storlek och förstärkningen blir helt enkelt brantheten gånger den avstämda anodkretsens impedans (Z -värde).

$$A = S \cdot Z$$

Detta gäller vid koppling med avstämd anodkrets (brev 6), och förstärkningen per steg brukar ligga i närheten av 100 gånger. I vissa fall kan man med goda kretsar komma upp till förstärkningstal på 500 och mera, vilket innebär en stor vinst i jämförelse med de

20 à 30 gånger, som kan åstadkommas med trioder. Skärmgaller-röret är även lämpat som lågfrekvensförstärkare med motståndskoppling men kan inte lämna någon stor effekt, som vi sedan skall se. Även som detektor med anod- eller gallerlikriktning har skärmgallerröret använts.

Röret har galler-spännings-anodströmskurvor, som till sin form inte mycket skiljer sig från triodernas, men man lägger märke till att karakteristikens läge inom vissa gränser knappast röner inflytande av anodspänningen medan skärmgallerspänningens inverkan är mera påtaglig. Detta framgår tydligt av kurvorna i bild 19.

Skärmgallerrör med variabel branthet (även kallade exponentialrör eller selektoder) skiljer sig från de vanliga s.k. "branta" rören genom att styrgallrets maskor har olika täthet på olika delar. På

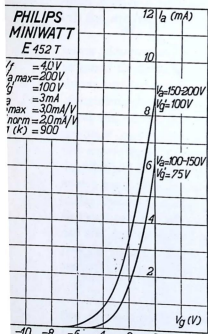


Bild 19. Galler-spännings-anodströmskurvor för ett s.k. brant skärmgallerrör.

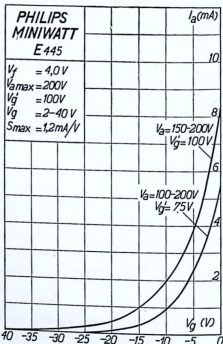


Bild 20. Kurvor för ett skärmgallerrör med variabel branthet.

grund av detta får karakteristiken en annan form i sitt nedre lopp, så att ingen utpräglad nedre krök uppstår. Brantheten minskar successivt allt eftersom gallerströmspanningen får högre negativt värde, och samtidigt minskas rörets förstärkning i motsvarande grad. Vid upp emot 40 volts negativ gallerförspänning har t.ex. röret E 445 en branthet som inte är större än 0,005 mA/V och förstärkningen blir praktiskt taget ingen.

DYNATRONEN

Skärmgallerrens anodspännings-anodströmskurvor har sitt speciella intresse på grund av deras förlopp inom det område, där anodspänningen är mindre än skärmgallerströmspanningen. Om anodspänningen höjes från värdet noll ökar till en början anodströmmen, tills man nått något över 10 volts spänning. En ytterligare höjning av anodspänningen resulterar i sjunkande anodström och detta fortgår tills anodspänningen når upp ungefär till skärmgallerströmspanningens värde, varefter vid ytterligare höjd anodspänning, anodströmmen återigen börjar stiga hastigt för att vid en anodspänning ca 50% högre än skärmgallerströmspanningen bli någorlunda konstant. I bild 21 synes kurvornas förlopp för några skärmspänningar. Den sjunkande delen av kurvan har sin orsak i den s.k. *sekundäremissionen* av elektroner från anoden. Genom den stora hastigheten som elektronerna har, kommer ett antal av dem att gå igenom maskorna i skärmgallerret och nå fram till anoden. När skärmgallerret har högre spänning än anoden, kommer de sekundärelektroner som de mot anoden infallande primärelektronerna slår ut ur denna att röra sig från anoden till skärmgallerret. Antalet sekundärelektroner, som utsändes, beror på antalet primärelektroner och den spänning, genom vilken de satts i rörelse eller rättare sagt deras hastighet. Om skärmgallerströmspanningen göres tillräckligt hög kan sekundäremissionen bli så stor att en negativ anodström uppstår. Samtidigt som anodströmmen stiger sjunker skärmgallerströmmen och när anodströmskurvan sjunker (har negativ karakteristik) är skärmgallerströmmens kurva stigande.

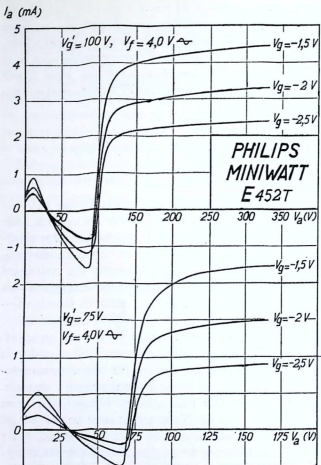


Bild 21. Anodspännings-anodströmskurvor för ett skärmgallerör vid två olika skärmgallerspänningar.

Anodspännings-anodströmskaraktistikens negativa del kan utnyttjas för svängningsalstring, och en anordning för detta bär namnet *dynatron*. Vid dynatronoscillatorn, behövs inte någon återkopplingslindning, utan den svängande kretsen kopplas endast in i anodkretsen som i bild 22. Genom att ändra t.ex. styrgallrets spän-

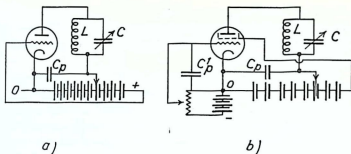


Bild 22. Kopplingschema, för dynatronoscillator a) med triod b) med skärmgallerrör.

ning kan förmågan att råka i självsvängning regleras, och detta användes även för uppmätning av impedansen eller godheten hos högfrekvenskretsar. Man kan sålunda betrakta dynatronkaraktistiken som del av en motståndslinje med negativ lutning. Det negativa motståndet, som dynatronoscillatoren representerar, har ett värde, som kan utläsas av kurvans lutning, och när det yttre motståndet, som den avstämde kretsens impedans representerar, är större än det inre negativa motståndet inträder självsvängningen.

Dynatronoscillatoren har haft sin största betydelse i samband med mätapparater, där spolars och kretsars egenskaper uppmättes eller kontrolleras. De allt mer sällsynta skärmgallerrören har emellertid småningom försvunnit och tillverkas knappast längre. Som ersättning för skärmgallerröret har, när det gäller högfrekvensförstärkning, kommit högfrekvenspentoden, vilken är ett slags skärmgallerrör med alla dess bästa egenskaper. Emellertid har just sekundäremissionen från anoden undertryckts, varför pentoden inte på enkelt sätt kan användas i en dynatronoscillator.

PENTODEN

Den egenartade form som tetrodens I_a - V_a -kurvor antar när anodspänningen understiger skärmgallerspänningen utgjorde inget egentligt hinder för rørets användning i högfrekvensförstärkare. Annorlunda ställde sig saken när man ville använda tetroden som

slutrör och alltså styra ut det kraftigt. Man kunde då bara utnyttja den del av karakteristiken där anodspänningen var högre än skärmgallerspänningen. Detta medförde, att verkningsgraden på slutsteget blev mycket dålig.

För att slippa från sekundäremissionens inverkan har man använt sig av två metoder. Den ena metoden är att göra avståndet mellan skärmgaller och anod tämligen stort. Därvid utbildar sig nämligen mellan skärmgaller och anod en ryndladdning, som hindrar de långsamma sekundärelektronerna från anoden att återvända till skärmgallret. Effekten blir ändå bättre om man samlar elektronerna i ett par "strålar" med hjälp av ett par extra elektroder som ansluts till katoden. Bild 23 a visar principen för ett sådant rör, det s.k. beamröret eller *stråltetroden*. Sådana rör används som slutrör särskilt i USA och brukas även i sändare.

Den andra metoden är att mellan skärmgaller och anod lägga ett tredje galler, det s.k. *bromsgallret*. Bromsgallret anslutes vanligen till katoden och hindrar liksom den nyssnämnda ryndladdningen i stråltetroden att sekundärelektroner från anoden kan återvända till skärmgallret. Detta rör med tre galler kallas *pentod* och används numera i praktiskt taget alla funktioner i mottagare: som högfrekvensförstärkare, lågfrekvensförstärkare och slutrör. Liksom stråltetroden används det även i sändare. Pentoden har skärmgaller-rörets alla fördelar: högt inre motstånd, hög förstärkningsfaktor och liten anod-galler-kapacitans. Det sistnämnda gäller speciellt för den s.k. högfrekvenspentoden, som behandlas utförligare nedan.

Bild 23 b visar principen för en pentod. I bild 24 har vi lagt in I_a - V_a -kurvor för en tetrod och en pentod för jämförelse. Pentodliknande kurvor erhålles även för stråltetroden. Vi ser att pentoden vid låga anodspänningar har betydligt högre anodström än tetroden. Detta beror på att sekundärelektroner som slås ut från anoden genom bromsgallrets inverkan återvänder dit och alltså inte går "förlorade". Vid högre anodspänningar har vi motsatt förhållande: där är pentodens anodström lägre än tetrodens. Även detta fenomen sammanhänger med sekundäremissionen, nämligen sekundäremissionen från skärmgallret. I tetroden går dessa sekundäremissionselektroner över till anoden, men de har för låg hastighet för att göra samma sak i pentoden, där de hejdas av bromsgallret.

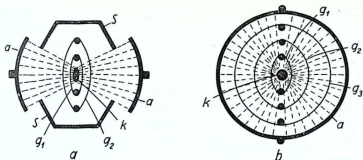


Bild 23. Jämförelse mellan byggnadssättet för a) en stråltetrod och b) en pentod. Plattorna s har katodpotential och samlar elektronerna i två "strålar".

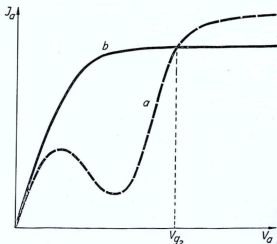


Bild 24. Jämförelse mellan I_a - V_a -kurvorna för a) en tetrod och b) en pentod.

HÖGFEKVENSPENTODEN

Pentoden användes även som högfrequensförstärkare i mottagare och kallas då *högfrequenspentod*. Konstruktionen påminner mycket om det vanliga skärmgallrörets, i det skärmgallret utformats som en elektrostatiske skärm, vilket inte är fallet vid slutpentoderna.

Anod-galler-kapacitansen har därigenom kunnat nedbringas till under 0,002 pF. Inre motståndet och förstärkningsfaktorn är något större än vid skärmgallerrören och brantheten densamma eller något större, varför man med högfrekvenspentoden får ännu större förstärkning och selektivitet. Det finns också högfrekvenspentoder med variabel branthet. Liksom skärmgallerröret kan högfrekvenspentoden användas både som lågfrekvensförstärkare (företrädesvis motståndskopplad) och som anodlikriktande och gallerlikriktande detektor. Tetroden har också alldeles undanträngts av högfrekvenspentoden.

I bild 25 visas typiska kurvor för en högfrekvenspentod. Galler-spännings-anodströmsdiagrammet har uppritats med anodströmmen i logaritmisk skala. Detta gör man lämpligen med rör med variabel branthet för att kurvans nedre del, som avgör regleringsförloppet, skall kunna studeras noggrannare. I bildens övre kurvblad finns en skara kurvor uppritade för en serie olika skärmgallerspänningar. Högfrekvensrör med reglering bruka vara avsedda för s.k. glidande skärmgallerspänning. Glidande skärmgallerspänning innebär att skärmgallret matas från anodspänningskällan (spänning V_b) över ett seriemotstånd (R_{ge}) på något hundratusental ohm (i bild 25 har R_{g2} värdet 90 000 ohm). Vid liten fast negativ spänning på styrgallret flyter relativt stor skärmgallerström och spänningsfallet i matningsmotståndet gör då att skärmgallerspänningen V_{g2} blir avsevärt lägre än V_b . Vid högre negativ gallerförsänning, alltså när röret reglerats ned till lägre förstärkning, är spänningsfallet i skärmgallermotståndet mindre och närmar sig småningom noll vid full nedreglering. Detta gör att rörkaraktistiken följer en kurva som streckats i det översta diagrammet bild 25. Ändamålet med det hela är att rörkurvan i varje punkt skall få möjligast lång rak del omkring arbetspunkten var denna än befinner sig. Resultatet blir mindre distorsion, som kunde ge modulationsökning, brunn eller s.k. korsmodulation.

Anoddiagrammet i nedre delen av bild 25 har det för pentoder karakteristiska utseendet. Jämfört med slutpentodens kurvor är endast galler-spännings- och anodströmsvärdena mindre. I bilden har även inritats en kurva visande maximala anodeffekten. Kurvorna gäller för en fast skärmgallerspänning på 100 V.

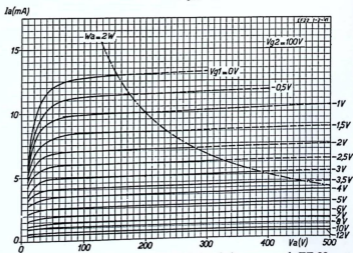
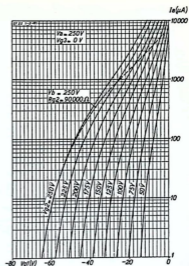


Bild 25. Kurvor för typisk högfrequenspentod, EF 22.

Högfrequenspentoder med variabel branthet användes allmänt i mottagare även på platser där den variabla brantheten inte behövs. För lågfrekvensförstärkning användes röret vanligen motståndskopplat och skärmgallermotståndet är då relativt högt eller 0,2–1,5

megohm. Även vid lågfrekvensförstärkning kan rörets förstärkning regleras medelst styrgallrets förspänning.

Räkneexempel

1. År 1935 ökade Motalastationen sin antenneffekt från 30 till 150 kW. En lyssnare som bodde på 5 km avstånd från stationen kunde före effektökningen mäta upp i medeltal 5 volts lågfrekvensspänning över högtalaren i sin apparat, som var försedd med anodlikriktande detektor. a) Hur stora spänningar kunde han mäta upp efter effektökningen om det antas att stationen behöll medelmodulationsgraden? b) Hur stora blev spänningarna om denna modulationsgrad samtidigt höjdes från 25 till 30%? c) Vilken spänning skulle högtalaren få om vederbörande sedan flyttade till en plats belägen 20 km från Motala och där använde samma mottagare och en likvärdig antenn? Det antas att spänningen på mottagare-antennen sjunker med kvadraten på avståndet från sändarestationen då det här endast är fråga om en ren markvåg.

a • Effektökningen i sändarens antenn var $\frac{150}{30} = 5$ gånger, vilket betyder att strömmen eller spänningen här ökades $\sqrt{5}$ gånger. Enligt formeln sid. 8: 16 betyder detta att \mathcal{A} blir ökad $\sqrt{5}$ gånger, dvs. detektorns anodväxelström, som är proportionell mot spänningen över högtalaren, ökas $\sqrt{5^2} = 5$ gånger.

Likriktaren är nämligen kvadratisk, som vi förut sett.

Sålunda får vi en spänning över högtalaren av $5 \cdot 5 = 25 V$.

b • Spänningen över högtalaren kommer enligt samma formel att öka proportionellt mot moduleringsgraden och alltså får vi $\frac{0,30}{0,25} = 1,2$ gånger så stor spänning eller $25 \cdot 1,2 = 30 V$.

c • Avståndet till sändarestationen har här ökat $\frac{20}{5} = 4$ gånger varför spänningen på antennen gått ned till $\frac{1}{4^2} = \frac{1}{16}$ av det föregående värdet, vilket i sin tur betyder att högtalarespänningen gått ned till $\frac{1}{16^2} = \frac{1}{256}$ av det föregående värdet eller $\frac{30}{256} = 0,12 V$.

Man kan alltså säga att mottagningen blivit avsevärt försämrad

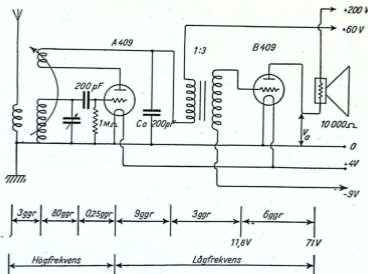


Bild 26. Kopplingsschema och förstärkningsdiagram till exempel 2.

vid flyttningen, vilken försämring inte kan vägas upp av effekt- och modulationsökningen tillsammans.

2. En mottagare innehåller som första rör en gallerlikriktande detektor (Röret A 409 med data $S = 0,9 \text{ mA/V}$ och $\mu = 9$) som är transformatorkopplad till slutröret (Röret B 409 med data $S = 1,8 \text{ mA/V}$ och $g = 9$). Högtalaren kan anses representeras av ett ohmskt motstånd på $10\,000 \Omega$ och transformatorns omsättning är 1:3. Hur stor 30% modulerad högfrekvensspänning behöver tillföras detektorns galler för att högtalareffekten skall gå upp till 0,5 W? Hur stor behöver antenspanningen vara om återkoppling som ger 80 gångers förstärkning användes och upptransformeringen från antennkretsen till den avstämda gallerkretsen antas vara 3 gånger?

Vi räknar lämpligen bakifrån i schemat bild 26 och finner spänningen över högtalaren vara

$$v'_a = \sqrt{P \cdot R} = \sqrt{0,5 \cdot 10\,000} = 71 \text{ V} \left[P = \frac{V^2}{R} \right]$$

Slutröret ger sedan en förstärkning på (se brev 6).

$$A = \mu \frac{R_t + R}{R} = 9 \frac{10\,000}{5\,000 + 10\,000} = 6 \text{ gånger}$$

$$\left(R_t = \frac{g}{S} = \frac{9}{1,8} \cdot 1\,000 = 5\,000 \right)$$

vilket betyder att detta rörs gallerväxelspänning är $\frac{71}{6} = 11,8$ V

Före transformatorn har vi alltså växelspanningar av storleken $\frac{11,8}{3} = 3,9$ V och eftersom detektorröret arbetar med förstärkningsfaktorn 9 har vi lågfrekvensspanningar på detektorns galler av storleken $\frac{3,9}{9} = 0,43$ V.

Enligt resonemanget på sid. 8:14 behöver vi fyra gånger så stor 30% modulerad högfrekvensspänning på detta galler vilket gör $4 \cdot 0,43 = 1,72$ V högfrekvensspänning.

Med återkoppling och den antagna antennttransformeringen erhålles direkt värdet på antenspanningen till

$$\frac{1,72}{80 \cdot 3} = 0,007 \text{ V} = 7 \text{ mV.}$$

3. Röret E 438 har en galler-katodkapacitans på 5,6 pF, en anodkatodkapacitans på 5,5 pF och en galler-anodkapacitans på 3 pF. Det användes med en förstärkning av 20 gånger. Hur stor är den verksamma galler-katodkapacitansen (ingångskapacitansen) om vi inte medräknar kopplingstrådarnas kapacitans?

Enligt vad som sagts på sid. 9:4 gäller approximativt att

$$C'_g = C_{gk} + C_{ga} (1+A) = 5,6 + 3 \cdot 21 = 68,6 \text{ pF.}$$

Om röret alltså användes som högfrekvensförstärkare kommer i runt tal 70 pF att delta i den avstämda kretsens kapacitans. Även vid lågfrekvensförstärkning kan under vissa omständigheter en dylik ingångskapacitans ha betydelse.

4. En mottagare innehåller en dioddetektor och efterföljande lågfrekvenssteg med kopplingsschema enligt bild 27. Dioden användes även för att mata den automatiska volymkontrollen och de kopplingselement, som inverkar på detektorns verknings sätt är likaledes inritade i schemat. Hur stor modulationsgrad kan den mottagna signalen ha utan att distorsion i detektorn riskeras.

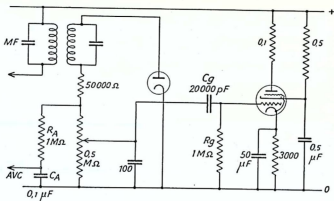


Bild 27. Kopplingschema till exempel 4.

Av bilden framgår att diodens belastningsmotstånd, som i detta fall ligger i serie, består av motståndet på 50 000 ohm och potentiometern på 0,5 megohm. Den senare tjänstgör som lågfrekvent volymkontroll och tillsammans är alltså belastningsmotståndet R_t 0,55 megohm.

Diodens växelströmsbelastning utgöres av ett motstånd som sammansättes av volymkontrollen och lågfrekvensrörets galler-motstånd samt vidare i serie med detta ovanstående 50 000 ohm. Parallellt över det hela kommer sedan avkopplingsmotståndet för automatkontrollen. Kondensatorn C_g har vid de frekvenser det här gäller så litet kapacitivt motstånd att den kan försummas. Samma är förhållandet med kondensatorn C_A . Motståndet R_A kan ur växelströmssynpunkt anses ligga direkt till nolledningen.

I ogynnsammaste läge står volymen påriden för fullt och första delen av växelströmsmotståndet utgöres alltså av 0,5 och 1 megohm parallellt eller

$$\frac{0,5 \cdot 1}{0,5 + 1} = 0,333 \text{ megohm.}$$

I serie härmed ligger sedan 50 000 ohm eller

$$0,333 + 0,05 = 0,383 \text{ megohm}$$

Parallellt med detta ligger slutligen 1 megohm eller

$$R_v = \frac{0,383 \cdot 1}{0,383 + 1} = 0,28 \text{ megohm}$$

Sedan erhålles den högsta distorsionsfria modulationen

$$m_{\max} = \frac{0,28}{0,55} \cdot 100 = 51 \%$$

SVARSUPPGIFTER

Svaren införes i *svarshäftet*, som sändes för granskning till *Brevskolan Stockholm 15*.

1. Förklara en kristallmottagares verkan vid mottagning av telefoni. Varför måste överlagring eller annan anordning, t.ex. en avbrytare användas vid mottagning av telegrafi med odämpade vågor?
2. a) Vad menas med en halvledardiod? b) Hur är en germaniumdiod konstruerad?
3. Förklara den gallerlikriktande detektorns verkningsätt.
4. Varför stiger anodströmmen i en anodlikriktande detektor och sjunker i en gallerlikriktande detektor vid ökade högfrekvensspänningar?
5. Varför bör ett rör som användes för anodlikriktning ha en karakteristik, som ligger relativt långt åt vänster (mot negativ gallerspänning) om det skall kunna användas vid stora amplituder?
6. Vad menas med heterodyn-mottagning?
7. Vad är en diskriminator? Beskriv dess uppgift i en mottagare.
8. Hur är skärmgallerröret konstruerat och vilka fördelar erbjuder detta rör?
9. Vilken är den väsentliga skillnaden mellan ett skärmgallerrör å ena sidan och en pentod eller strålelektrod å den andra?
10. a) Vad är en dynatronoscillator?
b) Hur kan den självsvänga?

HÖGFREKVENSFÖRSTÄRKNING

Sin ojämförligt största betydelse har elektronröret fått som högfrekvensförstärkare. Vid en radiomottagare kan förstärkning ske dels före likriktningen och dels efter likriktningen och den benämnes då högfrekvensförstärkning respektive lågfrekvensförstärkning. Högfrekvensförstärkningen ökar mottagarens känslighet och därmed räckvidden medan lågfrekvensförstärkningen ökar ljudstyrkan, varför den senare förr även benämndes ljudförstärkning. Även vid sändare begagnar man sig av högfrekvensförstärkning på så sätt, att det svängande röret får arbeta med relativt liten effekt, som sedan förstärkes upp åtskilliga tusen gånger, innan den får gå ut i antennen. Alla de sätt att anordna förstärkning, som vi förut gått igenom (brev 6) kan användas för högfrekvens om kopplings-elementens dimensionering göres med hänsyn därtill.

Vilken betydelse högfrekvensförstärkningen har förstår man bäst om man tänker på, att varje detektor för mycket svaga signaler har kvadratisk högfrekvens-lågfrekvenskaraktistik. En högfrekvensförstärkning på 10 gånger före detektorn betyder alltså att lågfrekvensspänningarna efter detektorn blir 100 gånger större. Ett högfrekvensförstärkaresteg kan alltså i fråga om svaga signaler göra samma nytta som två lågfrekvenssteg med samma förstärkning. Vidare kan de inkommande högfrekvensspänningarna före likriktningen förstärkas upp till en storlek som bättre passar detektorns egenskaper. Högfrekvensförstärkningen kan inte drivas hur

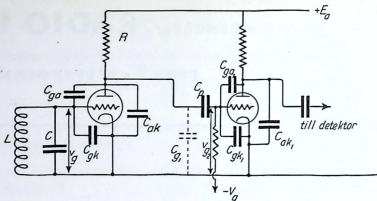


Bild 1. Schema över motståndskopplad högfrekvensförstärkare, där rörens elektrodkapacitanser inritas.

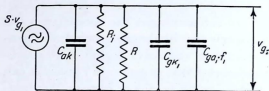


Bild 2. Ersättningsschema vid uträkning av förstärkningen hos första röret i bild 1.

högt som helst ty de atmosfäriska störningarna, som alltid finns om än i vissa fall svagt, förstärkes även i samma grad som de önskade signalerna. Om störningarnas styrka är densamma eller större än signalernas, lönar sig ingen högfrekvensförstärkning för att få bättre resultat. De avstämda kretsarna alstrar även en störspänning, *brus*. Vidare finns med vanliga rör en gräns för förstärkningen, som är helt oberoende av de yttre störningarna och som har sin orsak i oregelbundenheter vid själva elektronemissionen i katoden. Detta "elektronbrus" verkar ungefär som en utifrån kommande störning och gör, att det inte är någon mening med en högfrekvensförstärkning på mer än 20 000 gånger. Vid ultrakortvåg är kretsbruset lågt och med väl konstruerade ingångssteg kan det vara idé att använda sig av en högfrekvensförstärkning på kanske 100 000 gånger.

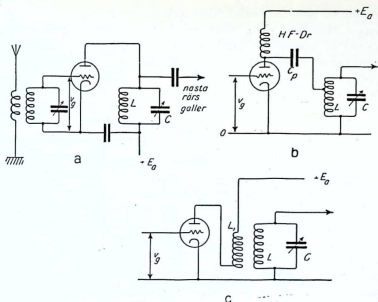


Bild 3. Exempel på olika kopplingar vid avstämmd högfrekvensförstärkning. a) Med avstämmd anodkrets. b) Med högfrekvensdrossel och sparkkopplad transformator. c) Med avstämmd transformator.

Vid högfrekvensförstärkning måste man arbeta med avstämmda kretsar på galler- och anodsida för att utnyttja rörets egenskaper till fullo. Detta beror på de förhållandevis stora kapacitanser, som finns mellan rörelektrodena och med dem sammanhängande delar. Vid t.ex. motståndskoppling kommer dessa elektrodkapacitanser att delvis ligga som kortslutning för de högfrekventa spänningarna, medan det vid den avstämmda förstärkaren går att ordna så, att de mest besvärande kapacitanserna kommer att ligga med i någon avstämmd krets som bidrag till nollkapacitansen. I bild 1 har vi ett principschema för en motståndskopplad förstärkare, där även elektrodkapacitanserna inritats. Det första rörets galler-katodkapacitans behöver vi inte ta med i räkningen på annat sätt, än att den ingår i kapacitansen i svängningskretsen på gallersidan. Det räcker

emellertid inte, att endast räkna med att svängningskretsens kapacitans ökas med detta värde C_{gk} , utan dessutom tillkommer på grund av återverkan från anodkretsen ytterligare en kapacitans, som har en storlek av i runt tal *galler-anodkapacitansen gånger rörets förstärkning* A som det för tillfället arbetar. Man kan visa, att den verksamma gallerkapacitansen C'_g är

$$C'_g = C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \frac{\mu R}{R_i + R} \right)$$

där μ är rörets förstärkningsfaktor och R_i rörets inre motstånd. Övriga beteckningar framgår av figuren.

Anod-katodkapacitansen i röret kommer att ligga parallellt över anodmotståndet och bildar för höga frekvenser en kortslutning, som avsevärt kan minska förstärkningen. Det är emellertid inte nog med denna kapacitans, utan även det efterföljande rörets verksamma gallerkapacitans kommer med som framgår av bilden. Vid uträkning av förstärkningen bör vi alltså räkna med ett ersättnings-schema som ser ut som bild 2. Vid frekvensen i fråga bör alltså reaktansen för de sammanlagda kapacitanserna, som där angivits vara relativt liten i förhållande till värdet av det kombinationsmotstånd, som erhålles av alla motstånden parallellkopplade. Passagekondensatorn C_p i bild 2 antas ha så stort värde att dess inverkan kan försummas.

För vanliga moderna trioder, som kan tänkas användas i mottagare, håller rörkapacitanserna sig omkring följande värden: C_{gk} 5 pF, C_{ak} 5 pF och C_{ag} 2pF. Vid andra större förstärkarerör kan kapacitansen mellan galler och anod uppgå till ca 7 pF och de andra kapacitanserna håller sig upp emot 10 pF. Tilledningstrådarnas och kopplingselementens kapacitanser höjer de värden, som man i praktiken har att räkna med till nästan 50% högre värden, än de som anges för rören. Motståndskoppling förekommer mera sällan vid högfrekvensförstärkning i mottagare, men användes stundom i speciella förstärkare t.ex. sådana för användande i samband med centralantennor. I vissa fall använder man sig av en kombination av motståndskoppling och drosselkoppling när det gäller att täcka stora frekvensområden. Exempel på detta har vi i den s.k. videoförstärkaren i televisionsmottagare, och vi återkommer senare härtill.

Högfrekvensförstärkning med avstämda kretsar är den ojämförligt vanligaste och i bild 3 har vi några principalscheman över kopplingar, som användes. Vi känner igen dem från de vanliga förstärkarekopplingarna. I första fallet har vi den vanliga kopplingen med avstämd anodskrets och sedan kommer den avstämda transformatorn i två upplagor. Förstärkningens storlek har vi tidigare behandlat i brev 6 och där påpekades även att förstärkningens storlek, förutom av rörets data, framför allt berodde på godheten av den efter röret följande avstämda kretsen.

I det föregående (brev 7) visades ett principalschema över en oscillatorkoppling, där det förekom en avstämd gallerkrets och en avstämd anodkrets och där återkopplingen åstadkoms genom kapacitansen mellan galler och anod i röret. Vid högfrekvensförstärkning med trioder innebär denna inre återkoppling en stor nackdel, och det gäller antingen att genom vissa kopplingar, s.k. neutralisering, eller genom att använda rör med mycket liten galleranodkapacitans, (pentoder), begränsa denna benägenhet att råka i självsvängning, som en högfrekvensförstärkare alltid har.

NEUTRALISERING NEUTRODYNAMOTTAGAREN

Det påpekades i föregående kapitel, att ett förstärkarrör med avstämda kretsar både på galler- och anodsida hade en tendens att råka i självsvängning på grund av återverkan via rörets galleranodkapacitans. Ävenså förutskickades att man genom vissa kopplingar kunde få verkan av denna kapacitans upphävd. Principen är hela tiden den, att gallret på ett eller annat sätt tillföres en neutraliseringsspänning, som är lika stor och i fas motriktad den spänning, som den inre anodåterverkan åstadkommer.

För att visa verkan av en neutraliseringskoppling kan det vara lämpligt att rita upp densamma i form av en bryggkoppling. Man kan särskilja två huvudtyper av neutralisering, nämligen anodneutralisering och gallerneutralisering, och i bild 4 finns den förstnämnda uppritad i princip. I bild 4 a återfinns kopplingen som den i verkligheten kan utföras och i bild 4 b återges den ekvivalenta

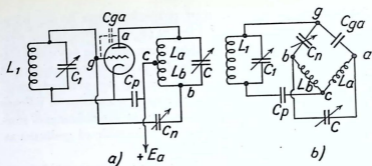


Bild 4. Anodkretsneutralisering och dess ekvivalenta bryggkoppling.

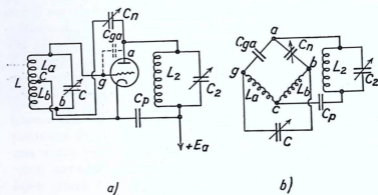


Bild 5. Gallerkretsneutralisering med motsvarande bryggkoppling.

bryggkopplingen. Motsvarande punkter och kopplingselement har i de båda schemana betecknats med samma bokstäver. Om man tänker sig att den avstämda anodkretsens spole är försedd med mittuttag, framgår det utan vidare, att neutraliseringskondensatorn C_N skall ges samma kapacitansvärde som rörets galler-anodkapacitans C_{ga} , om bryggkopplingen skall vara i balans, dvs. spänningar, som uppstår över kondensatorn C (över anodkretsen), skall inte ge upphov till spänningar mellan punkterna g och c (över gallerkretsen). Det är inte nödvändigt att spoldelarna L_a och L_b är lika stora, ty bryggkopplingen kan även vara i balans om reaktanserna hos kondensatorerna förhåller sig som spoldelarnas reaktanser. I formel uttryckt betyder detta att

$$\frac{1}{\frac{\omega C_N}{1}} = \frac{\omega L_b}{\omega L_a} \text{ eller } \frac{C_N}{C_{ga}} = \frac{L_a}{L_b}$$

Vi kan samtidigt konstatera att neutraliseringen är oberoende av frekvensen, då ju ω gick att förkorta bort i ovanstående formel. Detta betyder att neutraliseringskondensatorn, som vanligen består av en liten variabel luftisolerad kondensator av storleksordningen 10 pF, kan ställas in en gång för alla i t.ex. en mottagare, där spolarna för olika våglängdsområden delats upp i samma förhållande. En mottagare med flera högfrekvensförstärkaresteg och neutraliserad på sätt som ovan angivits brukade förr kallas neutrodyntmottagare.

I bild 5 har vi principalschemat och den ekvivalenta bryggkopplingen vid gallerneutralisering. Här har i stället den avstämde gallerkretsens spole försetts med uttag dit "nollan" kopplats medan neutraliseringskondensatorn kopplats mellan anoden och gallerkretsens fria ända. Någon ytterligare förklaring utöver figuren torde inte behövas. Införandet av den neutraliserade högfrekvensförstärkaren innebar på sin tid ett stort steg framåt i utvecklingen men har numera för mottagareändamål knappast någon betydelse sedan högfrekvenspentoden med sin mycket låga galler-anodkapacitans framkommit. I vissa fall där förstärkningen är mycket stor i ett steg kan dock neutralisering även numera komma till användning. Vid högfrekvensförstärkning med trioder i sändare användes neutralisering fortfarande tämligen allmänt. Dock har man även när det gäller sändare börjat använda tetroder och pentoder varvid neutraliseringen ofta blir överflödiga.

KASKODEN

Ett elektronrör, t.ex. en triod, kan i princip kopplas på tre olika sätt, nämligen som *katodjordat*, *anodjordat* eller *gallerjordat* förstärkarsteg. Bild 6 visar principen för dessa tre kopplingar, där dock alla kopplingselement som ingår i likspänningsförsörjningen har slopats. Den vanligaste kopplingen och den som vi hittills sysslat med är den katodjordade. Den utmärkes av en hög ingångsimpedans och

en hög utgångsimpedans (speciellt vid pentoder). Den anodjordade kopplingen har hög ingångsimpedans och låg utgångsimpedans. Spänningsförstärkningen i ett sådant steg är alltid mindre än 1. Det gallerjordade steget slutligen har låg ingångsimpedans och hög utgångsimpedans. Genom att gallret är jordat är utkretsen i elektriskt avseende väl skild från inkretsen (jämför skärmgallret i en tetrod eller pentod) och kopplingen kan därför med fördel användas för högfrekvensförstärkning. Den låga ingångsimpedansen är i allmänhet att betrakta som en nackdel. Vi skall dock se hur man utnyttjat denna egenskap hos kopplingen för att göra en högfrekvensförstärkare med mycket goda egenskaper.

Vi har tidigare nämnt, att det som i sista hand sätter en gräns för en mottagares känslighet är det brus som uppstår i ingångskretsarna och det första röret i mottagaren. På långvåg och mellanvåg överväger bruset i kretsarna över rörbruset men på kortvåg och särskilt på ultrakortvåg är kretsbruset lågt och man blir då intresserad av att nedbringa rörbruset för att förbättra mottagarens känslighet.

Det visar sig då att trioden ger ett väsentligt lägre brus än pentoden, som ju annars används allmänt till högfrekvensförstärkning. Som vi sett måste man emellertid neutralisera trioden om den skall kunna fungera stabilt som högfrekvensförstärkare och dessutom ger den lägre förstärkning än en pentod. Detta är givetvis en nackdel.

En relativt ny koppling, som i sig förenar de bästa egenskaperna hos både trioden och pentoden är den så kallade *kaskod*-kopplingen (bild 7). Den utgöres av en katodjordad triod som matar en gallerjordad triod. På grund av att den gallerjordade trioden ju har en mycket låg ingångsimpedans blir *spänningsförstärkningen* i den första trioden ungefär lika med 1 och den blir därför fullt stabil och kräver ingen neutralisering. Det gallerjordade steget å sin sida är ju stabilt genom att gallret ligger som en skärm mellan in- och utkrets. Kaskodens förstärkning kan beräknas med samma formel som gäller för ett skärmgallerrör eller en pentod, nämligen $F = S \cdot Z$ där S är brantheten för den katodjordade trioden. Hur stor brantheten på den gallerjordade trioden är har alltså ingen betydelse för kaskodens förstärkning.

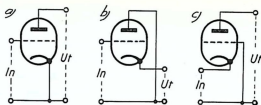


Bild 6. a) katodjordat, b) anodjordat och c) gallerjordat förstärkarsteg.

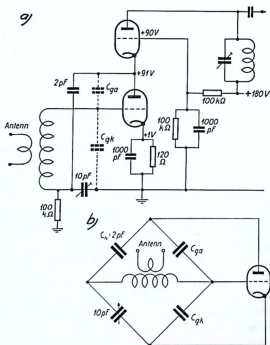


Bild 7. a) Kaskodkopplingens princip. Genom att använda trioder som har hög branthet vid låga anodspänningar kan man använda direktkoppling mellan de två trioderna. b) Ingångskretsen omritad för att neutraliseringen bättre skall framgå. Neutraliseringen är inte nödvändig men förbättrar brusegenskaperna vid höga frekvenser.

Som nämnts behövs vid kaskodkopplingen ingen neutralisering för att förhindra självsvängning. Emellertid inför man ofta en neutralisering enligt bild 7 b av den första trioden. Det visar sig nämligen, att stegets brusegenskaper förbättras på detta sätt, åtminstone vid frekvenser över ca 100 MHz.

För kaskodkopplingen har konstruerats speciella dubbeltrioder (alltså två trioder i samma rörkolv) som har hög branthet vid låg anodspänning. Detta ger inte endast hög förstärkning utan även lågt brus, ty ju högre branthet röret har, dess lägre blir det brus det alstrar. Ett vanligt sådant rör är PCC 84, som har en branthet på 6 mA/V vid 90 volts anodspänning. Nyligen har framkommit en förbättring av detta rör, PCC 88, som vid 90 volts anodspänning har en branthet på inte mindre än 12 mA/V.

SELEKTIVITET

Högfrekvensförstärkaren har även till uppgift att bibringa mottagaren dess selektivitet eller förmåga att särskilja stationer med närliggande frekvenser. Vi har förut i samband med modulationen diskuterat frågan om ljudkvalitet och selektivitet och konstaterat, att allt för högt driven selektivitet inte kan förenas med god ljudkvalitet. Vi överger tills vidare hänsynen till ljudkvaliteten och tänker endast på hur största möjliga selektivitet skall kunna erhållas.

Som vi tidigare sett är det en eller flera avstämda kretsar, som utväljer vilka frekvenser som skall komma in från antennen och vilka som sedan skall bli förstärkta. Även när det gäller signalerna från antennen, som överföres till den första avstämda kretsen i mottagaren kan man tala om en viss förstärkning och därför kan vi i det följande behandla kretsarna på samma sätt oberoende av var de är inkopplade, och detta är mycket lämpligt att göra i fråga om selektiviteten. På kretsens selektivitet inverkar inte endast dess egen godhet utan även de yttre motstånd eller impedanser, som är verksamma. Sålunda ingår inre rörmotståndet som ett eventuellt omtransformerat parallellmotstånd över kretsen och kan på så sätt anses införa en viss dämpning eller skenbar ökning av exempelvis spolens motstånd. Även en antennekrets, som är kopplad till en avstämd krets, verkar dämpande och detta mera ju fastare kopp-

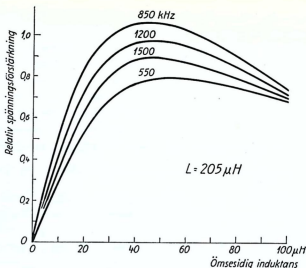


Bild 8. Förstärkningens variation med kopplingen hos ett högfrekvenssteg med avstämmd transformator vid olika frekvenser.

lingen är. I dylika fall, då en dämpande krets är kopplad till den avstämmda, brukar vanligen kopplingen göras något svagare än den optimala eller den, vid vilken största förstärkning erhålles. Vid mycket svag koppling mellan den avstämmda kretsen och antennen eller det föregående röret är selektiviteten så stor, som bestämmes av spolens godhet, och med ökad koppling blir resonanskurvan mindre spetsig eller m.a.o. selektiviteten minskar. Till en början går detta relativt långsamt, men när man kommit över optimal koppling minskar selektiviteten avsevärt med ökad koppling. Förstärkningen är vid mycket svag koppling helt naturligt liten och ökar sedan med kopplingen upp till optimal koppling och sjunker sedan åter när kopplingen ytterligare ökar. Omkring den optimala kopplingen är förstärkningen ganska konstant inom ett relativt stort område, så att en minskning av kopplingen med 50% endast behöver resultera i ca 15% minskning av förstärkningen. I bild 8 finns uppritade en serie kurvor över förstärkningen vid olika ömsesidig koppling mellan spolarna i en radiomottagare för

olika frekvenser. Förhållandena gäller med ett rör, som har relativt litet inre motstånd, alltså en triod. Nästa bild, bild 9, visar resonanskurvorna vid en frekvens och olika koppling. Av kurvornas bredd framgår selektiviteten tydligt, då man reducerat kurvorna till relativ förstärkning. Av dessa kurvor förstår man, att det ur selektivitetssynpunkt är lämpligast att arbeta med lös koppling, men kopplingen får inte göras så lös, att förstärkningen avsevärt minskar från det maximala värdet. Om vi i det fall som figurerna illustrerar väljer att arbeta med 25 μH ömsesidig induktans i stället för de optimala 41 μH , minskas resonanskurvans bredd vid $\frac{1}{\sqrt{2}}$ av höj-

den från ca 9 000 Hz till ca 5 000, medan förstärkningen endast minskar ca 15%. När man arbetar med pentoder och inte använder transformering utan endast avstämd anodkrets, kommer man vanligen på grund av det höga inre rörmotståndet, att få en selektivitet på vilken kopplingen inte har mycken inverkan. I fråga om kopplingen mellan antennen och den första avstämda kretsen är det emellertid av vikt för mottagarens selektivitet, att tänka på vad som ovan påpekats. Ett annat skäl varför en antennkoppling inte bör vara för fast är, att ändringar i t.ex. antennens kapacitans inte skall inverka på kretsens avstämning i någon nämnvärd grad.

Om man önskar räkna ut hur stor selektiviteten är för en känd krets, kan det vara lämpligt att skriva resonanskurvans matematiska uttryck under följande form, som endast gäller i närheten av resonansfrekvensen,

$$\frac{e_0}{e_1} = \sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\Delta f}{f_0} \right)^2}$$

där e_0 är spänningen över kretsen vid resonansfrekvensen f_0 och e_1 spänningen vid en nära liggande frekvens f_1 . Δf är skillnaden mellan dessa båda frekvenser eller $f_0 - f_1$ (eller $f_1 - f_0$) och Q är spolens godhet $\frac{\omega_0 L}{R}$. Kondensatorn i kretsen anses vara förlustfri, vilket

även väl motsvarar verkligheten. Man kan även tyda formeln så, att $2\Delta f$ är resonanskurvans bredd vid en viss höjd, som bestäms av spänningsförhållandet. Om man i ovanstående uttryck sätter in $e_0 = \sqrt{2} \cdot e_1$ får man fram ett värde på spolens godhet

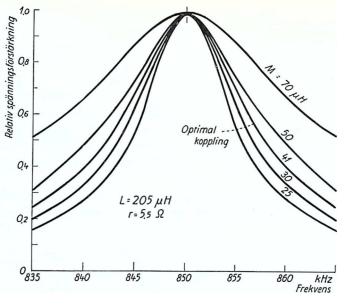


Bild 9. Resonanskurvornas utseende vid olika kopplingsgrader för en enda av resonansfrekvenserna från bild 10.

$$Q = \frac{f_0}{2\Delta f}$$

vilket är ganska lätt att bestämma genom mätningar på en krets. Man mäter alltså endast upp resonanskurvans bredd på en höjd motsvarande $\sqrt{2}$ gånger lägre spänning än resonansstoppens. Att ta upp resonanskurvan stöter inte på några större svårigheter med de hjälpmedel som numera finns. I bild 10 finns en dylik uppmätning utförd, varvid dock spänningsförhållandet är omvänt. Vid uppmätning med signalgenerator erhålles värdena på detta sätt.

Den ovan angivna formeln över spänningsförhållandet vid en viss avvikelse från resonans kan för kontrollens skull tillämpas på kretsen i bild 10 även vid annat spänningsförhållande än $\sqrt{2}$. Väljer vi t.ex. spänningsförhållandet 5:1, så ser vi i bilden att vid denna höjd på resonanskurvan är hela bandbredden 20 kHz. Ungefär samma värde får man vid en uträkning enligt formeln.

Har man flera avstämde kretsar med mycket lös koppling till varandra eller skilda åt genom förstärkarrör, kan man multiplicera

alla värdena på $\frac{e_0}{e_1}$ för de olika kretsarna för att få en uppfattning om hela mottagarens selektivitet. Finns exempelvis ett bandfilter (se brev 4, bild 11 a) inlänkat i mottagaren, blir det svårare att enkelt räkna ut förhållandena, men man kan få en någorlunda riktig uppfattning om spänningen vid en viss frekvensavvikelse (kurvans form), om man först räknar med två löst kopplade kretsar och sedan korrigerar frekvensavvikelsen från resonansfrekvensen med ett värde lika med ena dubbeltoppens avstånd från resonans, vilket avstånd erhålles av skillnaden mellan ω_0 och ω ur formeln på sid. 4: 17.

Selektiviteten brukar för en mottagare såsom den upptas med en signalgenerator anges antingen som ett spänningsförhållande som

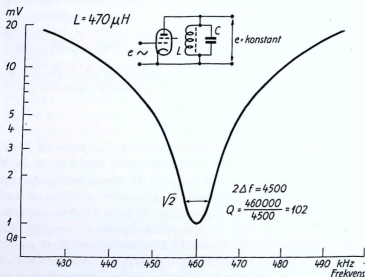


Bild 10. Resonanskurva för en krets innehållande spole med kärna av högfrequensjärn och avstämd till 460 kHz. Kurvan är upptagen medelst signalgenerator, varvid utgångsspänningen hållits konstant och ingångsspänningen avsatts som funktion av frekvensen. Kurvan är uppritad med logaritmisk spänningsskala.

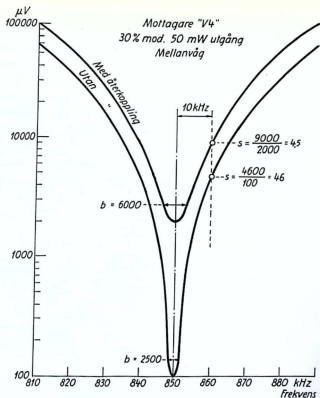


Bild 11. Selektivitetskurvor för tvåkretsmottagare.

uttrycker spänningen vid resonans, i förhållande till spänningen vid ett frekvensavstånd på 9, 18 och 36 kHz (motsvarande ett, två och fyra stationsavstånd) från resonans, eller som ett visst antal kHz som då uttrycker resonanskurvans bredd vid $\sqrt{2}$ gånger spänningen vid resonans. I senare fallet talar man även om mottagarens bandbredd.

På detta område härskar emellertid en viss förbistring i hur uppgifterna lämnas. För att inte någon förväxling skall ske, är det i tekniska uppgifter vanligt att ange vid vilken frekvensavvikelse ett visst spänningsförhållande gäller och alltid ange vid vilket

spänningsförhållande bandbredden ifråga gäller. Sålunda betyder selektiviteten $S_0 = 800$ att spänningsförhållandet är 800 gånger vid 9 kHz frekvensavvikelse. Spänningsförhållandet kan även anges i dB och i detta fall kunde selektiviteten även ha angivits som $S_0 = 58$ dB (800 gånger i spänningsförhållande kan på bild 9 i brev 1 avläsas till 58 dB). Den nyss angivna metoden, där man normerat det frekvensavstånd från resonans, vid vilket selektiviteten skall anges, utgör en rekommendation av Svenska Elektriska Kommissionen och torde komma att antas som svensk standard.

Man skiljer på två olika slag av selektivitet. Den ena är den ovan angivna, den andra gäller en mottagares beteende vid samtidig

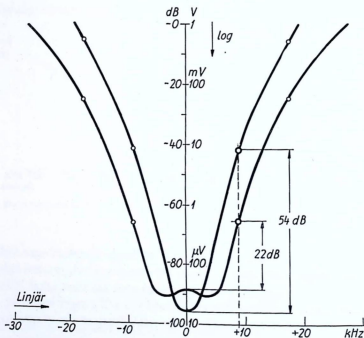


Bild 12. Selektivitetskurvor för superheterodyn-mottagare med variabel selektivitet. Som framgår av kurvorna är dämpningen på ett stationsavstånd 54 dB med den smalbandiga selektivitetskurvan medan den vid den bredbandiga endast är 22 dB.

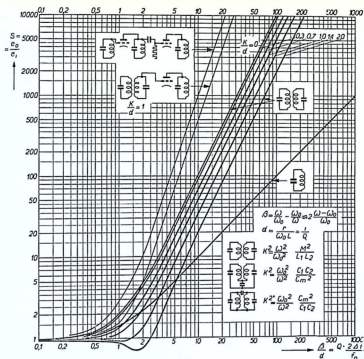


Bild 13. Kurvblad för grafisk beräkning av kretsars och bandfilters selektivitet. Vid två kretsar räknas med medelgodheten $Q = \sqrt{Q_1 \cdot Q_2}$. Yttre belastningsmotstånd och rörens dämpning skall inreduceras i respektive Q -värden. På lodräta axeln avläses spänningsförhållandet och på den vågräta relativa bandbredden.

inverkan av två signaler på olika frekvens. Man kallar de två selektivitetstyperna för ensignalselektivitet respektive tvåsignalselektivitet. Den senare är betydligt svårare att mäta upp än den förra. Man behöver för ändamålet två signalgenerators. Vidare kan selektiviteten vid tvåsignalmätning inte anges med ett par enkla tal utan måste anges med hjälp av en skara kurvor.

I bild 11 återfinns selektivitetskurvor för en mottagare upptagna vid ungefär mitten av mellanvågsområdet. Kurvorna gäller dels

med och dels utan återkoppling. Dessa kurvor är typiska för mindre, numera sällan förekommande raka mottagare. Man ser hur återkopplingen stegrar selektivitet och känslighet. Denna mottagare har endast två avstämda kretsar.

Hur selektivitetskurvorna kan se ut för en större mottagare med flera avstämda kretsar visas i bild 12. Kurvorna är typiska för s.k. superheterodynmottagare. Här tjänstgör en eller två avstämda kretsar för inkommande signalens frekvens, medan ytterligare ett antal, vanligen fyra, kretsar är avstämda till s.k. mellanfrekvens. Det är vanligen mottagarens mellanfrekvensdel, som har mest att betyda, när det gäller selektiviteten.

På senare tid har framkommit mottagare med *variabel selektivitet* för att kunna möta alla rimliga anspråk i fråga om ljudkvalitet och selektivitet. Vid mottagning av relativt svaga stationer och sådana stationer, som är störda av bredvidliggande, ställs största selektivitet in, och den önskade stationen kan då avlyssnas ganska ostörd, även om man får nöja sig med att gå miste om de höga tonerna i återgivningen. Om man däremot vill lyssna till lokalstationen eller någon station som ligger ostörd, kan bandbredden ökas, så att mottagaren förmår ge en fullgod ljudkvalitet. Den variabla bandbredden åstadkommes vanligen genom att ett eller flera av bandfiltren utrustas med variabel koppling mellan de båda avstämda kretsarna.

Som vi tidigare sett, beror både förstärkningen och selektiviteten i hög grad av de i en mottagare ingående spolarnas godhet. Godheten hos en spole ($Q = \frac{\omega L}{r}$) varierar med frekvensen, och emedan vinkelfrekvensen ingår i täljaren på uttrycket för godheten sker detta så, att godheten och även förstärkning och selektivitet ökar med frekvensen. Dock ökar förlusterna i någon mån med frekvensen, så att en viss motverkan av oregelbundenheten inträder. Därför brukar man vid mottagarkonstruktion ofta inrikta sig på att få fram en någorlunda likformig förstärkning och selektivitet, och detta kan ske genom att transformatorkoppling användes till högfrekvenskretsarna och att därvid primärkretsen göres så stor, att den får resonans för en frekvens strax under den lägsta, som skall förstärkas.

Utan att därmed gå in på någon matematisk behandling av selek-

tivitetsförhållandena vid mottagare med kretsar anordnade på olika sätt skall vi här för fullständighetens skull ange ett kurvblad, ur vilket en mottagares selektivitetsegenskaper kan bedömas relativt enkelt och med bättre överskådlighet än den, som kan uppnås med de tumregler som tidigare angivits. Bild 13 ger i stort sett vår tidigare formel för spänningsförhållandet i grafisk form. Till yttermera visso är även kurvor för tre kretsar och för ett bandfilter samt bandfilter plus en krets medtagna. Resultatet för tvenne bandfilter med mellanliggande förstärkning erhålles genom att man multiplicerar spänningsförhållandena för de båda filtren. Kurvorna finns för ett flertal olika hårt kopplade bandfilter. Det bör observeras att denna figur inte ger någon upplysning om hur stor den absoluta förstärkningen är. Denna räknas ut på vanligt sätt med hjälp av rörens och kretsarnas data. Liksom man ofta gör även i andra fall, bör man försöka ta hänsyn till rörens inre motstånd och andra kretsarna belastande motstånd genom att räkna in dem i kretsens resulterande parallellresistans.

HÖGFREKVENSKRETSARNAS PRAKTISKA UTFORMNING

Det är uppenbart att högfrekvenskretsarnas praktiska utformning är av den största betydelse för en radiomottagares egenskaper. Det gäller alltså att få fram kretsar med största möjliga godhet, och detta sker dels genom att en möjligast förlustfri kondensator användes och dels genom att kretsens spole utföres med så litet ohmskt motstånd och så små högfrekvensförluster, som de ekonomiska förhållandena medger. Vidare bör största möjliga hänsyn tas till rörens och anslutningarnas dämpande inverkan.

Om vi till en början tänker på kondensatorn, så bör den givetvis utföras med luftisolering mellan plattorna och dessutom bör det isolationsmaterial, som användes för den mekaniska uppbyggnaden, ha små förluster. De vridkondensatorer, som användes i moderna mottagare, har vanligen plattor av aluminium. Rotorplattorna är via axeln och dess lager, ofta kullager, elektriskt förenade med själva metallstativet medan paketet av statorplattor uppbäres av

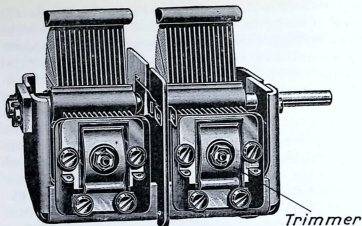
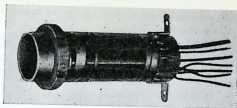


Bild 14. Vridkondensator i "2-gang"-utförande. På de yttersta rotorplattorna synas justeringsflikarna.

sparsamt tilltagna bitar av steatit eller något för ändamålet lämpligt bakelitmaterial. Vid mottagare med flera avstämda kretsar, som skall varieras samtidigt, användes dubbla, tredubbla osv. kondensatorer med möjligast lika kapacitans i alla vridningslägen. Kapacitansjusteringen i dessa "gangkondensatorer" sker genom böjning av de flikar, som bildas av de uppslitsade yttersta rotorplattorna, och kapacitansoleransen brukar härvid kunna hållas vid 0,2 à 0,5% delkondensatorerna emellan, och dessutom görs kondensatorernas kapacitanskurvor lika en viss normalkurva på ca 0,5% när, för att en och samma stationsskala skall kunna användas till flera apparater av samma typ. På varje enhetskondensator brukar ibland finnas en liten justeringskondensator (trimmer) för inställning av lika nollkapacitans i de olika kretsarna. I det fall mottagaren har flera våglängdsområden brukar trimmerkondensatorerna läggas över respektive kretsars spolar. Speciellt vid mottagare försedda med kortvågsområde är det viktigt att kondensatorplattorna är av sådant material, att de inte råkar i mekaniska svängningar genom vibrationer exempelvis från högtalaren. Luftgapet mellan plattorna i en vridkondensator för mottagare är vanligen mellan 0,2 och 0,4 mm.,



a



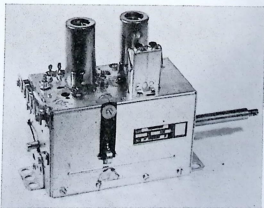
b



c



d



e

Bild 15. Exempel på avstämningsspoler till mottagare. a) Äldre typ med återkopplingsspolen vridbar inuti. b) Avstämningsspole med krysslindad långvägsspole och cylinderlindning för mellanväg. c) Trimmer 3–30 pF, delvis i genomskärning. d) Reflexklystron. e) Kanalväljare.

och därför är det av betydelse att kondensatorns mekaniska uppbyggnad göres stabil.

Det är få delar i en radiomottagare, som kan ha så varierande utförande som just spolarna i de avstämda kretsarna. Sedan radions barndom har spolarna undergått stora förändringar, och framför allt har de blivit mindre. Med hänsyn till förlusterna kan spolarna lika gärna göras relativt små, och därvid vinner man att även skärmningen får mindre dimensioner och det hela blir billigare. På långvåg och mellanvåg användes oftast krysslindade spolar, och godheten är vid dessa spolar inte svår att få tillräckligt stor. Vid spolar för de medellånga vågorna användes tidigare cylinderlindning eller en kombination av cylinderlindning och krysslindning, och på de senaste åren har spolar med kärna av högfrekvensjärn blivit allt mer

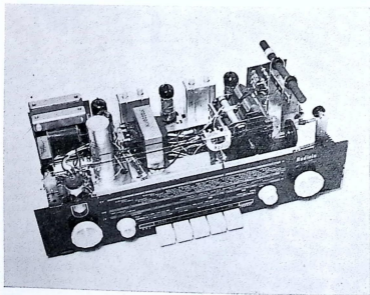


Bild 16. Mottagarchassi för kombinerad AM- FM-mottagare. Längst till vänster nätaggregat och lågfrekvensdel med utgångstransformatorn. I bakre raden mellanfrekvenstransformatorerna, till höger vridkondensatorn (jfr bild 12). Den tjocka staven längst till höger är den inbyggda s.k. ferritantennen.

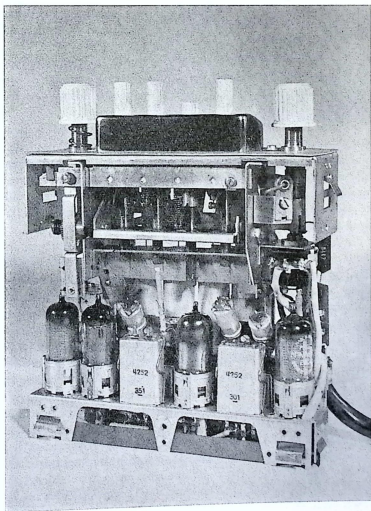


Bild 17. Chassi till en ~~modern~~ bilradio. De två rektangulära burkarna är mellanfrekvenstransformatorer, och ovanför dessa syns ett par trimrar som ingår i högfrekvenskretsarna. Rören är s.k. rimlockrör av helglastyp.

populära. Högfrekvensjärnet består av på kemisk väg ytterst finfördelat rent järn sammanblandat med något förlustfritt isolationsmaterial och sammanpressat till en mer eller mindre sluten kärna, vilken höjer luftspolens induktans 4 à 6 gånger utan att förlustmotståndet nämnvärt ökas. Genom införande av en dylik järnkärna får man alltså fram en spole med en godhet, som är betydligt större än den, man erhåller med en spole av samma storlek utan kärna. Det är även av en viss betydelse att materialet på vilket spolen lindas har små förluster.

Spolarna i en flerkretsmottagares avstämda kretsar skall justeras till så lika induktans som möjligt, och den noggrannhet som hålles i vanliga rundradioapparater håller sig omkring 0,2%. Induktansförändringen sker vid luftlindade spolar genom att ett eller ett par varv förskjutas i axiell led (konstanten k ändras i formeln på sid. 3:6) och vid järnkärnespolar genom att en del av järnkärnan förskjutes så att den induktansförhöjande verkan av kärnan förändras.

För kretsarnas omkoppling mellan olika våglängdsområden användes speciella våglängdsomkopplare av en typ, vars konstruktion i princip framgår av bild 18. De olika omkopplaresektionerna sköter var sin krets och kan vid behov avskärmas från varandra. Vanligen brukar en dylik omkopplare placeras rakt under spolarna eller vridkondensatorn så att ledningarna blir så korta som möjligt. Vid en sådan omkopplare är det viktigt att kontaktmotståndet är lågt (storleksordning under 0,01 ohm) och att kapacitansen mellan bredvid varandra liggande kontaktfjädrar är liten (ca 0,5 pF).

Vid mottagare med flera avstämda kretsar med förstärkarrör emellan är det mycket viktigt, att kretsarna och speciellt spolarna är väl avskärmade från varandra. Vanligen inneslutes spolarna i burkar av metall med stor ledningsförmåga, företrädesvis koppar och aluminium. En skärmning verkar alltid som en ökning av spolens förluster och en minskning av induktansen, mera ju mindre skärmboksen är i förhållande till spolen. Som allmän regel gäller att skärmboksen skall vara så stor som möjligt och materialets godstjocklek så stor, som de ekonomiska förhållandena rimligtvis medge. Vidare är det av vikt att de ledningstrådar i kretsarna, som ligger i närheten av varandra, är kapacitivt avskärmade från varandra, och även att kretsarnas "jord"-förbindningar hållas väl isär. Det är framför allt

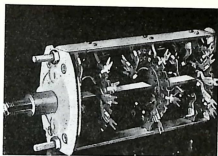


Bild 18. En typ av våglängdsomkopplare som användes i större mottagare.

av högfrekvenskretsarnas konstruktion och anordnande som en radiomottagares känslighet och selektivitet beror.

Räkneexempel

1. En högfrekvensförstärkare är kopplad med avstämd anodkrets. Kretsen har en spole med induktansen $1\,800\ \mu\text{H}$ och effektiva högfrekvensmotståndet $25\ \Omega$ och arbetar vid våglängden $1\,500\ \text{m}$. Över kretsen ligger även kopplat gallerläckan och diodmotståndet för den efterföljande detektorn, tillsammans utgörande $500\,000\ \Omega$. Hur stor blir förstärkningen vid resonans och förhållandet mellan förstärkningen vid resonans och $10\,000\ \text{Hz}$ från resonans, dels utan hänsyn tagen till de båda rörenas dämpande inverkan och dels om kretsens effektiva godhet anses påverkad av de båda rörenas dämpning? Rörets branthet i arbetspunkten är $2\ \text{mA/V}$ och förstärkningsfaktorn 900 .

Vi börjar med att räkna ut kretsens egen impedans Z och godhetstal Q vid våglängden $1\,500\ \text{m}$ eller frekvensen $\frac{300\,000}{1\,500} = 200\ \text{kHz}$

$$Z = \frac{\omega^2 L^2}{R} = \frac{4\pi^2 \cdot 200^2 \cdot 10^6 \cdot 1\,800^2 \cdot 10^{-12}}{25} = 204\,000\ \Omega$$

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{2\pi \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 1\,800 \cdot 10^{-6}}{25} = 90$$

Förstärkningen blir, om den yttre dämpningen ej medräknas, brantheten gånger kretsens impedans eller

$$A = S \cdot Z = \frac{2}{1\,000} \cdot 204\,000 = 408 \text{ gånger}$$

Enligt formeln på sid. 9:12 får vi spänningsförhållandet vid 10 000 perioders frekvensavvikelse, vilket även är ett mått på selektiviteten

$$S_{10} = \frac{e_0}{e_1} = \sqrt{1 + Q^2 \left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2} = \sqrt{1 + 90^2 \cdot \left(\frac{2 \cdot 10\,000}{200 \cdot 10^3}\right)^2} = 9,05$$

Sedan får vi räkna ut de verksamma värdena på Z och Q när de yttre dämpningarna inräknas. Rörets inre motstånd kan räknas ut av värdena på branthet och förstärkningsfaktor och blir

$$R_i = \frac{\mu}{S} = \frac{900 \cdot 1\,000}{2} = 450\,000 \, \Omega$$

De tre parallellkopplade ohmska impedanser, som tillsammans utgör det nya Z -värdet, är alltså rörets 450 000 Ω , kretsens 204 000 Ω och den efterföljande detektorns 500 000 Ω eller uträknat

$$Z' = \frac{0,204 \cdot 0,45 + 0,204 \cdot 0,5 + 0,45 \cdot 0,5}{0,204 \cdot 0,45 \cdot 0,5} = 0,11 \text{ M } \Omega$$

$$Q' = \frac{Z'}{\omega L} = \frac{110\,000}{2\pi \cdot 200 \cdot 10^3 \cdot 1\,800 \cdot 10^{-6}} = 48,5$$

Förstärkningen blir nu

$$A = S \cdot Z' = \frac{2}{1\,000} 110\,000 = 220 \text{ gånger}$$

och selektivitetstalet får värdet

$$S_{10} = \frac{e_0}{e_1} = \sqrt{1 + 48,5^2 \left(\frac{2 \cdot 10\,000}{200 \cdot 10^3}\right)^2} = 5,0$$

2. En mottagare har tre avstämde kretsar, alla med godheten hos spolarna lika ($Q = 100$). Mottagning antas ske på en station med frekvensen 1 000 kHz, och därvid tillföres detektorn högfrekvensspänningar av storleken 0,5 volt. Hur stora spänningar från en annan station med frekvensen 1 018 kHz (två stationsavstånds

frekvensskillnad) kommer att tillföras detektorn, om det antas att denna senare station på mottagningsplatsen har samma styrka som den förra?

Enligt känd formel får vi spänningsförhållandet vid endast *en* krets

$$S_{18} = \frac{e_0}{e_1} = \sqrt{1 + 100^2 \left(\frac{2 \cdot 18\,000}{1\,000 \cdot 10^3} \right)^2} = 3,75$$

Vid *tre* kretsar får vi sedan multiplicera de tre kretsarnas selektivitetstal och resultatet blir i detta fall ett spänningsförhållande för hela apparaten på

$$3,75^3 = 53$$

vilket ger en högfrekvensspänning från den främmande stationen på

$$\frac{0,5}{53} = 0,0094 \text{ V}$$

Detta värde får endast betraktas som ungefärligt, ty ingen hänsyn har tagits till rörens dämpning m.m. Om vi ytterligare antar att en av kretsarna i apparaten är försedd med återkoppling, som ökar förstärkningen vid resonans och alltså även kretsens godhet ca 70 gånger, blir den återkopplade kretsens selektivitetstal 252 och hela mottagarens spänningsförhållande blir

$$3,75 \cdot 3,75 \cdot 252 = 3\,550$$

vilket betyder en avsevärd ökning av selektiviteten hos mottagaren förutom den ökade känsligheten.

3. Vid en högfrekvenskrets, avsedd för frekvensen 465 kHz, har resonanskurvan upptagits och befunnits ha en bredd vid $\sqrt{2}$ gånger toppspänningen av 4 500 Hz. Kretsens induktans är 0,8 mH. Sök kretsens impedans vid resonansfrekvensen och beräkna förstärkningen hos ett rör med brantheten 2,1 mA/V och inre motståndet 0,5 M Ω om denna krets användes som avstämmd anodkrets.

Vi räknar först ut kretsens godhet (Q-värde) och får då enligt formel på sid. 00.

$$Q = \frac{f_0}{2 \Delta f} = \frac{465\,000}{4\,500} = 103$$

Därefter fås impedansen genom multiplikation av Q med ωL eller

$$Z = Q \cdot \omega L = 103 \cdot 2\pi \cdot 465\,000 \cdot 0,0008 = 240\,000$$

Förstärkningen fås sedan som rörets branthet gånger det kombinationsmotstånd, som bildas av kretsimpedansen och rörets inre motstånd

$$A = \frac{2,1}{1\,000} \cdot \frac{240\,000 \cdot 500\,000}{240\,000 + 500\,000} = 340 \text{ gånger}$$

4. Det gäller att jämföra två mottagare, den ena innehållande två avstämda kretsar med godheten $Q = 100$, den andra innehållande fyra kretsar med godheten 50. Sök för detta ändamål jämförliga selektivitetstal vid 9 000 och 45 000 Hz frekvensavvikelse (resp. ett och fem stationsavstånd) vid 300 m våglängd.

Vid ett stationsavstånd erhålles vid 300 m våglängd eller 1 000 kHz

$$s_{9_2} = \frac{e_0}{e_1} = \sqrt{1 + 100^2 \left(\frac{2 \cdot 9\,000}{1\,000 \cdot 1\,000} \right)^2} = 4,25$$

och
$$s_{9_4} = \sqrt{1 + 50^2 \left(\frac{2 \cdot 9\,000}{1\,000 \cdot 1\,000} \right)^4} = 3,25$$

Vid fem stationsavstånd får vi i stället

$$s_{45_2} = \sqrt{1 + 100^2 \left(\frac{2 \cdot 45\,000}{1\,000 \cdot 1\,000} \right)^2} = 82$$

och
$$s_{45_4} = \sqrt{1 + 50^2 \left(\frac{2 \cdot 45\,000}{1\,000 \cdot 1\,000} \right)^4} = 450$$

Det har alltså visat sig, att när det gäller att skilja två närliggande stationer, har de två mottagarna ganska lika egenskaper. Mottagaren med de två bättre kretsarna är till och med något bättre i fråga om selektivitet. Om det emellertid i stället gäller att få bort en stark lokalstation som vill breda ut sig över ett stort frekvensområde är mottagaren med de fyra sämre kretsarna avgjort bättre. Om man räknar ut det frekvensavstånd vid vilket de båda apparaterna har samma selektivitet finner man att detta är ca 14 000 Hz. Av

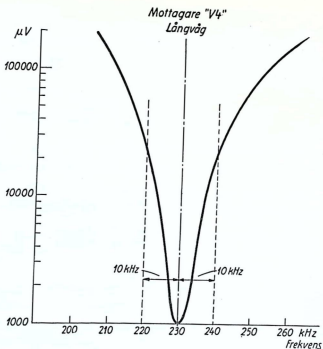


Bild 19. Figur till Ex. 5.

detta exempel framgår även att man icke kan få en tillräcklig uppfattning av en mottagares selektivitet endast genom att angiva selektivitetstalet för en enda frekvensavvikelse utan selektiviteten bör anges för åtminstone två lämpligt valda eller helst genom en kurva. För ljudkvaliteten är det tydligen fördelaktigare att arbeta med flera sämre kretsar än med färre bättre kretsar.

5 • På en äldre mottagare som hade två avstämde kretsar upptogs en selektivitetskurva utan återkoppling vid frekvensen 230 kHz och dess utseende framgår av bild 19. Vi antar att de bägge kretsarna har samma godhet och deras yttre belastning härrörande från rör och antennkrets m.m. även är lika och har storleken 0,25 M Ω per

krets. Avstämningsspolarna har induktansen $1\,800\ \mu\text{H}$. Sök det ohmska motståndet i spolarna vid ifrågasatt frekvens.

Enligt bilden har vi vid $10\,000\ \text{Hz}$ frekvensavvikelse i runt tal spänningsförhållandet 20 för hela apparaten. Kretsarnas effektiva godhet Q' får man alltså enligt känd formel

$$20 = \sqrt{1 + Q'^2 \left(\frac{2 \cdot 2\pi \cdot 10\,000}{2\pi \cdot 230 \cdot 10^3} \right)^2}; \quad Q' = 50$$

Härav fås kretsarnas effektiva impedans Z'

$$Z' = Q' \cdot \omega L = 50 \cdot 2\pi \cdot 230\,000 \cdot 1\,800 \cdot 10^{-6} = 130\,000\ \Omega$$

I detta värde ingår nu den yttre dämpningen $250\,000\ \Omega$ och kretsen ensam får alltså en impedans Z som bestäms av

$$\frac{1}{Z'} = \frac{1}{Z} + \frac{1}{250\,000} \quad Z = \frac{250\,000 \cdot 130\,000}{250\,000 - 130\,000} = 270\,000$$

och sedan får vi slutligen

$$Z = \frac{\omega^2 L^2}{R} = 270\,000 = \frac{4\pi^2 \cdot 230^2 \cdot 10^6 \cdot 1\,800^2 \cdot 10^{12}}{R}; \quad R = 25\ \Omega$$

6. En mottagare har en mellanfrekvensförstärkare med fyra avstämda kretsar sammanförda till två bandfilter på vanligt sätt liggande före och efter mellanfrekvensröret. Vi antar, att kretsarna inklusive förluster från rören har $Q = 90$ för de första och $Q = 75$ för de båda kretsarna efter mellanfrekvensröret. Kopplingen mellan de båda kretsarna anses vara kritisk i båda bandfiltren, dvs. $\frac{K}{d} = 1$. Mellanfrekvensförstärkaren arbetar på frekvensen $470\ \text{kHz}$. Sök mellanfrekvensdelens selektivitet S_{10} och S_{20} .

Innan vi går in i kurvbladet bild 13 måste vi ta reda på $\frac{\beta}{d}$. $10\,000\ \text{Hz}$ frekvensavvikelse ger $2\Delta f = 20\ \text{kHz}$ och för det första filtret gäller

$$\frac{\beta}{d} = Q \cdot \frac{2\Delta f}{f_0} = 90 \cdot \frac{20}{470} = 3,8$$

och för det andra

$$\frac{\beta}{d} = 75 \cdot \frac{20}{470} = 3,2$$

Motsvarande för 20 000 Hz frekvensavvikelse blir

$$\frac{\beta}{d} = 90 \cdot \frac{40}{470} = 7,7 \quad \text{resp.} \quad \frac{\beta}{d} = 75 \cdot \frac{40}{470} = 6,4$$

Med dessa värden går vi sedan in i bild 13 och läser av vid kurvan gällande ett bandfilter och $\frac{K}{d} = 1$ och läser

$$S = 7 \text{ och } S = 5 \text{ resp. } S = 30 \text{ och } S = 20$$

$$\text{varav } S_{10} = 35 \text{ och } S_{20} = 600$$

SVARSUPPGIFTER · Brev 9

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Varför anordnas neutralisering vid högfrekvensförstärkare med trioder och hur sker detta?
2. Vad utmärker kaskodkopplingen?
3. Hur kan man definiera en högfrekvensförstärkares eller en mottagares selektivitet?
4. Varför är det ur selektivitetssynpunkt fördelaktigare att begagna en pentod än en triod vid högfrekvensförstärkning med avstämde kretsar?
5. Varför användes koppar och aluminium särskilt ofta till skärmbboxar för högfrekvensspolar?
6. Högfrekvensförstärkaren i en mottagare innehåller fyra avstämde kretsar vilka alla består av en spole med induktansen $160 \mu\text{H}$ och högfrekvensmotståndet 7Ω . Kapacitansen i kretsarna är 250 pF . Hur stor är mottagarens bandbredd vid t.ex. spänningsförhållande $\sqrt{2}$ eller 10 ? (det gäller här en rak högfrekvensförstärkare med rör mellan kretsarna).
7. Varför är det olämpligt att använda motståndskoppling vid högfrekvensförstärkning?

LÅGFREKVENSFÖRSTÄRKNING

Vid högfrekvensförstärkningen, som vi förut gått igenom, gällde det vanligen att få hög förstärkning vid endast en frekvens eller möjligen över ett relativt litet frekvensområde. När det gäller lågfrekvensförstärkare är problemet i allmänhet att få med ett så stort frekvensområde som möjligt utan att förstärkningens storlek minskas. Alla de tidigare behandlade kopplingarna för elektronröret som förstärkare kan användas även vid lågfrekventa (*tonfrekventa*) spänningar (frekvenser under 15 000 à 20 000 Hz) och vi kan här, liksom i vissa fall även när det är fråga om högfrekvens, skilja mellan *spänningsförstärkning* och *effektförstärkning*. Den senare användes, vilket ju framgår av namnet, vid sista steget i en mottagare eller en sändare med högfrekvensförstärkning. Även modulorröret i en sändare är i allmänhet att anse som ett effektförstärkarrör. I princip är skillnaden mellan spänningsförstärkning och effektförstärkning ingen utan det är huvudsakligen i rörets storlek och egenskaper skillnaden ligger.

Vidare skilljer man mellan följande slag av förstärkning beroende på rörets eller rörens arbetssätt, nämligen klass A, klass B, klass AB och klass C. Vi skall nu gå igenom dessa i tur och ordning.

Klass A förstärkare

Till denna klass förstärkare hör praktiskt taget alla de typer av förstärkare vi tidigare sysslat med och utmärkande för densamma

är att röret arbetar på möjligast *rak del* av karakteristiken och hela tiden med amplituder ej större än att *gallret* hela tiden *har negativ spänning*. Förstärkningens storlek har vi tidigare konstaterat, och vi kommer nu att återgå till detta problem i samband med hela det lågfrekventa frekvensområdet och studera förhållandena något mer detaljerat.

Vi börjar med *motståndskoppling* och ritar upp principschemat för en förstärkare med alla rörkapacitanser, kopplingskapacitanser och motstånd inritade. Detta ser ut som i bild 1 a; bild 1 b visar det ersättningsschema enligt vilket man lämpligen bör räkna. Motståndet R_k och kondensatorerna C_k har till uppgift att åstadkomma respektive stabilisera den i förhållande till katoden negativa gallerlikspänningen. Strängt taget är det katoden, som genom det spänningsfall, som anodströmmen ger i R_k , "lyftes upp" en viss potential, som utgör gallerförspanningen, tillförd gallret genom gallerläckan. Katodmotståndets storlek beräknas enligt formeln

$$R_k = \frac{V_g}{I_k}$$

där V_g är den önskade gallerlikspänningen och I_k är rörets katodström. I_k är tydligen vid trioder lika med anodströmmen. Vid pentoder är I_k lika med summan av anod- och skärmgallerströmmarna. Tills vidare bortser vi från den inverkan en allt för liten kondensator C_k kan ha och antar denna mycket stor. Ävenså bortser vi från den inverkan kapacitansen $C_{g_{a1}}$ kan ha på gallerväxelspänningen på första röret och anser den endast verka som en ökning av C_a . Strängt taget skulle densamma därvid räknas seriekopplad med C_{g1} . De verkliga talvärdena visar tydligt vilka approximationer, som utan vidare kan göras.

För de lägsta frekvenserna är det av vikt att kopplingskondensatorn C har tillräckligt stort värde, och här inverkar alla de små parallellkapacitanserna inte på förstärkningens storlek. Vid de högsta frekvenserna däremot har kopplingskondensatorns storlek ingen betydelse, medan däremot parallellkapacitansernas kortslutande verkan kan minska förstärkning avsevärt. För att underlätta behandlingen av problemet uppdelar vi det i tre delar. Vi behandlar alltså de *medelböga frekvenserna för sig* utan att ta hänsyn till

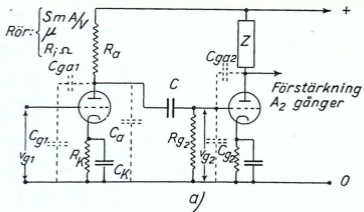


Bild 1. Schema för motståndskopplad förstärkare. b) Ersättningsschema för beräkning av förstärkningen vid olika frekvenser.

parallell- och seriekondensatorers olämpliga dimensioner, de lägsta frekvenserna för sig och de högsta för sig.

Om vi anser att det frekvensområde, som vi skall täcka ligger ungefär mellan 20 och 15 000 Hz, kan vi säga att det omtalade medelhöga frekvensområdet sträcker sig mellan ca 300 och 3 000 Hz. För detta område räknas förstärkningen ut enligt förut angivna formler (sid. 6:8) och för en anordning enligt bild 1 får vi alltså

elektromotoriska kraften $\mu \cdot v_{g1}$ med inre motståndet R_i arbetande på en belastning bestående av R_a och R_{g2} parallellkopplade eller

$$\text{förstärkningen} = A_M = \mu \frac{\frac{R_a \cdot R_{g2}}{R_a + R_{g2}}}{R_i + \frac{R_a \cdot R_{g2}}{R_a + R_{g2}}}$$

Denna formel kan även skrivas

$$A_M = \frac{\mu}{R_i} \cdot \frac{1}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_{g2}}} = S \cdot \frac{1}{G_i + G_a + G_{g2}}$$

där $S = \frac{\mu}{R_i}$, $G_i = \frac{1}{R_i}$, $G_{g2} = \frac{1}{R_{g2}}$ och $G_a = \frac{1}{R_a}$

Om vi sedan inför en beteckning på något som vi kan kalla parallellmotståndens effektiva ledningsförmåga G_e (se även sid. 3:2) blir

$$G_e = \frac{G_{g2} (G_a + G_i)}{G_a + G_i + G_{g2}}$$

och efter räkningar, som vi här ej närmare går in på, får vi ett uttryck för förstärkningen vid låga frekvenser

$$A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{G_e}{\omega C}\right)^2}}$$

Här är ω vinkelfrekvensen $2 \pi f$ för ifrågakvarande frekvens och C kopplingskapacitansen enligt bild 1.

Om man i stället vill uttrycka spänningsförstärkningen i dB (decibel, se sid. 1:17-1:18) sker detta i förhållande till förstärkningen vid medelhöga frekvenser, och om vi sedan väljer denna förstärkningsnivå som nollnivå (= 0 dB), får vi vid de låga frekvenserna en sänkning av förstärkningen på grund av kopplingskapacitansen, som är i dB räknat

$$\text{spänningsförlusten} = 20 \cdot 10 \log \sqrt{1 + \left(\frac{G_e}{\omega C}\right)^2} \text{ dB}$$

vilken vi alltså har att draga ifrån den nivå, som förstärkningen vid de medelhöga frekvenserna har. I bild 2 återfinns ett diagram, ur

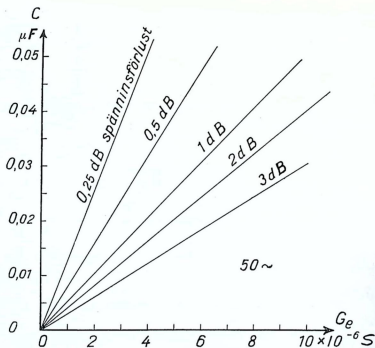


Bild 2. Diagram över spänningsförlusten i en motståndskopplad förstärkare vid 50 Hz för olika kopplingskondensatorer.

vilket kopplingskondensatorns erforderliga storlek kan utläsas för en viss spänningsförlust och känt värde på G_e . Kurvorna gäller endast för 50 Hz, men de kan även utnyttjas för andra frekvenser om kondensatorskalan ändras i omvärd proportion till frekvensförhållandet hänfört till 50 Hz. Vid exempelvis tredubbla frekvensen 150 Hz blir avläsningen på kondensatorskalan endast tredjedelen av de i diagrammet angivna värdena.

När det sedan gäller de *högsta* frekvenserna kommer kopplingskapacitansen inte med i formlerna, utan det blir summan av alla parallellkapacitanserna och kombinationen av alla de parallellt liggande motstånden enligt ersättningsschemat i bild 1 b, som bestämmer hur stor förstärkningen blir. Om vi kallar alla dessa

shuntkapacitanser tillsammans för $C_e = C_{g01} + C_a + C_{g2} + C_{g02} \cdot (1 + A_2)$ (här är C_{g01} ungefär densamma som C_{g1} och C_{g01} i serie, och A_2 är förstärkningen i andra röret) och inför en ny effektiv ledningsförmåga G'_e får vi

$$G'_e = G_a + G_i + G_{g2}$$

Vid uträkning av förstärkningen kommer man till, att densamma vid de *högsta* frekvenserna blir

$$A_H = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega C_e}{G'_e}\right)^2}}$$

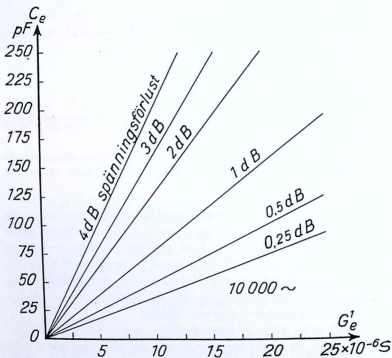


Bild 3. Spänningsförlusten hos en motståndskopplad förstärkare som funktion av parallellkapacitans och motståndsvärden vid 10 000 perioder.

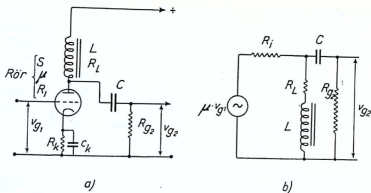


Bild 4. Drosselkopplat förstärkerör och kopplingens ersättningsschema.

och spänningsförlusten blir alltså här i likhet med vid de lägsta frekvenserna

$$\text{spänningsförlusten} = 20 \cdot \log \sqrt{1 + \left(\frac{\omega C_e}{G'_e}\right)^2} \text{ dB}$$

I bild 3 återfinns ett liknande diagram, för de högsta frekvenserna, som det vi i föregående bild haft för de lägsta. Även här gäller det endast för en frekvens nämligen 10 000 Hz, och för andra frekvenser får kapacitansskalan räknas om på liknande sätt så att t.ex. 100 pF vid 10 000 Hz motsvarar 200 pF vid 5 000 Hz. I praktiken får man alltid räkna med, att även kapacitansen hos ledningsstrådarna har en viss inverkan och därför måste medräknas i rörkapacitanserna eller ingå som ett tillägg på 3–10 pF i C_e .

Motståndskopplingen är den vanligaste av alla för lågfrekvensförstärkning, och detta beror på att den ger en god frekvenskaraktäristik och är billig att anordna. Lämpligen arbetar man med rör, som har stor förstärkningsfaktor, och därvid bör anodmotståndet R_a väljas så stort som möjligt, för att förstärkningen skall bli stor och även för att distorsionen på grund av den alltid i någon mån krökta rörkurvan skall hållas nere. Å andra sidan får anodmotståndet inte ha för högt värde, om återgivningen av de höga frekvenserna skall kunna hållas uppe. Ett högt anodmotstånd ger även

stort likspänningsfall och därmed låg likspänning på anoden, varför i dylika fall fordras hög tillförd anodspänning. Gallermotståndet R_{g2} bör ha ett stort värde, vilket uppåt begränsas av det högsta tillåtna värde, som anges av rörfabrikanterna.

Drosselkoppling användes någon gång för lågfrekvensförstärkning och därvid är, som vi tidigare sett (sid. 6: 10), förstärkningen vid *medelhöga frekvenser* lika med förstärkningsfaktorn, eller noga räknat enligt bild 4 om inverkan av gallermotståndet R_{g2} beaktas

$$A_M = \mu \frac{R_i + R_{g2}}{R_{g2}}$$

Vid de lägsta frekvenserna tillkommer inverkan av drosselns induktans, och om kopplingskondensatorn anses stor och drosselns ohmska motstånd försummas i jämförelse med reaktansen gäller approximativt

$$A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 L^2} \left(\frac{R_i R_{g2}}{R_i + R_{g2}} \right)^2}}$$

För de högsta frekvenserna gäller samma formel som vid motståndskopplingen, endast med den skillnaden att drosselns egenkapacitans även får räknas in i C_e . Drosselkopplingen användes stundom i kombination med motståndskoppling, och därvid låter man den likspänning, som skall tillföras röret, passera drosseln så att intet nämnvärt spänningsfall uppstår. Härigenom kan man reda sig med betydligt mindre tillförd anodspänning än vid ren motståndskoppling.

För att i någon mån kunna bemästra *transformatorkopplingen* i dess olika former måste vi känna till dess ersättningsschema. I bild 5 är uppritat ett principschema för en transformatorkopplad förstärkare med ett slutsteg, som är belastat. Vi behandlar först transformatorn mellan de bägge rören, som går obelastad, dvs. motståndet R_b i ersättningsschemat saknas.

Även här delar vi lämpligen upp frekvensområdet i tre delar liksom förut och för *mellanområdet* gäller som tidigare påpekats helt enkelt att förstärkningen A_M är förstärkningsfaktorn gånger transformatorns omsättningstal. Vid de *lägsta frekvenserna* får vi ett ersätt-

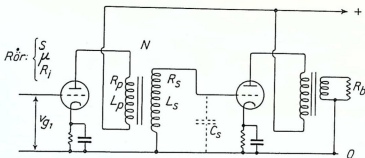


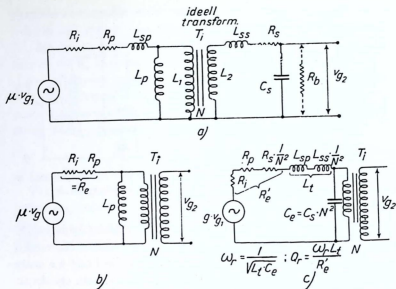
Bild 5. Transformatorkopplad förstärkare med en obelastad och en belastad transformator.

ningsschema att räkna med, där endast primärlindningens induktans och ohmska motstånd inverkar. Här ligger primärinduktansen utbruten för sig och den egentliga transformatorn i bild 6 a anses ideell, dvs. utan ohmska motstånd, utan läckning, utan egenkapacitans och med oändligt stor induktans. Omsättningstalet är N (> 1 vid upptransformering). En uträkning av förstärkningen på känt sätt ger nu till resultat för vinkelfrekvensen $\omega = 2\pi f$

$$A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_i + R_p}{\omega L_p}\right)^2}}$$

I bild 7 är uppritat ett diagram över erforderlig primärinduktans vid 50 Hz för olika minskning av förstärkningen vid olika $R_i + R_p = R_e$ (R_e kan vi lämpligen kalla effektiva ohmska belastningen).

Vid de högsta frekvenserna bortfaller den kortslutande inverkan av primärinduktansen när ωL blir stor i jämförelse med de ingående motstånden, men i stället kommer läckinduktanserna i de bägge lindningarna samt alla parallellkapacitanser att ge upphov till resonansfenomen, vilka höjer eller sänker förstärkningen. Vi tänker oss allting överreducerat till primärsidan och får då ett ersättningschema enligt bild 6 c. Följande beteckningar införes, $R'_e = R_i + R_p + \frac{R_s}{N^2}$; $C_e = C_s N^2$, (C_s innefattar såväl sekundärlindningens



Fild 6. a) Den obelastade transformatorns ersättnings-
schema. b) Ersättningschema vid låga frekvenser. c)
Ersättningschema vid höga frekvenser.

som det efterföljande rörets verksamma kapacitanser. Primärind-
ningens och första rörets kapacitanser kan vanligen försummas i
detta sammanhang.) $L_t = L_{sp} + \frac{L_{ss}}{N^2}$, $2\pi f_r = \omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_t C_e}}$ och
 $Q_r = \frac{\omega_r L_t}{R'_e}$ varefter en ganska omständlig räkning ger för fre-
kvensen f det approximativa resultatet

$$A_H = \frac{A_M}{\sqrt{\left(1 - \frac{f^2}{f_r^2}\right)^2 + \frac{f^2}{f_r^2} \cdot \frac{1}{Q_r^2}}}$$

Som resultat vid en uträkning, vilken ju blir ganska vansklig om
inte alla data är fullt kända, kan man som sagt även få en höjning av
förstärkningen i närheten av resonansfrekvensen f_r . Denna höjning
är större ju större värde Q_r har och vid exempelvis $Q_r = 2$ erhålles

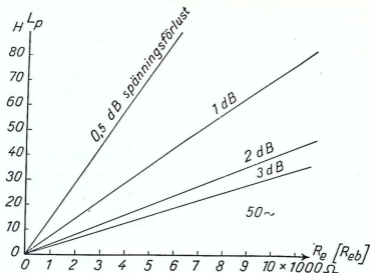


Bild 7. Spänningsförlust i transformator vid 50 Hz som funktion av primärinduktans och effektivt motstånd.

upp emot 6 dB höjning och för $Q_r = 1$ håller sig höjningen vid 1 dB. Genom lämplig dimensionering av läckning, egenkapacitans och motstånd hos speciellt sekundärlindningen i en lågfrekvens-transformator kan man åstadkomma en förstärkningskurva av önskad form. Vanligen gäller det att komma så högt upp i frekvens som möjligt, och detta åstadkommes dels genom att lindningen göres med så liten egenkapacitans som möjligt och dels genom att läckningen hålles låg, vilket sker genom att primär- och sekundärlindning lindas omväxlande i lager eller skivor. Resonansstoppen är vanligen inte önskvärd och hålles nere genom att sekundärlindningen ges högt ohmskt motstånd. Konstruktioner har till och med förekommit, där sekundärlindningen gjorts med motståndstråd (konstantan). Av det föregående framgår, att man i viss mån kan bedöma en lågfrekvenstransformators egenskaper vid låga frekvenser genom att känna på dess vikt. En tung transformator har vanligen stor primärinduktans.

Omsättningstalet för lågfrekvenstransformatörer, avsedda att kopplas mellan två rör, håller sig vanligen mellan $N = 3$ och $N = 6$ (upptransformering). Ju mindre omsättningen är desto större förutsättningar finns för att frekvenskurvan är god. Här gäller, som så ofta i andra fall, att en stor förstärkning endast går att åstadkomma på bekostnad av det förstärkta frekvensområdets storlek.

Vi övergår nu till den *belastade transformatorn*, vilken vanligen användes för att ansluta en belastning t.ex. en högtalare till ett rör, en linje eller en annan spänningskälla med inre motstånd, så att största effekt utvinnes. Även här delar vi upp frekvensområdet i tre delar, och för medelområdet får vi ett ersättningschema enligt bild 8 a, varvid återigen alla storheter reducerats över till primärsidan. För överföringen genom transformatorn gäller

$$A_M = \frac{v_2}{v_1} = N \frac{\frac{R_b}{N^2}}{R_i + R_p + \frac{R_s + R_b}{N^2}}$$

$$\left[= N \frac{R_b}{N^2 R_i + R_b} \text{ om } R_p \text{ och } R_s \text{ är små} \right]$$

v_1 är t.ex. vid ett rör $= \mu \cdot v_p$. Vid de *lägsta frekvenserna* tillkommer inverkan av primärinduktansen L_p och med en för praktiska fall tillräcklig noggrannhet kan förstärkningen här anges till

$$A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_{eb}}{\omega L_p}\right)^2}}$$

där R_{eb} är det effektiva belastningsmotståndet över röret eller

$$R_{eb} = \frac{(R_i + R_p)(R_s + R_b)}{N^2 \left(R_i + R_p + \frac{R_s + R_b}{N^2} \right)} \approx \left[\frac{R_i \cdot R_b}{N^2 \cdot \left(R_i + \frac{R_b}{N^2} \right)} \right]$$

För direkt uträkning vid 50 Hz kan även nu bild 7 användas om R_{eb} införes på den horisontella axeln i diagrammet. För andra frekvenser förfäres på samma sätt som förut, så att exempelvis 20 H vid 50 Hz motsvaras av 10 H vid 100 Hz.

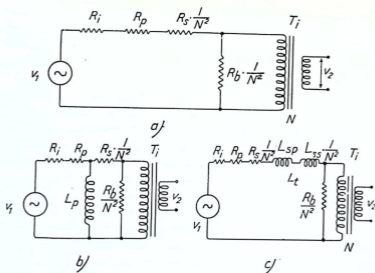


Bild 8. a) Den belastade transformatorns ersättningschema för medelhöga frekvenser med alla storheter överreducerade till primärsidan. b) Ersättningschema vid låga frekvenser. c) Ersättningschema vid höga frekvenser.

Vid de *höga frekvenserna* får vi in verkan av läckinduktanserna i stället för primärinduktansen. De lindningskapacitanser vi förut haft att taga hänsyn till, behöver nu ej beaktas, då en eventuell resonansstopp dämpas ned av belastningen, och dessutom innehåller en transformator av detta slag sällan så stora varvantal, att resonans erhålles inom det använda frekvensområdet. Ersättnings-schemat kommer att se ut som i bild 8 c, och en uträkning av för-stärkningen ger

$$A_H = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 L_t^2}{\left(R_i + R_p + \frac{R_s + R_b}{N^2}\right)^2}}}$$

där eventuellt R_p och R_s kan försummas. L_t är den sammanlagda läckinduktansen efter reduktion till primärsidan. Bild 9 visar ett

diagram över spänningsminskningen i dB vid 10 000 Hz, och även här kan man införa andra frekvenser om induktansskalan ändras i omvänd proportion till frekvensen. Skulle inte motståndsskalan passa, kan skalan på bägge axlarna samtidigt ändras i direkt proportion.

Det mest typiska exemplet på användningen av en dylik transformator är mellan slutröret och en elektrodynamisk högtalare. Röret fordrar en viss optimal belastning på några tusental ohm, och högtalarens talspole har endast ett motstånd på ett par ohm, varför en viss nedtransformering av spänningen är nödvändig för att få högtalaren *anpassad* till röret. Härvid gäller det att dimensionera transformatorns primärlindning så, att tillräcklig induktans men litet ohmskt motstånd erhålles för de låga frekvenserna. Samtidigt bör varvtalet hållas nere för att läckningen inte skall försämra resultatet vid högre frekvenser. I det föregående har vi ej tagit hänsyn till de förluster, som uppstår i transformatorns järnkärna, vilka vid höga frekvenser kan betyda en viss försämring av frekvenskurvan.

I det fall en belastad transformator även har en kondensator parallellt över primärsidan såsom exempelvis vid ett slutrör med anodkondensator kan uträkningen ske på samma sätt som vid motståndskoppling. Som anodmotstånd användes i detta fall belastningen överreducerad till primärsidan. Anodkondensatorn brukar ha en storlek av 2 000 till 5 000 pF och till yttermera visso förekommer ibland ytterligare en kondensator på 10 000 à 20 000 pF såsom klangfärgskontroll över utgångstransformatorn eller från anod till nolla. Vanligen brukar utgångstransformatorns läckning vara utan betydelse i sådana fall. Skulle emellertid läckningen vara av sådan storleksordning att den bör medräknas kan detta göras separat. Talen för förstärkningsförhållandena kan sedan multipliceras och ge ett någorlunda riktigt resultat på totala sänkningen i förstärkning mot höga frekvenser.

Klass A mottaktförstärkare

Trots att det utmärkande för klass A-förstärkaren är, att man hela tiden arbetar på den raka delen av rörkaraktistiken uppstår speciellt vid stora spänningar (stor "utstyrning") distorsion på grund

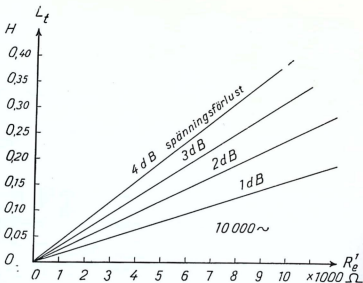


Bild 9. Spänningsförlust i transformator vid olika läckinduktans och 10 000 Hz.

av att rörkurvan är något krökt. Distorsionen ger sig tillkänna genom att övertoner bildas och det är vid trioder framför allt andra övertonen (dubbla signalfrekvensen) som försämrar återgivningen. Genom en balanserad koppling enligt bild 10 får andra övertonen och även alla andra jämna övertoner sådant fasförhållande, att de upphäves. Detta arrangemang kallas *mottaktkoppling* eller *push-pullkoppling*¹, och den användes företrädesvis vid slutsteg när det gäller att med relativt små rör erhålla största möjliga utgångseffekt. Resultatet blir avsevärt bättre än med ett större rör eller med två lika rör parallellkopplade.

Genom att anodlikströmmen i de båda primärhalvorna på utgångstransformatorn magnetiserar kärnan i motsatt riktning behöver kärnans dimensionering inte göras med hänsyn till att likströmmen sänker induktansen. Även kan en viss besparing ernås genom att den tillförda anodspänningen inte behöver filtreras så väl som

¹ Uttalas: posch-poll.

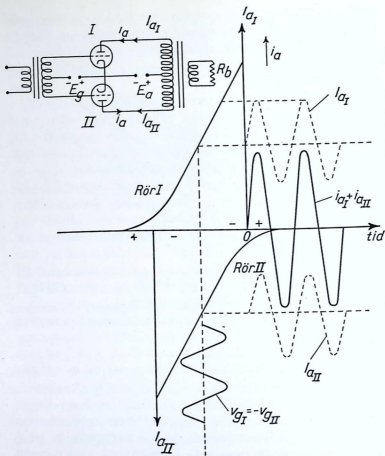


Bild 10. Principförklaring och koppling för klass A mottaktförstärkning.

vid endast ett slutrör. Det är av vikt, att ingångstransformatorn med avseende på de båda sekundärslindningarna utföres så symmetrisk som möjligt. Likaså bör de bägge mottaktkopplade rören ha så lika data som möjligt och ofta händer det att man får välja ut två ur ett antal av samma typ för att få dem tillräckligt lika.

Mottaktkoppling förekommer stundom även vid motstånd-

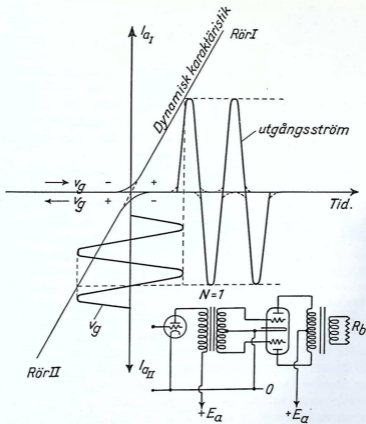


Bild 11. Klass B mottaktförstärkning.

koppling, varvid både slutsteget och det närmast föregående förstärkaresteket är balanserade.

Klass B förstärkare

En klass B-förstärkare utmärker sig genom att rören arbetar på en vilopunkt, där anodströmmen praktiskt taget är noll. Två rör eller

ett speciellt för ändamålet byggt dubbelrör användes. När ingen signalspänning inkommer på gallren förbrukar alltså anordningen ingen anodström men när spänningar inkommer från ingångstransformatorn kommer de bägge rören att ta hand om var sin halvperiod, som förstärkes. De bägge halvperioderna sammansättes åter i utgångstransformatorn till en spänning någorlunda lik den inkommande och genom mottaktarrangemanget blir de jämna övertonen relativt små. Kopplingsschemat återfinns i bild 11 och där synes även grafiskt hur de båda rören tar hand om var sin halvperiod.

Klass B-förstärkaren arbetar med så stora amplituder på galler-växelspänningen att den drar gallerström, åtminstone vid större utstyrning. Den förbrukar därför en viss ingångseffekt i motsats till den vanliga klass A-förstärkaren, och därför är det nödvändigt att ett extra förstärkarrör, s.k. drivsteg, anordnas före slutsteget. Detta rör måste alltså leverera en viss effekt till slutrören och måste därför genom en transformator anpassas till den belastning, som gallerströmmen utövar. För den skull har mellantransformatorn ett omsättningstal i närheten av 1 och stundom förekommer även nedtransformering. Ett klass B slutsteg med tillhörande drivsteg kan i fråga om förstärkning jämföras med ett vanligt klass A slutsteg. Skillnaden ligger huvudsakligen i att klass B steget förbrukar mera anodström ju större signalstyrkan är, medan vid klass A-förstärkaren likströmsförbrukningen hela tiden är konstant, oberoende av signalernas styrka. Man kan alltså säga att verkningsgraden hos rör, arbetande i klass B, är större. Klass B-förstärkning har tidigare också använts framför allt vid batteridrivna apparater, där det är värdefullt med god anodströmsekonomi. Det kan som exempel nämnas, att två rör av typ 42 (amerikansk rörtyp) vid klass A-förstärkning kan lämna ca 6 W utgångseffekt, medan de vid klass B-förstärkning kan lämna minst 18 W med samma övertonshalt. Numera förekommer tonfrekvensförstärkare i klass B huvudsakligen som modulator i större AM-sändare.

Det förekommer även något som kallas klass AB-förstärkning och denna är ett mellanting mellan klass A och klass B. I detta fall arbetar förstärkaren med något högre vilooanodström än i klass B. Gallerväxelspänningarna är så små att gallret aldrig blir positivt och

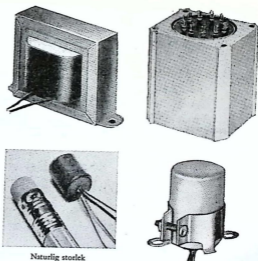


Bild 12. Exempel på kapslade lågfrekvenstransformatörer.

alltså inte drar någon gallerström. Något särskilt drivsteg erfordras alltså inte i detta fall. Speciellt vid större sändare förekommer detta slag av förstärkning i högfrekvensen liksom även klass C-förstärkning som arbetar med avsevärt högre negativ förspänning än klass B-förstärkaren.

Räkneexempel

1 • En motståndskopplad förstärkare innehåller trioddelen i röret *EBC 81* med förstärkningsfaktorn 70 och brantheten i arbetspunkten $0,85 \text{ mA/V}$. Anodens kapacitans till övriga elektroder är 10 pF , vilket även innesluter sockel- och ledningskapacitanser. Anodmotståndet är $0,2 \text{ M}\Omega$ och efterföljande rör har gallerläckan $0,5 \text{ M}\Omega$. Kopplingskondensatorn har storleken 5000 pF . Slutröret har galler-katodkapacitansen 8 pF samt 12 pF mellan galler och anod. I dessa värden ingår även ledningskapacitanser. Förstärkningen i detta senare rör uppskattas till 12 gånger. Hur stor är förstärkningen vid 25, 50, 100, 200, 10 000, 20 000 och 50 000 Hz? Upprita med ledning av de erhållna värdena en förstärkningskurva.

Enligt formel på sid. 10:4 får vi förstärkningen vid medelhöga

$$\text{frekvenser då } R_t = \frac{\mu}{S} = \frac{70}{0,85} \cdot 1\,000 = 82\,000 \, \Omega$$

$$A_M = \frac{0,85}{1\,000} \cdot \frac{1}{\frac{1}{82\,000} + \frac{1}{200\,000} + \frac{1}{500\,000}} = 44,5 \text{ gånger}$$

Sedan griper vi oss verket an med de låga frekvenserna och börjar nedifrån.

$$\text{Vid 25 Hz: } A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{G_e}{\omega C}\right)^2}}$$

$$G_e = \frac{\frac{1}{500\,000} \left(\frac{1}{200\,000} + \frac{1}{82\,000} \right)}{\frac{1}{500\,000} + \frac{1}{200\,000} + \frac{1}{82\,000}} = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ S (siemens)}$$

$$A_L = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \frac{1,8 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 25 \cdot 5\,000 \cdot 10^{-12}}}} = \frac{44,5}{2,5} = 17,8 \text{ gånger}$$

Man kan också säga att spänningsförlusten vid 25 Hz är

$$20 \cdot 10 \log 2,5 = 8 \text{ dB}$$

Vid 50 Hz:

$$A_L = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{1,8 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 50 \cdot 5\,000 \cdot 10^{-12}}\right)^2}} = \frac{44,5}{1,52} = 28,5 \text{ gånger}$$

Spänningsförlusten är: $20 \cdot 10 \log 1,52 = 3,7 \text{ dB}$

Vid 100 Hz:

$$A_L = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{1,8 \cdot 10^{-6}}{2\pi \cdot 100 \cdot 5\,000 \cdot 10^{-12}}\right)^2}} = \frac{44,5}{1,15} = 38,8 \text{ gånger}$$

Spänningsförlust: $20 \cdot 10 \log 1,15 = 1,2 \text{ dB}$

Vid 200 Hz:

$$A_L = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{1,8 \cdot 10^{-6}}{2 \pi \cdot 200 \cdot 5\,000 \cdot 10^{-12}} \right)^2}} = \frac{44,5}{1,045} = 42,5 \text{ gånger}$$

Spänningsförlust: $20 \cdot 10 \log 1,045 \approx 0,4 \text{ dB}$

Därefter kommer turen till de högsta frekvenserna och enligt formeln sid. 10:6 får vi först ta reda på C_e och G'_e . I den förra storheten ingår alltså 10 pF från första röret samt 8 pF plus $12 \cdot 12 \text{ pF}$ från det andra röret, vilket tillhopa ger $C_e = 162 \text{ pF}$. Den senare storheten blir $G'_e = G_a + G_t + G_{p2} =$

$$\frac{1}{200\,000} + \frac{1}{82\,000} + \frac{1}{500\,000} = 19 \cdot 10^{-6} \text{ S}$$

Därefter får man förstärkningen vid 50 000 Hz:

$$A_H = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega C_e}{G'_e} \right)^2}} = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi \cdot 50\,000 \cdot 162 \cdot 10^{-12}}{19 \cdot 10^{-6}} \right)^2}} =$$

$$= \frac{44,5}{2,86} = 15,6 \text{ gånger. Spänningsförlust: } 20 \cdot 10 \log 2,86 = 9,2 \text{ dB}$$

$$\text{Vid } 20\,000 \text{ Hz: } A_H = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi \cdot 20\,000 \cdot 162 \cdot 10^{-12}}{19 \cdot 10^{-6}} \right)^2}} =$$

$$= \frac{44,5}{1,47} = 30,2 \text{ gånger. Spänningsförlust: } 20 \cdot 10 \log 1,47 = 3,3 \text{ dB}$$

$$\text{Vid } 10\,000 \text{ Hz: } A_H = \frac{44,5}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi \cdot 10\,000 \cdot 162 \cdot 10^{-12}}{19 \cdot 10^{-6}} \right)^2}} =$$

$$= \frac{44,5}{1,13} = 39,4 \text{ gånger. Spänningsförlust: } 20 \cdot 10 \log 1,13 = 1,1 \text{ dB}$$

Det märks alltså, att denna förstärkare är ganska knappt dimensionerad i fråga om de låga frekvenserna, medan däremot de höga frekvenserna fyller de krav man kan ställa för normala behov. Förstärkarens goda egenskaper beror i detta fall på att en triod med

relativt lågt inre motstånd använts. Med en pentod skulle de högsta frekvenserna kommit fram åtskilligt sämre. De låga tonernas förstärkning kan förbättras genom att kopplingskondensatorn ges ett värde på 10 000 à 20 000 pF, vilket skulle vara mera normalt i ett fall som detta. I bild 13 återfinns förstärkningskurvan.

2. I en radiomottagare förekommer på lågfrekvenssidan som näst sista rör en pentod, som är drosselkopplad och har följande data i arbetspunkten. Branthet 2 mA/V, inre motstånd 0,2 MΩ och alltså förstärkningsfaktor 400. Drosseln har vid ifrågavarande likströmsbelastning induktansen 100 H och för att förstärkningen skall bli någorlunda jämn över det vanliga frekvensområdet har ett motstånd kopplats parallellt över drosseln. Kopplingskondensatorn till nästa rör är stor (minst 50 000 pF), och detta rörs gallermotstånd har värdet 0,25 MΩ. Hur stort skall detta över drosseln liggande motstånd vara för att förstärkningen vid 50 Hz inte skall sjunka mer än 5 dB och hur stor blir då förstärkningen vid medelhöga frekvenser?

Kopplingsschemat för det hela blir enligt uppgifterna som i bild 10 a och det ersättningsschema vi har att räkna med ser ut som i bild 14 b. Här kommer nu motståndet R_{g2} i formeln sid. 10:8 att utgöras av de bägge parallella R och R_{g2} , varav R är det sökta motståndet. Vi inriktar oss alltså lämpligen på att i första hand söka R_{g2} i formeln. Enligt den fordran på förstärkningsminskningen, som uppställts får vi

$$20^{10} \log \sqrt{1 + \frac{1}{\omega^2 L^2} \cdot \left(\frac{R_i R_{g2}}{R_i + R_{g2}}\right)^2} =$$

$$= 20^{10} \log \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2 \pi \cdot 50 \cdot 100}\right)^2 \left(\frac{0,2 \cdot R_{g2}}{0,2 + R_{g2}}\right)^2} = 5 \text{ dB}$$

$$\sqrt{1 + \left(\frac{0,2 R_{g2}}{\pi \cdot 10\,000 (0,2 + R_{g2})}\right)^2} = 1,8$$

$$R_{g2} = 0,0615 \text{ M}\Omega = 61\,500 \Omega$$

Enligt schemat blir nu $\frac{1}{R_{g2}} = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_g}$; $\frac{1}{61\,500} = \frac{1}{R} + \frac{1}{250\,000}$

$$R = 81\,000 \Omega \text{ och förstärkningen}$$

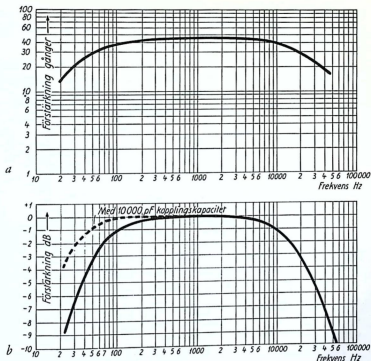


Bild 13. Förstärkningskurva för förstärkare enligt ex. 1. a) Uppritad med logaritmisk spänningsskala. b) Med förstärkningen angiven i dB. Frekvensskalan är i båda fallen logaritmisk.

$$A_M = \mu \cdot \frac{R_{p2}}{R_i + R_{p2}} = 400 \frac{61\,500}{200\,000 + 61\,500} = 95 \text{ gånger}$$

Utan detta parallellmotstånd över drosseln hade vi vid 1 000 Hz fått ca 200 gångers förstärkning och vid 50 Hz omkring 60 gånger (ca 10 dB sänkning).

3. En transformatorkopplad förstärkare har ett kopplingsschema enligt bild 15, och de ingående delarnas dimensionering är även angiven i figuren. Utgångstransformatorn är belastad med en högtalarpole, som antas utgöra ett ohmskt motstånd på 5 Ω . På första

rörets galler tillföres en spänning av 0,1 V. Det frågas vilken effekt man kan vänta sig få i högtalarspolen vid medelhöga frekvenser samt vid 50, 5 000 och 10 000 Hz.

Vi börjar med första förstärkarsteget och konstaterar genast att förstärkningen vid medelhöga frekvenser är förstärkningsfaktorn 9 gånger omsättningstalet hos transformatorn 3 eller 27 gånger.

Vid 50 Hz blir förstärkningen enligt formel sid. 10: 9

$$A_L = \frac{A_M}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_i + R_p}{\omega L_p}\right)^2}} = \frac{27}{\sqrt{1 + \left(\frac{9\,000 + 5\,000}{2\pi \cdot 50 \cdot 30}\right)^2}} = \frac{27}{1,8} = 15 \text{ gånger}$$

För att ta reda på förstärkningen vid de höga frekvenserna måste vi först räkna ut totala läckinduktansen överreducerad till primärsidan L. Primärlindningens läckinduktans blir 2% av 30 H eller 0,6 H. Sekundärlindningen har en induktans av $30 \cdot N^2 = 30 \cdot 9 = 270$ H och med 2% läckning fås den sekundära läckinduktansen till 5,4 H, vilken överreducerad till primärsidan blir $5,4/N^2 = 0,6$ H. Den totala överreducerade läckinduktansen får alltså värdet $0,6 + 0,6 = 1,2$ H.

Totala kapaciteten över sekundärlindningen är enligt uppgiften 100 pF och överreducerat till primärsidan blir detta $100 \cdot N^2 = 900$ pF = C_e .

Härav resonansfrekvensen

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_t \cdot C_e}} = \frac{1}{\sqrt{1,2 \cdot 900 \cdot 10^{-12}}} = 30\,200$$

och

$$f_r = \frac{2\pi}{\omega_r} = \frac{30\,200}{2 \cdot \pi} = 4\,800$$

Sedan får vi till primärsidan överreducerade motståndet $R'_e = R_i + R_p + \frac{R_s}{N^2} = 9\,000 + 5\,000 + \frac{80\,000}{9} = 22\,800$, varefter "kretsgodheten" Q, kan beräknas.

$$Q_r = \frac{\omega_r L_t}{R'_e} = \frac{30\,200 \cdot 1,2}{22\,800} = 1,58$$

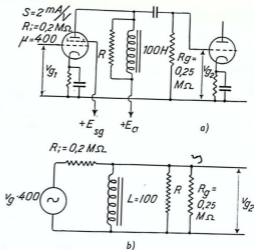


Bild 14. Kopplingsschema och ersättningsschema till ex. 2.

Nu är vi mogna att med hjälp av formeln på sid. 10:10 räkna ut förstärkningen vid 5 000 och 10 000 Hz. Vi får

$$A_H = \frac{A_M}{\sqrt{\left(1 - \frac{f^2}{f_r^2}\right)^2 + \frac{f^2}{f_r^2} \cdot \frac{1}{Q_r^2}}} =$$

$$A_{5000} = \frac{27}{\sqrt{\left(1 - \frac{5000^2}{4800^2}\right)^2 + \frac{5000^2}{4800^2} \cdot \frac{1}{1,58^2}}} = \frac{27}{0,66} = 41 \text{ gånger}$$

$$A_{10000} = \frac{27}{\sqrt{\left(1 - \frac{10000^2}{4800^2}\right)^2 + \frac{10000^2}{4800^2} \cdot \frac{1}{1,58^2}}} = \frac{27}{3,5} = 7,7 \text{ gånger}$$

Därmed är vi färdiga med den första transformatorn och övergår till utgångstransformatorn. Förstärkningen i själva transformatorn vid medelhöga frekvenser finns angiven i formeln på sid. 10:12 men därvid är att observera att formeln gäller vilken anpassningstransformator som helst och att rörets förstärkning inte är medräk-

nad. Nu är den spänning som röret levererar = gallerväxelspänningen \times förstärkningsfaktorn, och alltså är förstärkningen i steget $= \frac{v_g}{v_2} = A_M \cdot \mu$, som vi kallar A'_M .

$$\begin{aligned} \text{Vi får alltså } A'_M &= \mu \cdot N \frac{\frac{R_b}{N^2}}{R_t + R_p + \frac{R_s + R_b}{N^2}} = \\ &= 6 \cdot \frac{1}{20} \cdot \frac{\frac{5}{1}}{20^2} = 0,176 \text{ gånger} \\ &= 6 \cdot \frac{1}{20} \cdot \frac{5}{1000 + 200 + \frac{0,5 + 5}{\frac{1}{20^2}}} \end{aligned}$$

Som synes får vi mindre spänning över högtalarespolen än på slutrörets galler, och det kan synas, som om förstärkningen vore ganska illusorisk. Emellertid får man betänka, att vi i högtalaren får fram en relativt stor ström, så att en viss effekt utvecklas. I ett slutsteg är vanligen *spännings*förstärkningen mindre än 1 medan *effekt*förstärkningen ofta är avsevärd.

Vid låga frekvenser får vi förstärkningen enligt formeln sid. 10:12 och speciellt för 50 Hz erhålles

$$A'_L = \frac{A'_M}{\sqrt{1 + \frac{R_{eb}^2}{\omega^2 L_p^2}}} = \frac{0,176}{\sqrt{1 + \frac{R_{eb}^2}{4\pi^2 50^2 3^2}}} \text{ där}$$

$$R_{eb} = \frac{(1000 + 200)(0,5 + 5)}{\frac{1}{400} \left(1000 + 200 + \frac{0,5 + 5}{\frac{1}{400}} \right)} = 780 \Omega$$

$$A'_{50} = \frac{0,176}{\sqrt{1 + \frac{780^2}{950^2}}} = \frac{0,176}{1,3} = 0,135 \text{ gånger}$$

Sedan har vi de höga frekvenserna, och förstärkningen blir här enligt formeln sid. 10:13 beroende bl.a. av läckinduktanserna. Den

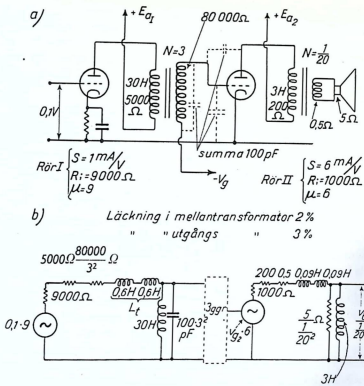


Bild 15. Kopplingschema och ersättningschema till ex. 3.

till primärsidan överreducerade läckinduktansen L_t blir enligt vad vi förut sett vid 3% läckning i detta fallet

$$L_t = \frac{3}{100} \cdot 3 + \frac{3}{100} \cdot \frac{3}{\left(\frac{1}{20}\right)^2} \cdot \left(\frac{1}{20}\right)^2 = 0,18 \text{ H}$$

Vid 5 000 Hz: $A'_H = \frac{A'_M}{\sqrt{1 + \frac{\omega^2 L_t^2}{\left(R_i + R_p + \frac{R_s + R_b}{N^2}\right)^2}}}$

$$= \frac{0,176}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \pi 5\,000 \cdot 0,18}{1\,000 + 200 + \frac{0,5 + 5}{\frac{1}{400}}} \right)^2}} = \frac{0,176}{1,92} = 0,091 \text{ gånger}$$

Vid 10 000 Hz: $A'_{10\,000} =$

$$= \frac{0,176}{\sqrt{1 + \left(\frac{2 \pi \cdot 10\,000 \cdot 0,18}{1\,000 + 200 + \frac{0,5 + 5}{\frac{1}{400}}} \right)^2}} = \frac{0,176}{3,45} = 0,051 \text{ gånger}$$

Nu kan vi räkna ut totala spänningsförstärkningen räknat från första gallret till högtalarspolen för de olika ifrågavarande frekvenserna och den blir produkten av respektive förstärkningstal för de båda stegen eller

Vid 50 Hz: $15 \cdot 0,135 = 2,0 \text{ gånger}$

Vid 1 000 Hz: $27 \cdot 0,176 = 4,7 \text{ gånger}$

Vid 5 000 Hz: $41 \cdot 0,091 = 3,7 \text{ gånger}$

Vid 10 000 Hz: $7,7 \cdot 0,051 = 0,39 \text{ gånger}$

För 0,1 V tillförd spänning blir spänningen över högtalarespolen 0,1 gånger dessa tal och effekten i högtalaren blir i de olika fallen:

Vid 50 Hz: $P = \frac{V^2}{R_b} = \frac{(0,1 \cdot 2)^2}{5} = 0,008 \text{ W} = 8 \text{ mW}$

Vid 1 000 Hz: $\frac{(0,1 \cdot 4,7)^2}{5} = 0,046 \text{ W} = 46 \text{ mW}$

Vid 5 000 Hz: $\frac{(0,1 \cdot 3,7)^2}{5} = 0,027 \text{ W} = 27 \text{ mW}$

Vid 10 000 Hz: $\frac{(0,1 \cdot 0,39)^2}{5} = 0,003 \text{ W} = 0,3 \text{ mW}$

Under räkningens gång har vi lagt märke till att ökningen i förstärkning vid 5 000 Hz i första steget på grund av transformatorns

resonans kompenseras av förstärkningsminskningen i slutsteget, varför förstärkningskurvan, om den i sin helhet uträknats, troligen varit ganska rak upp emot 4 500 Hz och inte sjunkit avsevärt förrän vid ca 6 000 Hz. Därefter har emellertid bägge transformatorerna bidragit till att förstärkningen hastigt gått ned vid högre frekvenser.

Om vi dessutom räknar ut effektändringen i dB vid de olika frekvenserna hänförd till 46 mW som 0 dB får vi vid 50 Hz

$$10 \cdot 10 \log \frac{8}{46} = -7,6 \text{ dB, vid } 5\,000 \text{ Hz } 10 \cdot 10 \log \frac{27}{46} =$$

$$= -2,4 \text{ dB och vid } 10\,000 \text{ Hz } 10 \cdot 10 \log \frac{0,3}{46} = -22 \text{ dB}$$

Väljer vi i stället att räkna med spänningen 0,47 volt vid ca 1 000 Hz som 0 dB får vi t.ex. vid 10 000 Hz och spänningen 0,039 volt en ändring av nivån med $20 \cdot 10 \log \frac{0,039}{0,47} = -22 \text{ dB}$, alltså samma resultat som när vi räknade med effekter. När vi anger *en förstärkning i förhållande till en annan i dB*, är detta sålunda *entydigt*, och det behöver inte anmärkas om det är fråga om spänning eller effekt.

Den i detta exempel behandlade förstärkaren fyller givetvis ingalunda de anspråk man nu har. Transformatorkopplingen, som hade sitt berättigande på den tid då rören ännu hade mycket låg förstärkningsfaktor, har nu helt undanträngts av motståndskopplingen. Lärorikt är att jämföra det första steget i detta exempel med det motståndskopplade steget i ex. 1 sid. 10:19.

4. Röret EL 41 användes som slutrör enligt katalogdata. Hur stor primärinduktans behöver utgångstransformatoren ges för att förstärkningen vid 50 Hz inte skall vara lägre än hälften av den vid medelhöga frekvenser?

De data hos röret som i detta fall intressera oss är inre motståndet $R_i = 40\,000 \text{ ohm}$ och anpassningsmotståndet $R_a = 7\,000 \text{ ohm}$. I formeln för det effektiva belastningsmotståndet på sid. 10:12 är alltså enligt bild 8

$$\frac{R_b}{N^2} = R_a = 7\,000 \text{ och } R_{eb} = \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} = \frac{40\,000 \cdot 7\,000}{40\,000 + 7\,000} = 5\,950 \text{ ohm.}$$

$$\frac{A_L}{A_M} = \frac{1}{2} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_b^2}{\omega \cdot L_p}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{5950}{2\pi \cdot 50 \cdot L_p}\right)^2}}$$

$$2 = \sqrt{1 + \left(\frac{5950}{2\pi \cdot 50 \cdot L_p}\right)^2}; L_p = 11,0 H$$

Av ovanstående framgår, att det effektiva belastningsmotståndet i detta fall helt enkelt är inre motståndet och belastningen parallellkopplade. Om röret tänkes som strömleverantör enligt brev 6 bild 4 är det ganska lätt att förstå innebörden av det effektiva belastningsmotståndet.

5. Ett rör EF 9 går i en mottagare motståndskopplat före röret EL 3. Enligt kataloguppgifter kan vid lågfrekvensförstärkning EF 9 användas med ett anodmotstånd på 0,3 megohm. Rørets inre motstånd är vid en viss skärmgallerspänning 2 megohm. Gallermotståndet vid det efterföljande röret EL 3 är även enligt katalogen 0,7 megohm. Vidare finna vi att EF 9 har en anod-katodkapacitans på 7 pF och EL 3 har en galleranodkapacitans på 0,8 pF. Slutrørets förstärkning är 50 gånger. Slutligen uppskatta vi slutrørets gallerkatodkapacitans plus ledningskapacitanserna till sammanlagt 20 pF. Hur långt har förstärkningen i denna del av mottagaren sjunkit vid 10 000 Hz i förhållande till vid cirka 1 000 Hz?

Vi skall här använda formeln sid. 10:6 och beräknar alltså först C_e .

$$C_e = C_a + C_g + C_{led} + C_{ag2}(1 + A_2) = 7 + 20 + 0,8 \cdot 51 = 68 \text{ pF}$$

Därefter uträknas den kombinerade ledningsförmågan för de parallellt över C_e verkande motstånden

$$G'_e = G_a + G_i + G_{g2} = \frac{1}{0,3} \cdot 10^{-6} + \frac{1}{2} \cdot 10^{-6} + \frac{1}{0,7} \cdot 10^{-6} = 5,2 \cdot 10^{-6}$$

Sedan erhålles förhållandet mellan förstärkningarna vid de båda frekvenserna

$$\frac{A_H}{A_M} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega C_e}{G'_e}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi \cdot 10\,000 \cdot 68 \cdot 10^{-12}}{5,2 \cdot 10^{-6}}\right)^2}} =$$

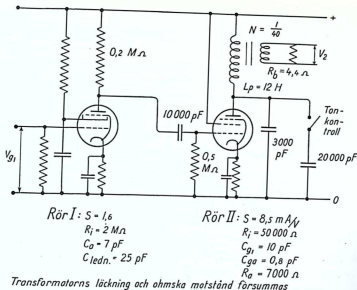


Bild 16. Kopplingschema till svarsuppgift nr 7.

$$= \frac{1}{\sqrt{1 + 0,75^2}} = \frac{1}{1,25} = 0,80$$

Förstärkningen i steget har alltså sjunkit till 80% vid 10 000 Hz
 Man kan även säga att sänkningen är 20% eller knappt 2 dB.

SVARSUPPGIFTER • Brev 10

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Hur inverkar kopplingskondensatorns storlek i en motståndskopplad förstärkare på förstärkningen av de lägsta frekvenserna? Varför bör kondensatorn vara större ju mindre motståndsvärde det efterföljande rörets gallermotstånd har?

2. Vilka omständigheter och delar av kopplingen vid en motståndskopplad förstärkare inverkar mest på förstärkningen vid höga frekvenser?
3. Varför behöver en lågfrekvenstransformator som följer efter ett rör med lågt inre motstånd ej ha så stor induktans som en som följer efter ett rör med högt inre motstånd? På vilket frekvensområde inverkar induktansen mest på förstärkningen?
4. Vad är utmärkande för klass A, klass B och klass AB-förstärkning? Angiv några av mottaktkopplingens fördelar.
5. Hur stor primärinduktans fordras i en lågfrekvenstransformator inkopplad mellan tvenne rör för att en 20 Hz signal ej skall försvagas mer än 10 dB i jämförelse med en signal med omkring 1 000 Hz frekvens? Rörets inre motstånd antages vara 10 000 Ω och primärlindningen antages ha 6 000 Ω motstånd.
6. Hur stor kopplingskondensator erfordras om en motståndskopplad förstärkare skall kunna återgiva en 20 Hz signal endast 10 % svagare än en 1 000 Hz? Röret har inre motståndet 100 000 Ω , anodmotståndet är 200 000 Ω och nästa rörs gallermotstånd är 300 000 Ω .
7. Beräkna och upprita en ungefärlig förstärkningskurva för en förstärkare med kopplingsschema enligt bild 16! (Ledning: Beräkna förstärkningen vid 30, 100, ca 500–3 000, 5 000 och 10 000 Hz. Kalkera nödortfigt den logaritmiska graderingen i bild 13 a eller bild 13 b och pricka in punkterna på papperet.) Beräkna även kurvan med tonkontrollen tillslagen.

TRIODEN SOM SLUTRÖR

Det eller de rör i en förstärkare, som har till uppgift att leverera effekt till en förbrukningsapparat av något slag, vanligen en högtalare, brukar kallas kraftförstärkare-rör eller *slutrör*. De avviker till sin funktion inte från vad som förut blivit genomgången, och såväl förstärkningens storlek som dess frekvensberoende kan beräknas på vanligt sätt. Här är emellertid förstärkningens storlek inte det viktigaste, utan i stället gäller det att få ut största möjliga effekt med minsta förvrängning, och helst bör detta ske med så små galler-spänningsamplituder som möjligt.

Exempel på ett slutrör och dess funktion hade vi i föregående brev (se bild 15 sid. 10:27), och om vi tar reda på den effekt, som en volts gallerväxelspänning åstadkommer i den yttre belastningen, vanligen att anse som ett ohmskt motstånd, får vi ett mått på "effekt-känsligheten". Om det motstånd, som direkt belastar röret, betecknas med R_a , vid slutrör även kallat *anpassningsmotståndet*, får vi enligt kända formler och med sedvanliga beteckningar

$$\text{effekt-känsligheten} = \frac{\mu^2 R_a}{(R_a + R_i)^2} = S^2 \cdot \frac{R_a}{\left(\frac{R_a}{R_i} + 1\right)^2} W/V^2$$

Detta uttryck har sitt maximala värde $\mu^2/4 R_i$ när $R_a = R_i$. Detta är dock inte det bästa värdet på R_a för erhållande av maximal distorsionsfri effekt. I stället får man vanligen maximala *distorsions-*

fria effekten vid $R_a = 2 R_i$ och med en tillförd gallerväxelspänning, vars toppvärde är lika med den negativa gallerförspänningen. Effektens storlek är

$$W_o = \frac{\mu^2 v_g^2}{9 \cdot R_i} = S^2 \cdot v_g^2 \cdot \frac{R_a}{9}$$

Här är alltså v_g gallerväxelspänningen, som högst får ha ett talvärde $= 1/\sqrt{2}$ gånger gallerförspänningen. Att vi får ett större värde på anpassningsmotståndet än rörets inre motstånd beror på att rörets anodspännings-anodströmskurvor inte är räta linjer. Detta framgår tydligt av bild 1, där slutrörets AD 1 anodkaraktäristik återfinns med en motståndslinje eller belastningslinje inritad för belastningen 670Ω (= inre motståndet) och en för den kanske överdrivet höga belastningen $3\ 800 \Omega$. Det syns hur den lägre belastningen har en motståndslinje, som skär de olika kurvorna så, att den positiva och negativa halvperioden av anodspänning eller ström vid maximal gallerförspänning blir olika. Detta betyder att en andra överton bildas vid höga amplituder, större ju större galleramplituden är. Med det högre belastningsmotståndet däremot ligger belastningslinjen så, att den skär kurvorna mera symmetriskt och anodströmmens övertonshalt blir då mycket liten, men den växelströmseffekt, som maximalt kan utvecklas i belastningsmotståndet, blir inte så stor som förut. Man kan även uttrycka saken genom att säga att effektkänsligheten är mindre. Kopplar man två rör i mottakt så att andra övertonen försvinner är det emellertid möjligt att arbeta med lägre belastningsmotstånd och utnyttja rören bättre.

Lämpligaste belastningsmotståndet för olika rör anges vanligen av rörfabrikanterna och dessutom anges ofta även maximala utgångseffekten med 5 och 10 procent övertoner. Stundom ser man effektkänsligheten angiven som erforderlig gallerväxelspänning för 50 mW utgångseffekt.

Vid slutrör är det viktigt att rätt arbetspunkt väljes. För varje rör finns en viss maximal anodspänning och en viss maximal anodeffekt (anodeffekten = anodlikspänningen gånger anodlikströmmen), som inte får överskridas. I diagrammet bild 1 anges maximala anodförlusten av den streckade kurvan, och arbetspunkten bör

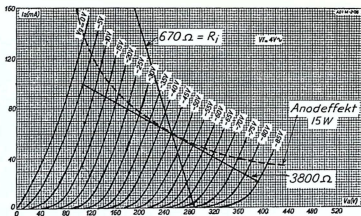


Bild 1. Tvänne belastningslinjer inlagda i anoddigrammet för röret AD 1. Den streckade linjen anger olika arbetspunkter med 15 W anodeffekt. Triangeln, som bildas under halva belastningslinjen ger ett direkt mått på utgångseffekten. Triangelns yta =

$$= \frac{1}{2} \cdot i_{a_{\max}} \cdot i_{a_{\max}} = \frac{1}{2} v_{a_{\text{eff}}} \cdot \sqrt{2} \cdot i_{a_{\text{eff}}} \cdot \sqrt{2} =$$

$$= v_{a_{\text{eff}}} \cdot i_{a_{\text{eff}}} = R_a \cdot i_{a_{\text{eff}}}^2$$

Med siffror insatta erhålles vid gallerväxelspänningen 28 V (toppvärde 40 V) $v_{a_{\max}} = 250 - 108 = 142$ V, $i_{a_{\max}} = 100 - 60 = 40$ mA. Utgångseffekten är alltså med utstyrning efter hela belastningslinjen enligt figuren $1/2 \cdot 142 \cdot 0,04 = 2,84$ W.

alltså ligga under denna linje. Man kan således även driva röret med mindre anodspänning, t.ex. 200 V och motsvarande högre anodström 75 mA blott man ser till att den maximala katodströmmen, i detta fall 90 mA, inte överskrides. Därvid kommer även lämpligaste belastningsmotståndet, som i allmänhet är *anodens likspänning dividerad med dubbla anodlikströmmen*, att sänkas. I den mån man vågar sig på att använda högre anodspänning än den normala, får man i stället ha mindre anodström och högre anpassningsmotstånd.

Slutrörets verkningsgrad kan definieras som maximala växelströmseffekten ($i_a^2 R_a$) i förhållande till anodeffekten, och den är vid maximal distorsionsfri effekt mindre än 25%. I den tablå som upp-

gjorts över olika slutsteg i bild 7 syns att två parallellkopplade slutrör skall ha ett anpassningsmotstånd lika med halva det som gäller för det ena röret. Vid mottaktkoppling av trioder gäller att anpassningsmotståndet är mindre än det dubbla mot vad som gäller för ett ensamt rör. Anpassningsmotståndet räknas då från anod till anod.

Vid klass B slutsteg med trioder kan anpassningsmotståndet räknas ut till i runt tal dubbla anodspänningen genom halva maximala likströmmen per anod (anodväxelströmmens toppvärde). Verkningsgraden blir teoretiskt högst 78,5 %.

För att anpassa belastningen t.ex. högtalaren till slutröret fordras, som vi tidigare sett, en utgångstransformator, såvida inte belastningsmotståndet R_b just är lika med rörets lämpliga anpassningsmotstånd. Vilka synpunkter, som skall beaktas vid transformatorn, för frekvensåtergivningens skull har vi förut sett (sid. 10:12), men därvid sysselsatte vi oss inte med beräkning av omsättningstalet. När man känner till, att ett motstånd, i detta fall belastningen R_b , kan reduceras över från transformatorns sekundärsida till primärsidan genom att divideras med omsättningstalet i kvadrat, förstår man, att omsättningstalet kan räknas ut till sådant värde, att belastningen R_b överreducerad till primärsidan utgör det för röret lämpliga anpassningsmotståndet. Vi får helt enkelt

$$R_a = R_b \frac{1}{N^2}; \quad N = \sqrt{\frac{R_b}{R_a}} \text{ eller } \frac{1}{N} = \sqrt{\frac{R_a}{R_b}}$$

där N är omsättningstalet (större än 1 vid upptransformering) eller förhållandet mellan sekundära och primära lindningens varvtal. I vanliga fall, där högtalarens spole har ett motstånd på 10 à 1 ohm, har transformatorn en nedtransformering mellan 20 till 1 och 100 till 1.

Trioder användes numera sällan som slutrör annat än i förstärkare där liten distorsion fordras. Trioderna kopplas då alltid i mottakt antingen rent klass A eller klass AB. Emellertid har pentoderna med hjälp av den negativa återkopplingen blivit ännu fördelaktigare att använda, och på grund av de senares bättre verkningsgrad har trioderna i viss mån förlorat sin betydelse som slutrör. Särskilt bör nämnas den s.k. "ultralinjära" kopplingen. Den användes vid

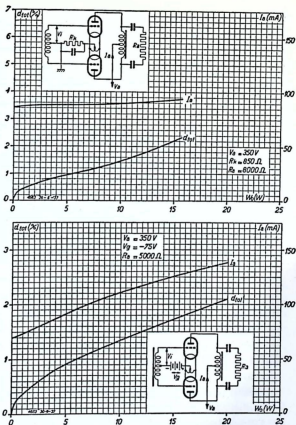


Bild 2. Kurvor över distorsionen och anodströmmen vid olika utgångseffekt för två sluttrioder 4683 kopplade i klass A push-pull (överst). Nederst: Kurvor för två 4683 kopplade i klass AB.

pentodslutsteg och kännetecknas av att skärmgallret matas från ett uttag på utgångstransformatorns primärsida. Slutsteget får egenskaper som ligger mellan triod- och pentodslutsteg. Av särskilt intresse är att man med skärmgalleruttaget lämpligt valt kan få t.o.m. lägre distorsion än i ett triodslutsteg. Kopplingen kan användas både för enkla slutsteg och mottaktslutsteg. I bild 2 har

medtagits ett par kurvor för kraftförstärkareröret 4683. Den första visar distorsionen vid olika utgångseffekt för två rör kopplade i klass A mottakt. Den andra figuren visar samma rör kopplade i klass AB med fast gallerförspänning. Här syns även hur anodlikströmmen ökar när slutsteget utstyres mera.

PENTODEN SOM SLUTRÖR

Pentodens arbetspunkt, liksom triodens, väljes med hänsyn till den maximala anodeffekt eller anodförlust, som är tillåten. I bild 3 är en gränskurva för maximal anodeffekt inritad, i detta fall 9 W.

När det gäller att avgöra lämpligaste belastningsmotstånd för maximal distorsionsfri utgångseffekt får man gå in i anoddiagrammet (bild 3) och se vilken lutning en motståndslinje lämpligen bör ha. Man ser att en viss lutning ger ganska symmetriskt placerade skärningspunkter med kurvorna över ett stort område, och vid stora amplituder kommer skärningspunkterna allt tätare, hela tiden samtidigt vid negativa och positiva halvperioden. Detta betyder att en tredje överton bildas vid stora amplituder. Vid trioden tätnade kurvorna på detta sätt endast på ena sidan om arbetspunkten och därför hade vi där huvudsakligen andra övertonen att räkna med. Med annan lutning på belastningslinjen t.ex. vid lägre belastningsmotstånd (motståndslinjen lutar mera) uppstår även vid pentoden en tydlig andra överton.

Anpassningsmotståndet vid en pentod bestäms genom att man dividerar anodens likspänning med anodlikströmmen. Vid högre värde på belastningsmotståndet är det visserligen möjligt att få större förstärkning och större effekt men med åtskilligt större distorsion. Om man tillåter 5 à 10% övertoner kan man i vanliga fall räkna med att få en utgångseffekt, som är tredjedelen av anodförlusten. Teoretiskt är verkningsgraden vid rätt anpassning 50%.

I bild 4 är anodkurvorna för en typisk slutpentod uppritade. Vidare är belastningslinjen för den lämpligaste belastningen inritad. Den bästa belastningen kan om man strävar efter största möjliga effekt erhållas om belastningslinjen inlägges, så att den i figuren streckade triangeln får största möjliga yta. Denna triangels yta mot-

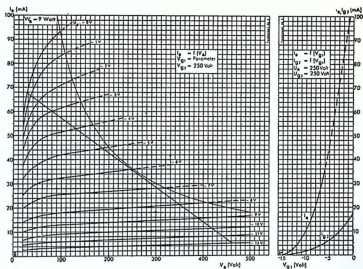


Bild 3. Anodkurvor för pentoden AL 4. En belastningslinje motsvarande $R_a = 7\ 000$ ohm är inritad. Till höger galler-spännings-anodströmsdiagram för samma rör. Även skärmgallerströmmen I_{g2} varierar med galler-spänningen.

svarar utgångseffekten liksom vid trioden i bild 1. Att verkningsgraden vid pentoden blir bättre än hos trioden framgår bl.a. av att punkten Q i denna figur ligger närmare diagrammets lodräta axel. Punkten R ligger även betydligt längre ned än motsvarande punkt i triodens diagram. Arbetspunkten P representerar en viss likströmseffekt, som är detsamma som anodeffekten eller $I_{a0} V_{a0}$ enligt bilden. Denna effekt representeras av den rektangel, som ligger mellan arbetspunkten P och origo. Verkningsgraden är ju utgångseffekten dividerad med anodeffekten gånger 100% och av figuren framgår att den streckade triangeln med ytan $\frac{1}{2} \cdot i_{a\ max} \cdot V_{a\ max}$ som alltså representerar utgångseffekten, har praktiskt taget hälften av den ovan omtalade rektangelns yta. Detta betyder att verkningsgraden ligger i det närmaste uppe vid 50%.

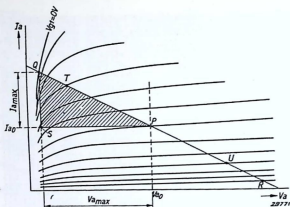


Bild 4. Anoddiagram för en slutpentod med belastningslinje inritad. Den streckade triangeln representerar utgångseffekten.

Ur ett diagram med anodkurvor kan även genom belastningslinjens skärningspunkter med kurvorna för olika galler-spänningar distorsionen nödörtfigt uppskattas. Om vi först ser på andra över-tonen så är den kraftig om sträckorna PQ och PR är mycket olika. Andra över-tonens del i distorsionen kan ungefärligen skrivas

$$d_2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{PQ - PR}{PQ + PR} \cdot 100\%$$

När det gäller tredje över-tonen är det av vikt hur mycket sinus-vågornas toppar blir tillplattade och om man väljer ut två punkter på belastningslinjen, som ligger på skärningen med kurvor för galler-spänningar motsvarande halva utstyrningen (t.ex. -3 och -9 V i bild 3) kan man göra en uppskattning även av tredje över-tonen. Dessa skärningspunkter heter i bild 4 T och U. Man kan uttrycka tredje över-tonens styrka som följer

$$d_3 = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 - \frac{PT}{TQ}}{1 + 2 \frac{PT}{TQ}} \cdot 100\%$$

(Ev. användes i stället PU och UR. Ett medeltal ligger närmast rätt.)

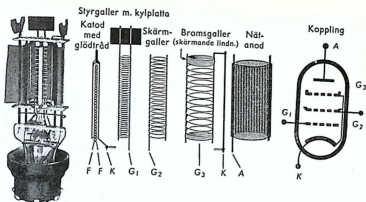


Bild 5. Det inre av slutpentoden AL 4 samt schematisk framställning av rörets olika elektroder.

Om högre övertoner försummas, vilket vanligen kan göras i praktiken, kan man få totala distorsionen som

$$d = \sqrt{d_2^2 + d_3^2}$$

Pentodens skärmgaller anslutes vanligen till en spänning lika med anodspänningen. Ibland kan till och med skärmgallret ha ett tiotal volt högre spänning än metoden utan att rörets funktion försämras. Det är alltid viktigt att skärmgallerspänningen hålles konstant oberoende av styrgallrets spänningsväxlingar, och därför brukar en stor kondensator ($2 \mu F$ eller mer) kopplas mellan detta galler och katoden. Strömmen genom röret beror förutom av styrgallret huvudsakligen av skärmgallrets spänning men mycket litet av anodspänningen, liksom fallet var vid skärmgallerröret. Man kan även uttrycka saken så att pentoden levererar en ström som endast beror på styrgallerspänningen men mycket litet influeras av belastningen, och denna egenskap hos pentoden användes i ett flertal fall utom radiotekniken. Ännu ett sätt att se saken är att konstatera, att statiska och dynamiska karakteristiken praktiskt taget sammanfaller.

Pentoden har så småningom blivit populäraste slutröret och kan givetvis även användas i mottaktkoppling liksom även för klass B

förstärkning. Även som slutrör i sändare, alltså för högfrekvens, har pentoden kommit till användning och då kan modulerings-
spänningen tillföras som lågfrekvens direkt på bromsgallret.

Som definition på effektkänsligheten gäller vid en pentod samma som vid trioden och den är här ännu mer beroende av belastnings-
motståndet. Om brantheten införes som förstärkningsfaktorn dividerad med inre motståndet får vi vid anpassning för största distor-
sionsfria effekt

$$\text{effektkänsligheten} = S^2 \cdot \frac{R_a}{\left(\frac{R_a}{R_i} + 1\right)^2} W/V^2$$

och största effekten

$$W_o = v_g^2 \cdot S^2 \frac{R_a}{\left(\frac{R_a}{R_i} + 1\right)^2} W$$

där v_g är gallväxelspänningens effektivvärde vid största utstyr-
ning. Vid uträkning av effekten på detta sätt får man tänka på att

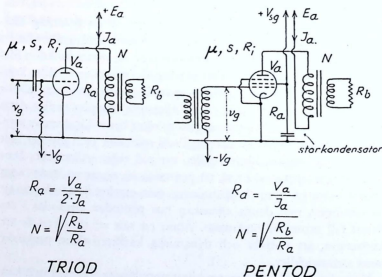


Bild 6. Anpassningen vid triod och pentod som slutrör.






Slutsteg	Koppling	Bästa anpassning	Transformators omsättning
Triod		$R_a = \frac{V_a}{2J_a}$ eller $R_a = 2R_i$	$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{V_a}{2J_a \cdot R_b}}$
Pentod		$R_a = \frac{V_a}{J_a}$	$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{V_a}{J_a \cdot R_b}}$
Parallella Trioder		$R_a = R_i$ ($R_{i1} = R_{i2} = R_i$)	$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{V_a}{4J_a \cdot R_b}}$
Parallella Pentoder		$R_a = \frac{V_a}{2J_a}$ ($J_{a1} = J_{a2} = J_a$)	$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{V_a}{2J_a \cdot R_b}}$
Mottakt Trioder		(per anod) $R_a = 2 \cdot R_i$ ($R_{i1} = R_{i2} = R_i$)	(totalt) $\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{4V_a}{J_a \cdot R_b}}$ ($J_{a1} = J_{a2} = J_a$)
Mottakt Pentoder	Beteckningar desamma	(per anod) $R_a = \frac{V_a}{J_a}$ $J_a = \text{ström pr rör}$	(totalt) $\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{2 \cdot V_a}{J_a \cdot R_b}}$
Mottakt Trioder i klass B	Beteckningar desamma $J_a = J_{a \max}$ pr anod.	(endast ett rör verkar i roget) $R_a = \frac{V_a}{J_{a \max}}$	(totalt) $\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{4V_a}{J_{a \max} \cdot R_b}}$

Bild 7. Sammanställning av lämpligaste anpassningen för olika slutsteg.

brantheten är den verkliga brantheten i arbetspunkten, ofta mindre än den i tabeller angivna.

I bild 7 har gjorts en sammanställning över anpassningen vid

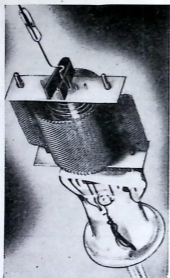


Bild 8. Det inre av pentoden CL 1, där elektrodernas läge syns. Styrgallrets uttag sitter i rörets topp.

olika slutsteg, varvid det får observeras, att de angivna anpassningarna endast är ungefärligt gällande för maximal distortionsfri effekt. Ofta ser man i radiomottagare och förstärkare något annorlunda anpassning dels beroende på rörets karaktär och dels på grund av att man i någon mån vill påverka ljudkaraktären i riktning mot ljusare eller mörkare klangfärg.

YTTERLIGARE SPECIALTYPER AV RÖR

De rör vi i det föregående haft tillfälle att syssla med är trioden, skärmgallerröret och pentoden. Utöver dessa finns en hel serie speciella rör, vilka är konstruerade för att användas i särskilda kopplingar och inte kan betraktas som grundformer, som kan användas för en mångfald ändamål.

Det enklaste av alla rör är *dioden*, vilken på senare tid åter kommit i allmänt bruk sedan typen under utvecklingens gång fått vila ända sedan radiorörens allra första tid. Dioden användes numera huvud-

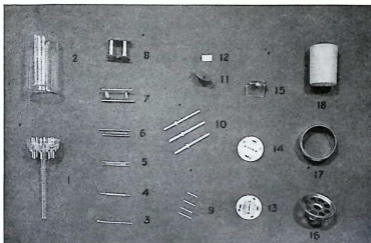


Bild 10 a. Sammanställning av delarna till högfrekvenspentoden EF 22.

1. Pressglasbotten med genomföringsstift och pumpstängel.
2. Glaskolv. 3. Bifilarglödtråd.
4. Katod. 5. Styrgaller.
6. Skärmgaller. 7. Bromsgaller.
8. Anod.
9. Metallstrimla, som förbinder elektroderna med stiften i sockeln.
10. Tre små U-balkar, som uppbär elektrodsystemet.
11. Metallskiva, som dels uppbär gittert och dels skyddar gittermaterialet från att utbreda sig på elektroderna.
13. Undre skiva av isolermaterial (glimmer eller keramik).
14. Övre skiva av isolerande material.
15. Skärmbleck i undre delen av röret, som minskar anod-gallerkapaciteten och gallrets brumspänning.
16. Skärmskiva under rörfoten med runda hål för kontaktstiften. Plattan uppbär även sockelns styrpinne.
17. Falsad metallring, som fasthåller skärmskivan.
18. Inre skärm av metallduk (i stället för yttre metallisering).

Bild 10 b. Genomskäring av högfrekvenspentoden EF 22.



sakligen i större mottagare som detektor i kombination med automatisk volymkontroll. Vanligast förekommer den i form av en duo-diod-triod, alltså en dubbel diod sammanbyggd med en triod, vilken senare användes som första lågfrekvensförstärkare. Dioden förekommer även sammanbyggd med en högfrekvenspentod. Rören gör i dessa fall samma tjänst som två separata rör. En viss besparing erhålles genom att rorstystemen sitter i samma kolv. Ett exempel på en rörsats med endast kombinationsrör är den som innehåller en triod-heptod som blandarrör, en likadan triod-heptod med heptoddelen arbetande som mellanfrekvensförstärkare och trioddelen som lågfrekvensförstärkare samt en duo-diod-slutpentod som detektor och slutrör.

Som vidare utveckling av högfrekvenspentoden kom *hexoden* i två former, den ena avsedd som högfrekvensförstärkare med särskilt känslig förstärkningsreglering och den andra speciellt avsedd som blandarrör i superheterodynmottagare, till vars funktion vi senare återkommer. Den senare typen av hexod eller sexelektrodrör har senare ersatts av *heptoden*, även kallad femgallerröret (engelska: pentagrid converter). Efter heptoden kom sedan *oktoden* med sina åtta elektroder, varav en är anod på vanligt sätt, en styrgaller och en katod i vanlig ordning. Dessutom finnes två skärmgaller och ett bromsgaller. De övriga två elektroderna utgör anod och galler i en oscillator, som användes för alstrande av överlagringssvängningar. Oktoden har en tid i Europa varit det vanligaste blandarröret i superheterodynmottagare, i vilka den mottagna vågen genom heterodyniserings eller överlagring omvandlas till en våg av lägre frekvens, som är lättare att förstärka. I samband med behandlingen av dessa mottagare skall vi gå igenom detta rörs verknings-sätt. Numera användes en *triode-heptod* i stället för oktoden och skillnaden är i stort sett endast den, att trioddelen utbrutits ur oktodsystemet men fortfarande befinner sig i samma glasballong.

För *ultrakorta vågor* finns speciella rör, ty vid frekvenser högre än ca 200 MHz (våglängder under 1,5 m) är de vanliga rörtyperna olämpliga och ger föga eller ingen förstärkning. I mottagarkopplingar och andra anordningar, där det icke är fråga om stor effekt, användas rör med exceptionellt små dimensioner vilka är mest kända under namnet acorn-rör (= ekollon-rör). Här användes en

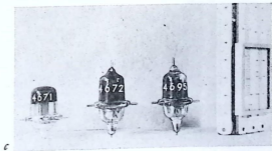
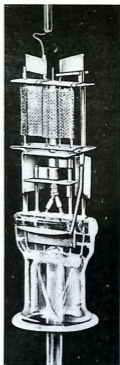
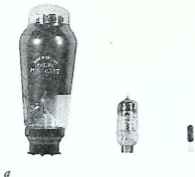


Bild 11 a. 20 års utveckling. Längst till vänster ett äldre mottagar rör med klämfot, i mitten ett helglasrör och längst till höger en transistor.

Bild 11 b. Det inre av duodiodtrioden ABC 1.

Bild 11 c. Ett par specialrör för ultrakortvåg (acorn-rör).

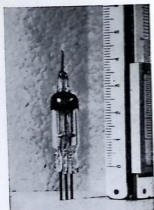


Bild 11 d. En diod EA 50, avsedd för mycket korta vågor och för mätändamål.

mycket liten glasballong och de ävenledes små elektrodernas tilldelningar är förda direkt ut genom glaset och så kraftigt tilltagna att ingen särskild rörsockel behöves. Elektrodena är till sin konstruktion och uppbyggnad något olika de, som finnas i vanliga rör, och av betydligt mindre dimensioner. Fördelarna hos dessa små rör är de till ytterlighet nedpressade kapacitanserna mellan elektroderna och den lilla induktansen i tilldelningarna, vilken vid dessa höga frekvenser ej saknar betydelse, samt den korta löptiden (se sid. 5:8). Vidare kan rörens små dimensioner ha en viss betydelse ur utrymmessynpunkt. En nackdel med dessa extremt små rör är att de är svåra att tillverka för höga effekter. Även hårdglas skulle smälta vid de höga temperaturer som dessa rör antar. Man har därför i vissa fall använt sig av *keramik* i stället för glas eller kvarts som material för rörkolvarna. Tillverkningssvårigheterna är stora, men i gengäld kan dessa rör arbeta vid mycket höga temperaturer utan att ta skada. Ett rör av detta slag, det amerikanska 6BY4, är avsett för frekvenser upp till 900 MHz och tål kontinuerligt temperaturer på över 500° C och för kortare stunder t.o.m. 700° C. Storleken på röret är inte mer än 12×8 mm.

Magnetronröret är ett speciellt rör, som användes i den s.k. magnetronoscillatorn för alstrande av mycket höga frekvenser med

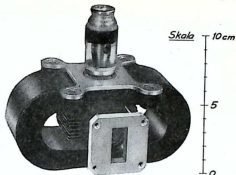


Bild 11 e. Modern magnetron för radarändamål. Arbetsfrekvens 9345–9405 MHz motsvarande ca 3 cm våglängd. Toppeffekten under de korta sändningsintervallen är 65 kW (!).

våglängder av storleksordningen 10 cm. Oscillatorns arbetsätt grundar sig på att de elektroner, som utslungas av katoden genom ett starkt magnetfält vinkelrätt mot elektronernas fortplantningsriktning tvingas att beskriva cirkulära eller kanske rättare elliptiska banor, vilkas storlek är beroende av anodspänningens storlek och magnetfältets styrka. I röret finnes intet galler och den cirkulära anoden är uppslitsad i tvenne hälfter. Svängningarna kommer till stånd genom elektronernas oscillation och frekvensen bestäms av anodens dimensioner samt anodspänningen och magnetfältet. Högre spänning och större fältstyrka ger högre frekvens men samtidigt måste dessa storheter för ett visst rör stå i en viss relation till varandra.

För att generera och förstärka mycket höga frekvenser använder man rör med s.k. hastighetsmodulering. I dessa rör är svängningskretsar och själva röret mycket intimt sammanbyggda, och elektronerna från katoden koncentreras till en stråle. Koncentrationen sker medelst ett s.k. elektronlinssystem på motsvarande sätt som koncentration av ljus sker i ett optiskt linssystem. Längs elektronstrålens väg finnas elektroder placerade, vilka bromsa resp. accelerera elektronerna, så att deras gångtid kommer att motsvara svängningstiden för den mycket korta våg det här är fråga om.

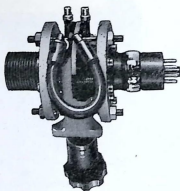


Bild 11 f. Det yttre av ett klystronrör. Man ser uttagen, där en dipolantenn kan anslutas till den ihop med röret sammanbyggda svängningskretsen. Röret har sin ena ända utformad med kylflänsar.

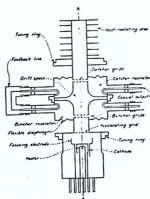


Bild 11 g. Klystron i genomskärning.

Detta är möjligt genom att svängningstiden är så liten, att elektronerna icke hinner röra sig mer än ett litet stycke i röret under en period. Med samma variationshastighet på elektronerna kan olika resonansfrekvenser erhållas med olika mekaniska dimensioner på röret och dess som svängningskretsar utformade elektroder.

Svängningskretsarna utgöres vanligen av s.k. hålrumresonatorer. Rör av detta slag har under namnet *klystron* använts i samband med ultrakortvågsapparatur för radar. Våglängder på några cm har därvid kunnat sändas, mottagas och förstärkas. Klystronen förekommer även i en förenklad variant, som ofta användes som oscillator, nämligen *reflexklystronen*. I denna finns endast en hålrumresonator, vilken elektronstrålen passerar två gånger. Sedan elektronstrålen passerat hålrumresonatorn första gången återkastas den nämligen av en reflektor, som har hög negativ spänning och som därför repellerar elektronerna.

Ett annat rör avsett för förstärkning av mycket höga frekvenser (storleksordning 1 000-tals MHz) är det s.k. *vandringsvågröret*. I detta låter man den våg som skall förstärkas fortplanta sig på en spiralformad ledning längs vars symmetriaxel en elektronstråle rör

sig. Genom interferens mellan vågen och elektronstrålen förstärks den inmatade vågen. Typiska värden för den förstärkning som kan ernås är 20 dB vid 4 000 MHz.

TRANSISTORN

Under försök med halvledare upptäckte man år 1948 vid Bell-laboratorierna i USA att strömmen i spärriktningen för en germaniumdiod ökade om man tillförde germaniumkristallen ström genom en metallspets tätt intill den ursprungliga. På motsvarande sätt som man kunde styra strömmen i en elektronrörsdiod genom att sätta in ett galler mellan katod och anod kunde man nu alltså styra strömmen i en halvledardiod genom att införa en extra elektrod. Man skulle kunna säga att man hade fått fram en "halvledartriad".

Det nya kopplingselementet fick namnet *transistor*. Man insåg snart att tillkomsten av transistorer innebar något av en revolution inom teletekniken, och ett intensivt utvecklingsarbete lades ner på att göra transistorer till en billig och tillförlitlig komponent.

Den ursprungliga transistoren, *spetstransistor*, kom aldrig till någon vidsträckt användning men i stället kom det fram nya typer, främst *skikttransistor*, som för närvarande är den vanligast förekommande transistortypen. En vidare utveckling av skikttransistorer är *ytskikttransistor*, som är särskilt lämpad för höga frekvenser. I bild 12 visas den principiella uppbyggnaden av de tre transistortyper som nu nämnts.

Från halvledardioden kommer vi ihåg att germanium – som är utgångsmaterial för 99% av alla transistorer – normalt är en s.k. n-ledare. Genom att behandla det på visst sätt kan man emellertid modifiera det så att man får en halvledare av samma typ som kisel, dvs. en p-ledare. Skikttransistorer förekommer som framgår av bild 12 i två varianter, dels p-n-p-typen och dels n-p-n-typen. Beteckningarna syftar på det sätt på vilket transistorerna är uppbyggda av n- och p-germanium. De båda typerna kan ges samma elektriska data med den skillnaden att matningsspänningarnas polaritet blir olika för de två typerna. P-n-p-typen är den vanligaste och billigaste av de två.

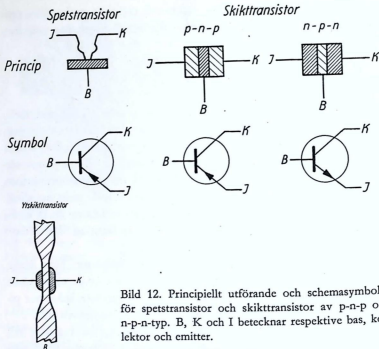


Bild 12. Principiellt utförande och schemasymboler för spetstransistor och skikttransistor av p-n-p och n-p-n-typ. B, K och I betecknar respektive bas, kollektor och emitter.

Transistorerna tre elektroder benämns *emitter*, *kollektor* och *bas*. Man kan säga, att emittern motsvarar katoden, kollektorn anoden och basen gallret i en vanlig triod. Liksom trioden kan förekomma i tre olika grundkopplingar (se brev 9) har vi även för transistorerna tre kopplingsvarianter, nämligen jordad emitter (JE), jordad kollektor (JK) och jordad bas (JB).

Emellertid måste man hålla i minnet, att transistorernas egenskaper i mångt och mycket skiljer sig från elektronrörets och man kan därför ingalunda t.ex. direkt ersätta en triod med en transistor i någon viss koppling. Den väsentliga skillnaden mellan elektronröret och transistorerna kan sägas vara att medan man i elektronröret styr en ström med en spänning (anodströmmen styrs av gallspeänningen) styr man i transistorerna en ström med en annan ström (kollektorströmmen styrs av basströmmen). En följd av detta är att transistorerna - oberoende av vilken koppling som används - alltid kräver

en viss *styreffekt*, medan styrningen av ett elektronrör i princip sker effektlöst (jämför dock klass B-slutsteg sid. 10:18). En annan skillnad mellan elektronröret och transistorn är att vid transistorn förhållandena i utgångskretsen påverkar ingångskretsen. Detta gör att transistorn är besvärlig att använda i högfrekvensförstärkare. Högfrekvenspentoden är där mycket överlägsen.

Transistorn har gentemot elektronröret ett par stora fördelar. Dels är dimensionerna mycket små (se bild 11 a) och dels är verkningsgraden hög. Det sistnämnda beror givetvis till stor del på att transistorn inte förbrukar någon glödström. Vidare är transistorns livslängd mycket hög; några säkra uppgifter finns ännu inte på grund av att transistorn ännu är så pass ny, men sannolikt ligger livslängden i storleksordningen 30 000 timmar. Så hög livslängd får man med elektronrör endast med speciella långlivsrör under gynnsamma driftsbetingelser.

Till transistorns nackdelar hör ett ganska kraftigt temperaturberoende. Många transistorer kan knappast användas vid temperaturer över 50° C, och i kopplingar som skall kunna användas inom ett stort temperaturområde måste man införa kompenserande, temperaturberoende motstånd.

I vilka sammanhang kan nu transistorn med fördel användas? Typiska användningsområden är förstärkare för hörapparater och batterimottagare. Även i andra sammanhang där låg strömförbrukning och litet platsbehov är väsentligt, som t.ex. i matematikmaskiner, kan transistorn komma att användas. De kraftigaste s.k. effektt transistorerna har ännu jämfört med de större elektronrören en mycket blygsam uteffekt. Med två mottaktkopplade transistorer i klass B har man dock fått ut ca 50 watt.

Transistorernas egenskaper vid höga frekvenser är ännu betydligt underlägsna elektronrörens. Som oscillator kan man få skikttransistorn att arbeta upp till 15–30 MHz, ytskikttransistorn till 60–70 MHz och den mycket dyrbara s.k. *tetrodtransistorn* upp till 250 MHz.

Det har ibland sagts att transistorn skulle komma att ersätta elektronrören. I många fall kan man också tänka sig att transistorn kommer att överta elektronrörens arbete, även om det ännu knappast är ekonomiskt motiverat annat än i ett fåtal fall. Transistorns

egenskaper gör emellertid att den kan användas i många sammanhang där det överhuvud taget inte skulle vara någon mening med att använda elektronrör. En enkel transistorkoppling kan t.ex. ersätta en vibratoromformare i en bilradio; en effekttransistor kan ersätta en stor och tung sildrossel i ett anodspänningsaggregat.

Transistorns pris är ännu betydligt högre än de vanliga elektronrörens. Man kan emellertid räkna med att priset kommer att sjunka när rationella fabrikationsmetoder utarbetats. Att fabrikationssvårigheterna är stora inses därav att det germanium som användes måste renas otroligt väl: på 1 000 miljarder germaniumatomer får inte mer än en eller ett par atomer av icke önskvärda grundämnen förekomma. Det är alltså betydligt strängare krav än som ställs på germanium avsett för halvledardioder.

En närmare behandling av transistorns egenskaper får anstå till senare delen av denna kurs.

RÖRVOLTMETERN

Innan vi lämnar elektronrören för att mera direkt syssla med deras praktiska användning, torde det vara på sin plats att i korthet gå igenom grunderna för speciellt triodens användning som voltmeter. Som vi tidigare sett beror anodlikströmmen i en triod avsevärt av gallerströmmen, och genom att begagna sig av krökningen rörkurvans nedre del kan man utnyttja röret för uppmätning av växelspanningar. Rörvoltmestern har den fördelen, att den icke förbrukar någon effekt, om man hela tiden håller sig inom ett område där gallerströmmen är negativ. Vidare kan rörvoltmestern användas vid höga frekvenser, och frekvensområdet begränsas uppåt endast av vederbörande rörs ingångskapacitans.

Enklast användes röret för att mäta en växelspannings toppvärde. Kopplingsschemat ser ut som i bild 13 a. I rörets anodkrets finnes ett känsligt likströmsinstrument inkopplat, och gallerströmmens negativa värde kan varieras med en potentiometer och uppmätas med en likströmsvoltmeter. Först installeras gallerlikspänningen med rörvoltmeterklämmorna kortslutna så att anodströmmen nätt och jämt är 0, och denna spänning avläses till V_1 . Därefter installeras största möjliga negativa gallerströmning och den

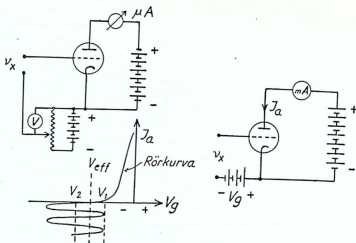


Bild 13. Principschema för rörvoltmeter. a) För uppmätning av toppvärden. b) För uppmätning av effektivvärden (eller rättare kvadratiska medelvärdet).

växelspänning, som skall mätas, inkopplas på klämmorna. Anodströmsinstrumentet visar då fortfarande noll. Sedan minskas den negativa förspänningen, tills anodströmmen åter nått och jämt är noll. Gallerlikspänningens värde avläses då till V_2 . Enligt bilden synes då, att växelspänningens toppvärde v_{\max} är skillnaden mellan de båda gallerlikspänningarna $V_2 - V_1$. Om den uppmätta växelspänningen är sinusformig, blir dess effektivvärde $\sqrt{2}$ gånger mindre eller

$$v_{\text{eff}} = \frac{V_2 - V_1}{\sqrt{2}}$$

Denna metod att använda röret som spänningsmätare har även den fördelen, att man endast behöver ett kalibrerat instrument, nämligen gallerlikspänningstvölmeter. Som nackdel kan räknas att man behöver göra två avläsningar och en uträkning, samt att inställningen av anodströmmens nollvärde på grund av rörkurvans form är ganska vansklig att få exakt.

Den vanligaste rörvoltmeters har ett kopplingsschema som i

princip återfinnes i bild 13 b och fungerar som en anodlikriktande detektor. Rörets arbetspunkt ligger alltså vid negativ gallerspänning och inom det område där rörkurvan har sin största krökning. Ett instrument i rörets anodkrets visar anodlikströmmen, och med hjälp av en kalibreringskurva får man direkt den tillförda växelspänningen. Som vi sett i samband med anodlikriktningen blir kalibreringskurvan kvadratisk eller m.a.o. en del av en parabel (se brev 8). Metodens största svaghet är att känsligheten vid små amplituder är liten, och att resultatet av mätningen i hög grad är beroende av att batterispanningarna äro konstanta och desamma som vid kalibreringen. Rörvoltmetrar, som grunda sig på denna princip, finnas med speciella finesser såsom automatisk anodspanningskompensering, kompenserad anodström, ett flertal mätområden, extra förstärkning osv. En rörvoltmeter av denna typ visar icke direkt effektivvärdet utan växelspänningens kvadratiske medelvärde och därför får man vid noggranna mätningar korrigera kalibreringskurvan, om den mätta spänningen har annan kurvform än kalibreringsspanningen.

Även användes någon gång den gallerlikriktande detektorn som rörvoltmeter, men på grund av gallerströmmen har den en viss effektförbrukning och kopplas därför sällan direkt till växelspänningen, som skall uppmätas. Vanligen kopplas därför ett förstärkasteg framför det egentliga mätroret. Denna rörvoltmeter har den fördelen, att kalibreringskurvan blir praktiskt taget rätlinjig.

Förutom att ha stor känslighet bör en god rörvoltmeter ha liten egenkapacitans och liten ingångsdämpning vid höga frekvenser. Detta uppnås genom att speciella rör användas, dels sådana med speciellt gott vakuum, dels sådana som ha goda egenskaper på ultrakortvåg.

UPPMÄTNING AV RÖRKONSTANTERNA MED VÄXELSTRÖM

Vi har tidigare sett hur rörkonstanterna förstärkningsfaktor, branthet och inre motstånd kunnat utläsas ur rörkurvorna (sid. 5:13 och följande). Emellertid skulle det vid t.ex. rörtillverkning och andra löpande provningar vara allt för tidsödande att taga upp kurvor för

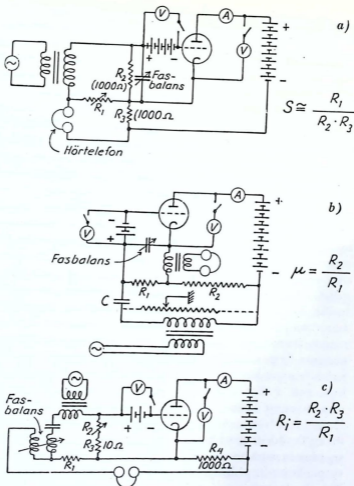


Bild 14. Bryggkopplingar för uppmätning av rörets branhet, förstärkningsfaktor och inre motstånd med växelström av tonfrekvens.

varje rörexemplar, och därför användes vissa mätmetoder, varvid en sorts bryggkoppling begagnas, där respektive rörkonstanter direkt kunna avläsas sedan mätbryggan kompenserts.

För uppmätning av brantheten användes en koppling enligt bild 14 a. Röret arbetar med normala driftsspänningar och med normal anodström, och därvid tillföres på gallret en växelspanning, vanligen omkring 1 000 Hz. I anodkretsen finnes inlänkat ett motstånd på exempelvis 100 Ω . Genom att den till gallret förda spänningen tillföres över en på visst sätt anordnad motståndskombination går det att få nollspänning (tyst i hörtelefonen) mellan två punkter i kopplingen, och därvid fås brantheten direkt proportionell mot ett av motstånden R_1 , som alltså kan graderas direkt med tillfredsställande noggrannhet. En fasbalanskondensator erfordras, för att bryggan skall bliva alldeles tyst. Den till gallret tillförda växelspanningen får givetvis ej vara för stor.

Rörets förstärkningsfaktor uppmätes med hjälp av en koppling, som i princip ser ut som i bild 14 b. Här tillföres en växelspanning mellan galler och anod, medan röret alltjämt drives normalt ur likströmssynpunkt. Katoden anslutes mellan tvenne motstånd tvärs över växelspanningen. När de båda växelspanningar, som bildas på galler- och anodsida, genom att katoden är ansluten till en punkt mellan motstånden, hava sådan storlek, att den av röret bildade anodväxelspanningen är lika med den till anodkretsen förda spänningen, framgår ingen anodväxelström. De bägge anodväxelspanningarna ligga nämligen i motsatt fas, och att ingen anodväxelström framgår kontrolleras med hörtelefonen inkopplad i katodledningen. Enligt definitionen på förstärkningsfaktorn framgår utan vidare att denna erhålles som förhållandet mellan motstånden R_2 och R_1 i bilden. Även här erfordras en liten faskompensering, för att få alldeles tyst i hörtelefonen, och vidare är det lämpligt att anordna en extra potentiometer för att få systemet ur växelströmssynpunkt jordat på lämpligt sätt (så att katoden har nollspänning i förhållande jord).

Även rörets inre motstånd uppmätes med växelström i en ganska komplicerad brygga under normala driftförhållanden. För fullständighetens skull finnes även kopplingen i detta fall angiven i bild 14 c. Tonen, som tillföres, skall vara så svag som möjligt, och därför är det lämpligt att inkoppla en förstärkare före hörtelefonen, och dessutom är det fördelaktigt att använda en konstgjord växelströmsjordning även här. Rörelektroderernas kapacitanser inverka

så, att en extra fasbalansering erfordras, och den åstadkommes här genom en variometer. Det räcker att mäta upp branthet och förstärkningsfaktor. Då inre motståndet sedan enklast räknas ut, användes detta sätt att mäta inre motståndet mera sällan.

Räkneexempel

1 • Pentoden EL 41 skall användas som slutrör i en radiomottagare. Vi vill använda ett triodslutsteg och kopplar därför samman skärmgallret med anoden. Man säger då att pentoden är triodkopplad och den får då normala triodegenskaper.

Följande data för det triodkopplade röret finnas tillgängliga. Branthet 11 mA/V, förstärkningsfaktor 20, summan av anod- och skärmgallerförlust 9 W, anodspänning 250 V. Gallerförspanningen skall vara -8,3 V och gallerströmmens insatspunkt ligger vid -1,3 volt. Högtalaren kan anses utgöra en rent resistiv belastning på 5 Ω och är anpassad till slutröret med en transformator, som får anses förlustfri. Gallerförspanningen alstras med att katodmotstånd.

Sök katodmotståndets storlek, utgångstransformatorns omsättningstal samt den största spänning som kan erhållas över högtalaren vid anpassning för största distorsionsfria effekt, även som verkningsgraden i detta fall.

Vi kan först som sist fastslå, att vi inte får tillföra gallret större växelspanningar än de som har toppvärdet lika med gallerförspanningen minus den spänning där gallerström sätter in, dvs. 8,3 - 1,3 = 7 volt toppvärde. Gallerväxelspanningens effektivvärde blir alltså $7/\sqrt{2} = 5$ V när den har sitt största tillåtna värde.

Därefter beräknar vi rörets anodlikström, som erhålles ur anodeffekten W_a och anodspänningen V_a i arbetspunkten. Anodströmmen I_a blir $W_a/V_a = 9/250 = 0,036$ A = 36 mA.

Vi kan nu beräkna storleken av katodmotståndet R_k som blir $R_k = V_g/I_a = 8,3/0,036 = 230$ Ω . Den effekt som utvecklas i katodmotståndet är $P_k = V_g^2/R_k = 8,3^2/230 = 0,3$ W. Vi väljer lämpligen ett motstånd som tål 0,5 W.

Katodmotståndet måste parallellkopplas med en kondensator,

vars storlek väljes så att dess reaktans är liten även för de lägsta frekvenser man önskar förstärka. Ett vanligt värde är $100 \mu F$.

Vi övergå sedan till att fastställa det lämpligaste belastningsmotståndet för röret. Vi vet då, att för en triod gäller $R_a = 2 R_i$. Rörets inre motstånd R_i beräknas ur $R_i = \mu/S = 20/0,011 = 1\,800 \Omega$. Vi erhåller då $R_a = 2 \cdot 1\,800 = 3\,600 \Omega$.

Utgångstransformatorns omsättningstal N kan nu beräknas enligt

$$N = \sqrt{\frac{R_b}{R_a}} = \sqrt{\frac{5}{3\,600}} = 1/26$$

För att sedan utröna effekten som erhålles vid maximal tillförd gallerväxelspänning, får vi räkna ut den erhållna anodväxelspänningen. Den blir enligt kända formler

$$v_a = v_g \cdot \mu \cdot \frac{R_a}{R_i + R_a} = 5 \cdot 20 \cdot \frac{3\,600}{1\,800 + 3\,600} = 66,5 V$$

Efter nedtransformeringen i utgångstransformatorn får spänningen över högtalaren värdet $66,5/26 = 2,56 V$

Effekten i belastningen R_b blir nu

$$P = \frac{2,56^2}{5} = 1,32 W$$

Samma resultat får vi om vi beräknar effekten på transformatorns primärsida, vilken blir

$$P = \frac{V_a^2}{R_e} = \frac{66,5^2}{3\,600} = 1,32 W$$

Anodverkningsgraden η erhålles nu enligt

$$\eta = \frac{P}{W_a} \cdot 100 = \frac{1,32}{9} 100 = 14,7 \%$$

Rörfabrikanten har för EL 41 i triodkoppling angett $3\,500 \text{ ohm}$ som en lämplig belastningsimpedans, vilket ju nära överensstämmer med det resultat vi kommit till. Uteffekten under dessa förhållanden blir $1,10 W$ vid $5 V$ gallerväxelspänning och distorsionen ca 7% .

2. Pentoden EL 3 är typen för en ofta använd slutpentod. Data, som är mycket lika de som gäller för det nyssnämnda EL 41, äro

följande: Normal arbetspunkt 36 mA vid 250 V anodspänning (och 250 V skärmgallerspänning) samt gallerförspänning - 6 V. Gallerströmmen sätter in vid - 1,3 V. Brantheten uppgives till 8,7 mA/V och inre motståndet till 50 000 Ω. Till vilket yttre motstånd skall röret lämpligen anpassas och vilken maximaleffekt lämnar det då? Sök även verkningsgraden. Hur stor blir maximal-effekten och verkningsgraden för tvenne dylika rör kopplade i mottakt och anpassade till 18 000 Ω från anod till anod räknat? Arbetspunkten bibehålles.

Vi finna alltså att rörets galler högst får tillföras $\frac{6-1,3}{\sqrt{2}} = 3,3$ V växelspanning. Förstärkningsfaktorn kan uträknas till $0,0087 \cdot 50\,000 = 435$ och det lämpliga anpassningsmotståndet blir

$$\frac{V_a}{I_a} = \frac{250}{36} \cdot 1\,000 = 7\,000$$

Gallerväxelspänningen 3,3 V ger vid anoden en växelspanning, som är

$$v_a = v_g \cdot g \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i} = 3,3 \cdot 435 \cdot \frac{7\,000}{7\,000 + 50\,000} = 175 \text{ V}$$

och denna spänning ger i anpassningsmotståndet en effekt på

$$\frac{V_a^2}{R_a} = \frac{175^2}{7\,000} = 4,4 \text{ W}$$

och verkningsgraden får värdet

$$\eta = \frac{4,4}{I_a V_a} \cdot 100 = \frac{4,4 \cdot 1\,000}{36 \cdot 250} \cdot 100 = 49\%$$

Enligt kurvor, som meddelats av rörfabrikanten är distorsionen vid denna effekt 10%. dvs. en tiondel av växelspanningen utgöres av övertoner. Vid 3 W effekt är distorsionen 5%.

En uträkning av effektkänsligheten ger (enligt formel sid. 11:10) 0,41 W/V² medan trioden i föregående exempel får värdet 0,048.

Vid mottaktkopplingen får vi behandla problemet som om vardera röret vore belastat med en fjärdedel av anpassningsmotståndet eller 4 500 Ω och vid uträkning finner vi att anodväxelspänningen hos det ena röret blir

$$v_a = 3,3 \cdot 435 \cdot \frac{4\,500}{4\,500 + 50\,000} = 119 \text{ V}$$

detta effektivvärde har ett toppvärde på $119 \cdot \sqrt{2} = 168 \text{ V}$.

Den motsvarande effekten blir tydligen $119^2/4\,500 = 3,15 \text{ W}$, och för bägge rören tillsammans alltså $6,3 \text{ W}$. Genom att välja samma belastningsimpedans per rör som i fallet med enkelt slutsteg skulle vi kunna få ut $2 \cdot 4,4 = 8,8 \text{ W}$. Anodverkningsgraden skulle bli densamma som för det enkla slutsteget, medan däremot effektkänsligheten skulle öka.

Det är vanligt vid mottaktslutsteg att man arbetar med ett anpassningsmotstånd, som är mindre än det normala, och med arbetspunkten förskjuten något åt större negativ gällerspänning, där rörkurvan är mera krökt. Vid full utnyttning av effekten blir densamma ej större än den vi förut räknat ut, men genom att vi arbeta med klass AB förstärkning kan vi reda oss med mindre anodström. De andra övertoner som bildas kompenseras ju av den balanserade kopplingen och genom att välja ett belastningsmotstånd, där tredje övertonen är minsta möjliga kan den maximala effekten uppnås med mycket liten övertonshalt. Exempelvis kan man med tvenne rör EL 3 i mottakt och gällerspänningen $-9,5 \text{ V}$ uppnå 8 W effekt med mindre än 3% distorsion och 5 W effekt med 2,2% distorsion vilket emellertid åtföljes av sämre effektkänslighet på grund av det låga yttre belastningsmotståndet, som i detta fall är $2\,500 \Omega$ per rör eller $10\,000 \Omega$ från anod till anod.

3. En ljudfilmsförstärkare till en biograf arbetar med tvenne rör i mottakt som slutsteg. Rören har ett lämpligt anpassningsmotstånd på $2\,000 \Omega$ per rör. Mellan förstärkaren i maskinrummet och högtalarna framme vid scenen finns en ledning som för att hela frekvensområdet skall gå fram med minsta förluster bör anpassas för 500Ω . Högtalarna är tre till antalet och kopplade parallellt över linjen; två av dem har talspolsmotståndet 4Ω och den tredje motsvarar ett motstånd på 10Ω . Sök utgångstransformatorns omsättningstal samt omsättningstalen för de tre speciella högtalartransformatorerna om det förutsättes att alla högtalarna skall arbeta med lika stora effekter.

Kopplingsschemat får ett utseende, som framgår av bild 15. Vi skall först beräkna förstärkarens utgångstransformator. Dess om-

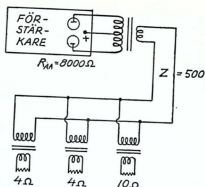


Bild 15. Figur till exempel 3.

sättning bestämmas av att rörens belastningsimpedans = $4 \cdot 2000 \Omega$ från anod till anod räknat skall nedtransformeras till 500Ω och vi får alltså direkt

$$\frac{1}{N} = \sqrt{\frac{4 \cdot 2000}{500}} = 4$$

Utgångstransformatorn skall ha en nedtransformering 4 till 1.

Därefter kommer turen till högtalartransformatorerna. Högtalarna skall tillsammans utgöra en belastning på 500Ω och då kommer alltså vardera högtalaren att utgöra belastningen 1500Ω . De två lika högtalarnas talspolar på 4Ω fordra enligt vad vi tidigare sett ha ett omsättningstal på

$$\frac{1}{N} = \sqrt{\frac{1500}{4}} = 19,3 \text{ även nu nedtransformering.}$$

Högtalaren med talspolen på 10Ω skall också ha nedtransformering som blir

$$\frac{1}{N} = \sqrt{\frac{1500}{10}} = 12,2$$

4. Vi har en förstärkare med 50 W utgångseffekt till förfogande. Denna skall över utgången, som är märkt 100 volt , mata 3 st. högtalare, som tål 10 W effekt samt 4 st. högtalare för 5 W . Av de förra högtalarna har en talspoleimpedansen 20 ohm och två impedansen 5 ohm . De fyra mindre högtalarna har $7,5 \text{ ohms}$ impedans. Vanligen brukar högtalare till förstärkare märkas med ingångsspän-

ningen på anpassningstransformatorns primärsida vid full effekt, i detta fall 100 volt. Därvid kan alla högtalare anslutas till förstärkarens 100-voltsuttag, och vid rätt sammanlagd effekt blir anpassningen riktig. Hur skall i ett fall som detta omsättningstalen för de olika högtalarnas transformatorer dimensioneras med avseende på omsättningstalet, för att samtliga högtalare skall få vardera sin lämpliga effekt?

Vi antar, att alla impedanser är ohmska, och om vi först av rent intresse tar reda på förstärkarens utgångsimpedans, så får vi denna direkt.

$$P = \frac{V^2}{Z}; 50 = \frac{100^2}{Z}; Z = \frac{10\,000}{50} = 200 \text{ ohm}$$

20-ohmshögtalarens spänning kan uträknas till

$$V = \sqrt{P \cdot Z} = \sqrt{10 \cdot 20} = 14,1 \text{ volt}; \frac{1}{N} = \frac{100}{14,1} = \frac{7}{1}$$

Omsättningstalet blir 7:1 nedtransformering.

Motsvarande för 5-ohmshögtalarna blir

$$V = \sqrt{P \cdot Z} = \sqrt{10 \cdot 5} = 7,05 \text{ volt}; \frac{1}{N} = \frac{100}{7,05} = \frac{14}{1}$$

och för 7,5-ohmshögtalarna

$$V = \sqrt{5 \cdot 7,5} = \sqrt{37,5} = 6,1 \text{ volt}; \frac{1}{N} = \frac{100}{6,1} = \frac{16}{1}$$

Av detta exempel torde framgå, att när det gäller anslutning av flera högtalare till en förstärkare, är det lättare och bekvämare att räkna med spänningar och effekter i stället för enbart med impedanserna och effekten. Numera märkes därför vanligen en förstärkares utgång med spänningen vid en viss effekt i stället för med effekt och utgångsklämmornas impedans.

SVARSUPPGIFTER

Svaren införes i svarshäftet, som sändes för granskning till *Brevskolan, Stockholm 15*.

1. Hur stor är den högsta gallerväxelspänning, som bör tillföras ett slutrör arbetande i klass A?

2. Varför erhållas övertoner vid stor utstyrning av ett slutrör och varför inverkar rörets yttre belastning på återgivningens distorsion?
3. Hur uträknas lämpliga anpassningsmotståndet för maximal distorsionsfri effekt vid en triod och en pentod?
4. Hur räknar man ut omsättningstalet hos en utgångstransformator?
5. Varför kan man vid ett mottaktslutsteg med trioder vänta sig mindre total distorsion än med ett slutsteg med tvenne pentoder i mottakt?
6. Nämn något om elektronrörets användning som voltmeter?
7. En slutpentod i en allströmsmottagare drives i ett fall, där 220 volts nätspänning finnes, med 200 V spänning på anoden och 40 mA anodström. I ett annat fall finnes för mottagarens drift endast 110 volts nätspänning att tillgå, och då kommer slutröret att gå med 90 V anodspänning och 50 mA anodström. Högtalaren har en talspole, som kan betraktas som ett motstånd, på $5\ \Omega$. Sök de båda omsättningstal, mellan vilka man får koppla om utgångstransformatorn, samtidigt med att mottagarens driftspänning kopplas om. Hur många varv bör utgångstransformatorn ha på primärlindningen och var bör ett uttag på primärlindningen placeras för användning i det ena av fallen ovan, om sekundärlindningen, som anslutes till högtalarspolen, har 70 varv?
8. Vad är en transistor? Ge några exempel på fall där transistorer med fördel kan användas.