

SIGMUND SOMA

GRUNNBOK I ELEKTRONIKK

2. utgave 1970

Trondheim tekniske skole

YRKESOPPLÆRINGSRÅDET FOR
HÅNDVERK OG INDUSTRI

UNIVERSITETSFORLAGET

STORSIGNAL- ELLER EFFEKTFORSTERKERE

7.1. Klassifisering av forsterkere

På ulik vis kan elektroniske forsterkere deles i grupper etter den måten de arbeider på. Vi skiller f. eks. mellom lavfrekvensforsterkere og høyfrekvensforsterkere, og mellom avstemte forsterkere og uavstemte forsterkere. Hva disse begrepene står for, går klart fram av det vi allerede har behandlet, og det er ingenting nytt til å gjenta dette her. En annen måte å klassifisere forsterkere på er etter den nytteeffekten de er i stand til å avgi. Vi skiller da mellom småsignalforsterkere og storsignal- eller effektforsterkere.

Småsignalforsterkere er karakterisert ved at de arbeider med små signaler eller, mer korrekt, med små sigualeffekter. I slike forsterkere er vi i første rekke interessert i den spenningsforsterkningen, eventuelt strømforsterkningen, som kan oppnås, mens effekten - dvs. produktet av spenning og strøm - er av mindre interesse. I storsignalforsterkere eller effektforsterkere er vi derimot nettopp interessert i den nytteeffekten som forsterkeren er i stand til å levere til belastningen.

Enhver forsterker gir en viss forvrengning (eng. distortion), som fører til at det signalet som kommer ut av forsterkeren, ikke har akkurat samme kurveform som det signalet som gikk inn. En spesiell type forvrengning er den ulineære, også kalt klirr. Den ulineære forvrengningen skyldes ulinearitet i forsterkerens komponenter, og da i første rekke i transistorer eller rør, og den medfører at forsterkerens utgangssignal inneholder frekvenskomponenter som ikke var til stede i inngangssignalet.

De forsterkerne vi har behandlet til nå, har alle vært småsignalforsterkere, og vi baserte beregningene på lineære rør- og transistorekivalenter. Men dermed har vi forutsatt lineære forhold i transistorer og rør, og får selvsagt ingen opplysning om ulineære forvrengninger. I småsignalforster-

kere er en slik lineær behandlingsmåte likevel tillatelig, fordi forvrengningene er små og uten praktisk betydning. I effektforsterkere derimot, hvor vi arbeider over store deler av karakteristikken, kan den ulineære forvrengningen bli betydelig. Under beregningen er vi da nødt til å ta hensyn til at karakteristikken er krumme, noe som i praksis vanskelig lar seg gjøre med mindre vi går tilbake til karakteristikken selv, dvs. ved at vi foretar beregningen grafisk.

Elektroniske forsterkere kan også klassifiseres etter beliggenheten av rørens eller transistorenes arbeidspunkt. Dette er antydning i fig. 7.1, som viser hvordan det inngangssignalet som tilføres gitteret i et rør, kan bli gjengitt: anodestrømmen. Inngangsspenningen antas å ha sinusform, og figuren viser forløpet gjennom to perioder av denne spenningen.

I a) er gitterforspenningen, og dermed arbeidspunktet, valgt slik at hele perioden i signalspenningen blir gjengitt i anodestrømmen. Vi har da en A-forsterker. Småsignalforsterkere arbeider alltid i klasse A. Det samme gjelder oftest mindre effektforsterkere.

I b) er gitterforspenningen, og dermed arbeidspunktet, valgt slik at bare den positive halvperioden i signalspenningen blir gjengitt i anodestrømmen, mens den negative halvperioden ikke kommer igjennom. Vi har da en B-forsterker. Når bare annen hver halvperiode av gittervekselspenningen slipper gjennom røret, blir jo signalets kurveform særkt forvrengt; mens vi har hele sinusbølger inn, får vi bare halve sinusbølger ut. Men ved å bruke to rør i en spesiell mottaktkopling kan vi likevel oppnå bra resultat. Vi kan nemlig la de to rørene gjengi hver sin halvperiode av inngangsvexelspenningen. Som vi skal se seinere, har B-forsterkeren større virkningsgrad enn A-forsterkeren, noe som gjør at vi lar større effektforsterkere arbeide i klasse B.

I c) er gitterforspenningen, og dermed arbeidspunktet, valgt slik at bare en del av annen hver halvperiode i signalspenningen blir gjengitt i anodestrømmen. Vi har da en C-forsterker. En slik arbeidsmåte kan vi bare bruke i avstemte effektforsterkere, der vi utnytter svingkretsens selektive egenskaper til å undertrykke virkningene av den sterke forvrengningen i anodestrømmen.

En mellomting mellom A- og B-forsterkeren er AB-forsterkeren. I

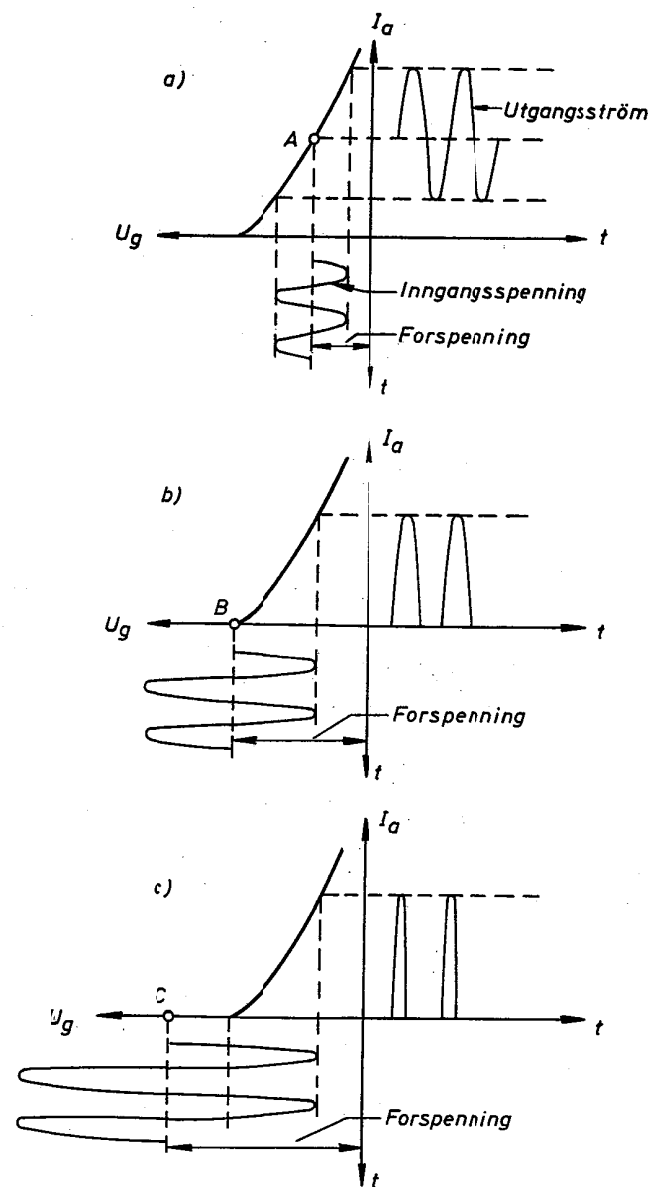


Fig. 7.1. Arbeidspunkt og kurveform ved A-, B- og C-forsterkere

denne er arbeidspunktet valgt slik at noe mellom hele og halve perioden i inngangsspenningen blir gjengitt i anodestrømmen.

I tillegg til bokstavbetegnelsene A, B og C brukes tallindeksen 1 om en rørforsterker der gitteret aldri blir positivt i noen del av perioden, og tallindeksen 2 om en rørforsterker der gitteret blir positivt. A_1 - og B_1 -forsterkere trekker således ikke gitterstrøm, mens A_2 - og B_2 -forsterkere gjør det. Når vi i praksis taler om A- og B-forsterkere uten at tallindeksene blir nevnt, er det som regel underforstått at vi mener A_1 - og B_2 -forsterkere.

Transistorforsterkere klassifiseres på samme måte som rørforsterkere. Også der taler vi om A-, B- og C-forsterkere alt etter hvorvidt hele, halve eller bare en del av halve perioden i inngangsspenningen blir gjengitt i kollektorstrømmen. Men i forbindelse med transistorforsterkere blir det ikke aktuelt å bruke tallindeksene 1 og 2, for en transistor trekker alltid inngangsstrøm.

7.2. Ulineær forvrengning

Som vi alt har nevnt, vil en forsterker gi forvrengning fordi komponenter som rør og transistorer ikke er helt lineære. Vi skal nå undersøke dette litt nærmere. Generelt kan sammenhengen mellom inngangsspenningen u_1 og utgangsspenningen u_{ut} i en forsterker uttrykkes ved en potensrekke:

$$u_{ut} = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2 + a_3 u_1^3 + a_4 u_1^4 + \dots \quad (7.1)$$

der $a_0, a_1, a_2, a_3, \dots$ er parametre som er bestemt av arbeidspunkt, belastning osv. Dersom alle koeffisientene fra og med a_2 er null, er forsterkeren lineær. Hvis ikke, er den ulineær. I virkeligheten er ingen forsterker helt lineær. Men dersom inngangssignalet u_1 er lite, vil leddene fra og med andregradsleddet i potensrekken bli små, slik at vi tilnærmet kan regne med lineær forsterker.

La oss anta at forsterkeren er lineær ($a_2 = a_3 = \dots = 0$), og at inngangsspenningen er sinusformet: $u_1 = u_m \cos \omega t$. Utgangsspenningen er da gitt ved

$$u_{ut} = a_0 + a_1 u_m \cos \omega t = U_c + U_1 \cos \omega t \quad (7.2)$$

Her er $U_0 = a_0$ en likespenning som lett kan skilles fra, slik at det egentlige utgangssignalet blir $U_1 \cos \omega t$. I en lineær forsterker får vi således ut et signal med samme frekvens som det signalet vi sendte inn.

La oss så tenke oss at vi har en ulineær forsterker der ulineariteten skyldes at andregradsleddet i (7.1) ikke er null. Med samme sinusformede inngangsspenning får vi da

$$\begin{aligned} u_{ut} &= a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2 \\ &= a_0 + a_1 u_m \cos \omega t + a_2 u_m^2 \cos^2 \omega t \\ &= a_0 + a_1 u_m \cos \omega t + a_2 u_m^2 \cdot \frac{1}{2}(1 + \cos 2\omega t) \\ &= (a_0 + \frac{1}{2} a_2 u_m^2) + a_1 u_m \cos \omega t + \frac{1}{2} a_2 u_m^2 \cos 2\omega t \\ &= U_0 + U_1 \cos \omega t + U_2 \cos 2\omega t \end{aligned} \quad (7.3)$$

Her er igjen $U_0 = a_0 + \frac{1}{2} a_2 u_m^2$ en likespenning som vi ikke behøver å bekymre oss om. Leddet $U_1 \cos \omega t$, med amplitude $U_1 = a_1 u_m$, har samme form og frekvens som inngangssignalet u_1 , og er således en forsterket utgave av dette. Men leddet $U_2 \cos 2\omega t$, med amplitude $U_2 = \frac{1}{2} a_2 u_m^2$ og med frekvens lik det dobbelte av inngangssignalet frekvens, representerer en ny frekvenskomponent som er oppstått i selve forsterkeren, for den var jo ikke til stede i det signalet som gikk inn. Dette at det oppstår nye (og uønskede) frekvenskomponenter, er karakteristisk for ulineær forvrengning.

I regningen ovenfor antok vi at ulineariteten skyldtes et andregradsledd. I alminnelighet vil alle potensleddene være til stede i (7.1). Dersom vi da påtrykker et sinusformet inngangssignal $u_1 = u_m \cos \omega t$, får utgangsspenningen formen

$$\begin{aligned} u_{ut} &= U_0 + U_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + U_2 \cos(2\omega t + \varphi_2) + U_3 \cos(3\omega t + \varphi_3) \\ &\quad + U_4 \cos(4\omega t + \varphi_4) + \dots \end{aligned} \quad (7.4)$$

Ved siden av den grunnharmoniske komponenten med vinkelfrekvens ω , som svarer til inngangssignalet frekvens, får vi da en hel rekke overharmoniske komponenter med vinkelfrekvens $2\omega, 3\omega$, osv. Og dersom inngangssignalet

består av flere frekvenskomponenter, vil vi som forvrengning få overharmoniske av hver enkelt av inngangssignalets komponenter, foruten en rekke blandingsfrekvenser i tillegg.

Oppgave 7.1

Anta at $u_{ut} = a_0 + a_1 u_1 + a_2 u_1^2$, og at inngangssignalet er sammensatt av to sinusvingninger: $u_1 = u_{m1} \cos \omega_1 t + u_{m2} \cos \omega_2 t$. Vis at u_{ut} , for uten likespenningskomponenten, da får komponenter med vinkelfrekvens ω_1 , $2\omega_1$, ω_2 , $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ og $\omega_1 - \omega_2$. [Merk: $2\cos x \cdot \cos y = \cos(x+y) + \cos(x-y)$].

Et mål for forvrengningen er klirrfaktoren k som, ved sinusformet inngangssignal, angir innholdet av overharmoniske i % av grunnharmoniske:

$$k = \frac{\sqrt{U_2^2 + U_3^2 + U_4^2 + \dots}}{U_1} \cdot 100 \quad (7.5)$$

Her i U_1 , U_2 , U_3 , ... effektivverdien av 1., 2., 3., ... harmoniske. Rotuttrykket i telleren er effektivverdien av summen av de overharmoniske komponentene, dvs. effektivverdien av den totale forvrengningen. Forholdet k blir for øvrig det samme om vi i stedet setter inn amplitudeverdien for spenningene i teller og nevner.

Klirrfaktoren tiltar vanligvis med økende signalstyrke (signaleffekt). Av (7.3) får vi f. eks.

$$k = \frac{U_2}{U_1} \cdot 100 = 50 \frac{a_2}{a_1} u_m \quad (\%) \quad (7.6)$$

Ved kvadratisk ulinearitet vil derfor klirrfaktoren vokse proporsjonalt med signalstyrken (u_m). I praksis er forholdene langt mer kompliserte, og i visse spesielle tilfelle kan sågar klirrfaktoren avta med voksende signalstyrke. Men det vanlige er som nevnt at klirrfaktoren tiltar med signalstyrken.

Som nevnt kan sammenhengen mellom inr- og utgangssignal i en forsterker uttrykkes ved (7.1). Imidlertid vil de parametrene som opptrer i denne potensrekken, endre verdi fra arbeidspunkt til arbeidspunkt og fra den ene verdien på belastningsmotstanden til den andre. Uttrykket har derfor mest interesse reint teoretisk, og i praksis vil vi helst utføre beregningene grafisk direkte i selve karakteristikkfeltet.

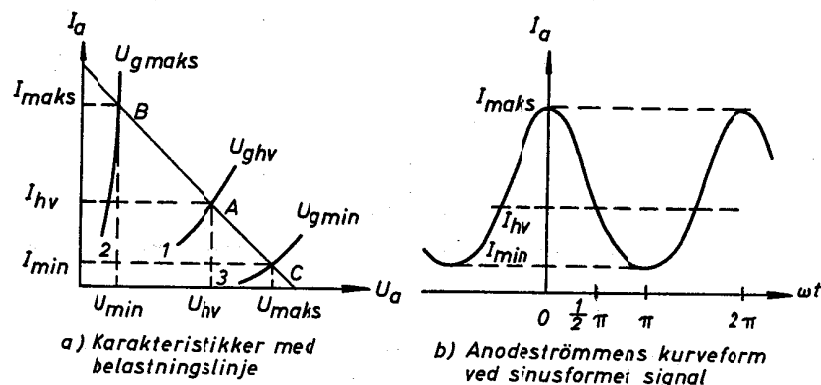


Fig. 7.2. Typisk strømforløp i triode

Fig. 7.2. a) antyder karakteristikkene for en triode, med innlagt belastningslinje. Når gitteret ikke er tilført signal, vil den hvilespenningen som ligger på gitteret, være lik U_{ghv} (= gitterforsperringen). Arbeidspunktet A blir da skjæringspunktet mellom karakteristikkene 1 og belastningslinjen, og anodehvilestrømmen blir lik I_{hv} . Så lenge gitteret er signalløst, vil strømmen gjennom røret holde seg konstant på denne verdien. Når så gitteret tilføres et sinusformet signal, vil gitterspenningen måtte svinge mellom verdiene U_{gmaks} og U_{gmin} . I karakteristikkfeltet må vi da bevege oss langs belastningslinjen mellom punktene B og C på de karakteristikkene 2 og 3 som svarer til U_{gmaks} og U_{gmin} . Ved sinusformet signal på gitteret får anodestrømmen et slikt forløp som vist i b). I alminnelighet vil $I_{maks} - I_{hv} \neq I_{hv} - I_{min}$. Utsvinget fra I_{hv} -linjen er da ikke det samme til de to sidene, og kurveformen i vekselstrømskomponenten er forvrengt i forhold til den rene sinusformen som inngangssignalet hadde.

Som vi har påvist ovenfor, medfører den ulineære forvrengningen at det oppstår overharmoniske komponenter. Den forvrengte kurveformen i b) kan derfor oppfattes som en sum av en rekke sinus og/eller cosinusledd med vinkelfrekvens ω , 2ω , 3ω , osv. når inngangssignalets frekvens er ω . Når vi legger I_a -aksen slik at vi får symmetri om denne, vil alle sinusledd forsvinne (se f. eks. Soma: Matematikk for radio og svakstrøm, s. 109), og anodestrømmen kan skrives

$$I_a = I_0 + I_1 \cos \omega t + I_2 \cos 2\omega t - I_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (7.7)$$

Nå kan det vises at den andreharmoniske komponenten vil dominere når kurven har usymmetrisk utsving som i b). Vi vil derfor anta at alle koeffisientene fra og med I_3 er null, dvs. at all forvrengning skyldes den andreharmoniske komponenten. Verdiene på I_0 , I_1 og I_2 bestemmes deretter lett fra den grafiske kurven:

$$\omega t = 0 : I_0 + I_1 \cos 0 + I_2 \cos 0 = I_0 + I_1 + I_2 = I_{\text{maks}} \quad (a)$$

$$\omega t = \frac{\pi}{2} : I_0 + I_1 \cos \frac{\pi}{2} + I_2 \cos \pi = I_0 - I_2 = I_{\text{hv}} \quad (b)$$

$$\omega t = \pi : I_0 + I_1 \cos \pi + I_2 \cos 2\pi = I_0 - I_1 + I_2 = I_{\text{min}} \quad (c)$$

Av disse tre likningene utledes lett:

$$I_0 = \frac{I_{\text{maks}} + I_{\text{min}} + 2I_{\text{hv}}}{4} \quad (7.8)$$

$$I_1 = \frac{I_{\text{maks}} - I_{\text{min}}}{2} \quad (7.9)$$

$$I_2 = \frac{I_{\text{maks}} + I_{\text{min}} - 2I_{\text{hv}}}{4} \quad (7.10)$$

Dermed har vi bestemt de komponentene som anodestrømmen består av ved hjelp av størrelser som vi lett kan finne grafisk i fig. 7.2. a).

Dersom utsvinget om I_{hv} -linjen i b) ikke er symmetrisk, dvs. dersom $I_{\text{maks}} - I_{\text{hv}} \neq I_{\text{hv}} - I_{\text{min}}$, blir $I_0 \neq I_{\text{hv}}$. Det viser at den likestrømskomponenten I_0 som flyter gjennom røret når gitteret er tilført signal, kan være forskjellig fra hvilestrømmen i røret.

Amplityden for den grunnharmoniske komponenten kan vi også skrive $I_1 = \frac{1}{2}((I_{\text{maks}} - I_{\text{hv}}) + (I_{\text{hv}} - I_{\text{min}}))$. Den er således lik gjennomsnittsverdien av de to utsvingene fra I_{hv} -linjen. Effektivverdien av den grunnharmoniske komponenten er lik $I_1/\sqrt{2}$.

Amplityden for den andreharmoniske komponenten kan vi også skrive $I_2 = \frac{1}{4}((I_{\text{maks}} - I_{\text{hv}}) - (I_{\text{hv}} - I_{\text{min}}))$. Det viser at om vi har symmetrisk utsving, $I_{\text{maks}} - I_{\text{hv}} = I_{\text{hv}} - I_{\text{min}}$, blir den andreharmoniske komponenten null. Effektivverdien av den andreharmoniske komponenten blir $I_2/\sqrt{2}$.

Som nevnt er en slik usymmetrisk gjengivelse av signalkurveformen

som vist i fig. 7.2 karakteristisk for en triode. I en triode er derfor den andreharmoniske den mest framtrepende komponenten i forvrengningen, selv om det også er til stede overharmoniske komponenter av høyere orden. Av fig. 7.2. a) går det fram hva det usymmetriske utsvinget skyldes, nemlig at avstandene mellom karakteristikkene målt langs belastningslinjen ikke er like, dvs. at $AB \neq AC$. I praktiske karakteristikker vil forskjellen mellom AB og AC i alminnelighet bli mindre jo mindre helling vi har på belastningslinjen. Liten helling betyr høy belastningsmotstand. Av dette forstår vi at jo større vi velger R_L , desto mindre blir i alminnelighet den prosentvise forvrengningen (korrifaktoren) i en triode.

Ovenfor behandlet vi kurveformen i anodevekselstrømmen ved sinusformet gittersignal. Anodevekselspenningen vil vise helt tilsvarende kurveform. Dersom vi bare tar med den andreharmoniske komponenten, finner vi lett formler for komponentene i spenningen helt analoge med dem vi fant for strømmen:

$$U_0 = \frac{U_{\text{maks}} + U_{\text{min}} + 2U_{\text{hv}}}{4} \quad (7.11)$$

$$U_1 = \frac{U_{\text{maks}} - U_{\text{min}}}{2} \quad (7.12)$$

$$U_2 = \frac{U_{\text{maks}} + U_{\text{min}} - 2U_{\text{hv}}}{4} \quad (7.13)$$

der U_0 er likestrømskomponenten over anoden, og U_1 og U_2 er amplitydeverdien av grunnharmoniske og andreharmoniske komponenter. Betydningen av U_{maks} , U_{min} og U_{hv} går fram av fig. 7.2. e).

Eksempel 7.1

Fig. 7.3 viser karakteristikkene for trioden ECC82. La oss anta at vi kopleter den som i fig. 2.9 med $R_L = 25 \text{ k}\Omega$, $U_B = 250\text{V}$ og gitterfor-spennning lik -6V . Belastningslinjen blir da liggende mellom 250V og 10mA på aksene. Arbeidspunktet blir liggende på karakteristikken for $U_g = -6\text{V}$, og vi leser av $U_{\text{hv}} = 150\text{V}$ og $I_{\text{hv}} = 4,0\text{mA}$. Dersom vi påtrykker gitteret en sinusformet vekselspenning med amplityde lik 6V , vil gitterspenningen svinge mellom -6 ± 6 , dvs. mellom 0 og -12V . Anodestrømmen vil da svinge mellom $I_{\text{maks}} = 7,3\text{mA}$ og $I_{\text{min}} = 1,5\text{mA}$,

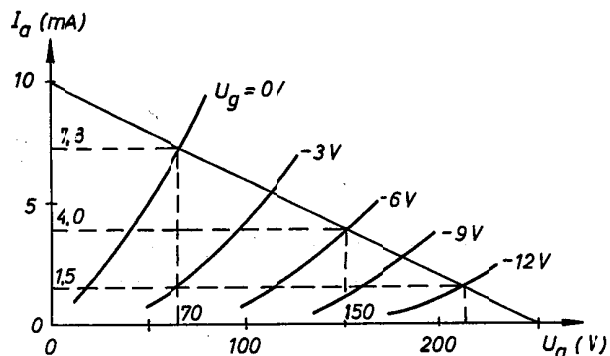


Fig. 7.3. Karakteristikker for ECC82

og anodespenningen mellom $U_{\text{maks}} = 210 \text{ V}$ og $U_{\text{min}} = 70 \text{ V}$. Ved hjelp av de formlene vi nettopp har utviklet, finner vi da umiddelbart $I_0 = 4,2 \text{ mA}$, $I_1 = 2,9 \text{ mA}$, $I_2 = 0,2 \text{ mA}$, $U_0 = 145 \text{ V}$, $U_1 = 70 \text{ V}$ og $U_2 = (-) 5 \text{ V}$. Legg for øvrig merke til at $U_0 \neq U_{\text{hv}}$ og $I_0 \neq I_{\text{hv}}$, dvs. at likespenning og likestrøm i røret er forskjellig med og uten signal. Spenningsforsterkningen blir $70/6 = 11,5$, idet en vekselspenning inn med amplitude 6 V gir en vekselspenning ut med amplitude 70 V . Klirrfaktoren blir $k = 100U_2/U_1 = 500/70 = 7\%$. [Merk: U_1 og U_2 kan også regnes ut når I_1 og I_2 er kjent idet $U_1 = I_1 R_L$ og $U_2 = I_2 R_L$.]

Oppgave 7.2

Tegn to perioder av summene $i = I_0 + I_1 \cos \omega t + I_2 \cos 2\omega t$ og $u = U_0 + U_1 \cos \omega t + U_2 \cos 2\omega t$ når du nytter de koeffisientverdiene som ble funnet i eks. 7.1.

I en pentode vil det oftest være mulig å legge arbeidspunkt og belastningslinje slik at anodestrømskurven blir (tilnærmet) symmetrisk. Fig. 7.4. viser karakteristikkene til effektpentoden EL34 med en innlagt belastningslinje. Dersom gitterforspenningen velges lik -10 V , blir arbeidspunktet i A. Anodehvilestrømmen I_{hv} avleses lik 125 mA . Påtrykker vi så gitteret en vek-

selsperring med amplituder 10 V , vil gitterspenningen svinge mellom 0 V og -20 V . Det medfører at anodestrømmen svinger mellom $I_{\text{maks}} = 220 \text{ mA}$ og $I_{\text{min}} = 30 \text{ mA}$. Utsvinget fra hvilestrømsverdien blir her like stort begge veier idet $220 - 125 = 125 - 30$. Likevel får ikke anodevekselstrømmen nøyaktig samme form som gittervekselspenningen. Vekselstrømskurven får flatklemta toppe fordi $BC < AB$ og $DE < AD$. Dette går også klart fram av kurveformene for U_g og I_a som er tegnet i fig. 7.4.

Dersom vi antar at strømkurven er helt symmetrisk om punktet F, må alle likeharmoniske komponenter forsvinne. Antar vi videre at den tredjeharmoniske komponenten dominerer, kan anodestrømmen tilnærmet skrives

$$I_a = I_0 + I_1 \cos \omega t + I_3 \cos 3\omega t \quad (7.14)$$

Vi kan lett bestemme de tre ukjente størrelsene I_0 , I_1 og I_3 ved å kreve at (7.14) skal falle sammen med den virkelige kurven i tre punkter, f. eks. F, G og H:

$$\omega t = 0: I_0 + I_1 \cos 0 + I_3 \cos 0 = I_0 + I_1 + I_3 = I_{\text{maks}} \quad (a)$$

$$\omega t = \frac{\pi}{3}: I_0 + I_1 \cos \frac{\pi}{3} - I_3 \cos \pi = I_0 + \frac{1}{2} I_1 - I_3 = I_{\pi/3} \quad (b)$$

$$\omega t = \frac{\pi}{2}: I_0 + I_1 \cos \frac{\pi}{2} - I_3 \cos \frac{3\pi}{2} = I_0 = I_{\text{hv}} \quad (c)$$

Av disse tre likningene utledes lett:

$$I_0 = I_{\text{hv}} \quad (7.15)$$

$$I_1 = \frac{2I_{\text{maks}} + 2I_{\pi/3} - 4I_{\text{hv}}}{3} \quad (7.16)$$

$$I_3 = \frac{I_{\text{maks}} + I_{\text{hv}} - 2I_{\pi/3}}{3} \quad (7.17)$$

Dermed er de tre komponentene bestemt ved størrelser som vi lett finner av rørets karakteristikkfelt. Med tallverdiene fra fig. 7.4 får vi $I_0 = 125 \text{ mA}$, $I_1 = 100 \text{ mA}$ og $I_3 = (-) 5 \text{ mA}$. Om vi antar at de høyere harmoniske er ignorerbare, blir forvrengningen $100I_3/I_1 = 100 \cdot 5/100 = 5\%$.

Det kan være verdt å merke seg at $I_0 = I_{\text{hv}}$ dvs. at likestrømskomponenten gjennom røret er den samme enten røret fører signal eller ikke. Dette gjelder selvsagt bare så lenge utsvinget fra I_{hv} -linja på strømkurven er symmetrisk.

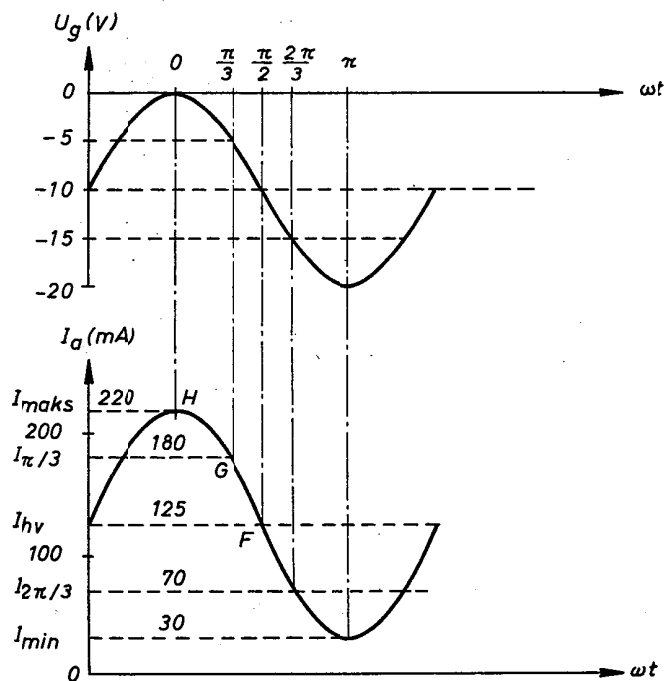
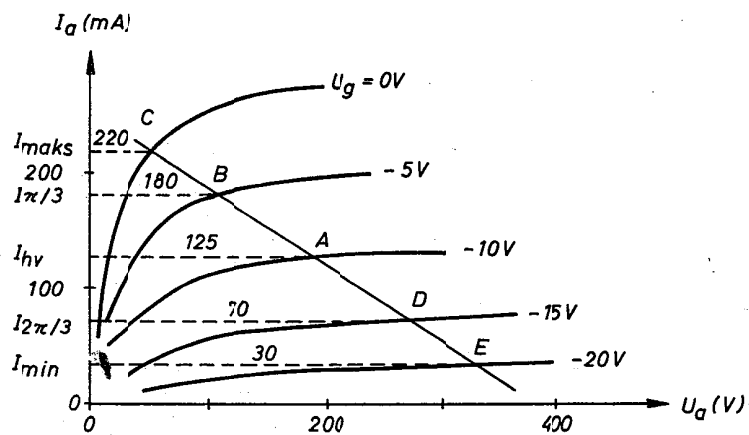


Fig. 7.4. Karakteristikker for EL34 med kurveform i inn- og utgangssignal for den valgte belastningslinje

Formel (7.16) gir et annet uttrykk for amplitudeverdien av den grunnharmoniske komponenten (7.9). Men så lenge flattrykningen av toppene på strømkurven er relativt liten, kan vi også her - som en første tilnærming - sette $I_1 = \frac{1}{2}(I_{maks} - I_{min})$. Med tallverdier fra fig. 7.4 gir dette $I_1 \approx \frac{1}{2}(220 - 30) = 95$ mA mot 100 mA med formel (7.16).

En slik symmetrisk forvrengning, der tredje harmoniske er den mest framtrepende komponenten i forvrengningen, er karakteristisk for pentoder. Men for å få en slik symmetrisk forvrengning må vi legge belastningslinjen på en bestemt måte. Vi kan lett overtale oss om at dersom vi gir belastningslinjen gjennom A i fig. 7.4 en annen helling enn den som er valgt i figuren, blir utsvinget fra A ikke likt begge veier, og forvrengningen vil inneholde en andreharmonisk komponent. I en pentode må vi derfor gi belastningsmotstanden en bestemt verdi for at den andreharmoniske komponenten skal forsvinne. Den samme verdien på R_L vil i alminnelighet gi minimum i den totale forvrengningen. Det hele er illustrert i fig. 7.5, som viser hvordan forvrengningen varierer med R_L i trioder og pentoder.

Opgave 7.3

Tegn en periode av $I = 125 + 100\cos\omega t - 5\cos3\omega t$, og jamfør med kurveformen for I_a i fig. 7.4.

Også i en transistor er karakteristikkene krumme, og ved store signaler må vi bestemme kurveformen grafisk. Men selve arbeidet blir her mer omstendelig, fordi vi oftest må "innom" flere sett kurver.

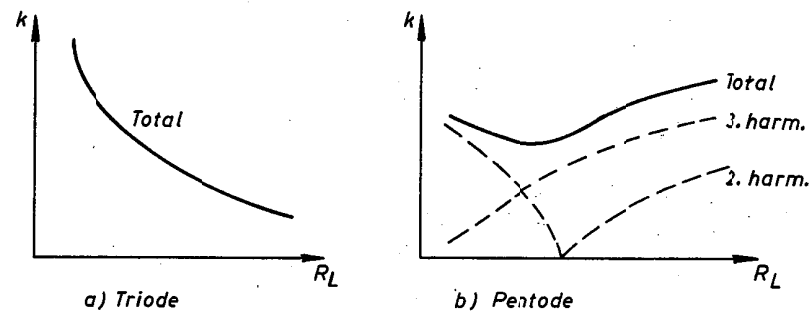


Fig. 7.5. Forvrengningens variasjon med belastningsmotstanden

7.3. A-forsterker

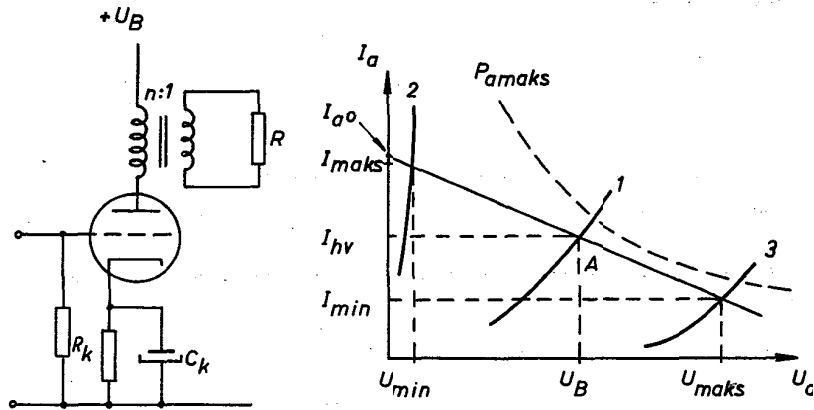


Fig. 7.6. Lavfrekvens effektforsterker i klasse A

Den mest alminnelige kopling for en effektforsterker er vist i fig. 7.6. Den egentlige effektforbrukeren, R , koples i alminnelighet til anodekretsen over en utgangstransformator. Om transformatorens oversætningsforhold er $n:1$, er den belastningsmotstanden som røret "ser" over transformatorens primærvikling, gitt ved

$$R_L = n^2 R \quad (7.18)$$

Innføringen av en transformator mellom den egentlige belastningen og røret gir to vesentlige fordeler. For det første kan vi alltid velge oversætningsforholdet slik at røret får den mest gunstige belastningsmotstand R_L , uavhengig av hvilken motstand R den egentlige belastningen har. For det andre unngår vi at anodelikestrømmen gjennomløper den egentlige belastningen. Derved unngår vi unødig effekttap, dvs. vi får bedre virkningsgrad.

Når belastningen R tilkoples røret over en transformator, får belastningslinjen en annen plassering i karakteristikkfeltet enn om selve motstanden stod i anodeledningen. Det henger sammen med at det bare er vekselstrømskomponenten i anodestrømmen som møter motstanden $R_L = n^2 R$ i transformatoren. Likestrømskomponenten møter bare den motstanden vi

har i selve viklingen, og denne er i alminnelighet så liten at vi i første tilnærming kan sette den lik null. Så lenge gitteret er uten signal og røret bare fører likestrøm, blir spenningsfallet over transformatoren tilnærmet null, og hele batterispenningen U_B må falle over røret. Arbeidspunktet blir derfor liggende på den vertikale linjen gjennom punktet $U_a = U_B$ på U_a -aksen. Dersom gitterforspenningen har en verdi som svarer til karakteristikken 1 i fig. 7.6, faller arbeidspunktet i A. Ved gitt arbeidspunkt kan anodehvilestrømmen I_{hv} avleses.

Når gitteret blir tilført signal, vil anodestrømmen I_a inneholde en vekselstrømskomponent. Den blir lik den totale strømmen minus likestrømskomponenten I_0 , dvs. lik $I_a - I_0$. Vekselstrømskomponenten møter motstanden $R_L = n^2 R$ over transformatoren og vil gi spenningsfallet $R_L \cdot (I_a - I_0)$ over den. Spenningsfallet over røret blir da lik batterispenningen minus spenningsfallet over transformatoren, dvs. $U_a = U_B - (I_a - I_0)R_L$. I praksis blir anodelikestrømmen I_0 når røret fører signal omtrent lik anodehvilestrømmen I_{hv} uten signal, og vi får

$$U_a = U_B - (I_a - I_{hv})R_L \quad (7.19)$$

Denne siste likningen gir sammenhengen mellom U_a og I_a når røret påtrykkes signal. (7.19) er med andre ord likningen for belastningslinjen.

Settes $I_a = I_{hv}$, blir $U_a = U_B$. Dette svarer til punktet A i figuren, og viser at den dynamiske belastningslinjen går gjennom det statiske arbeidspunktet (hvilepunktet). For å kunne tegne inn belastningslinjen trenger vi ett punkt til. Det letteste er da å finne hvor linjen skjærer I_a -aksen. På I_a -aksen er $U_a = 0$. Innsatt i (7.19) gir det $I_{a0} = I_{hv} + U_B/R_L$. Dermed kjenner vi to punkter på belastningslinjen, og den er fullstendig fastlagt.

Når belastningslinjen er tegnet inn, kan vi bestemme grafisk hvordan strøm- og spenningsforholdene i røret varierer. Påtrykkes gitteret en sinusformet signalspenning, vil vi svinge langs belastningslinjen mellom karakteristikken 2 og 3, som svarer til de spenningene gitteret svinger mellom. Dermed svinger anodestrømmen mellom I_{maks} og I_{min} og anodespenningen mellom U_{maks} og U_{min} . Den varierende anodestrømmen inneholder en grunnharmonisk komponent, med samme frekvens som inngangsvekselspenningen. Så lenge forvrengningen er moderat, får denne grunnharmoniske komponenten eller signalstrømmen tilnærmet amplitydeverdien $I_1 = \frac{1}{2}(I_{maks} - I_{min})$ og dermed effektivverdien

$$i_1 = \frac{I_1}{\sqrt{2}} = \frac{I_{\text{maks}} - I_{\text{min}}}{2\sqrt{2}} \quad (7.20)$$

Helt tilsvarende inneholder den varierende anodespenningen en grunnharmo- nisk komponent eller signalspenning med effektivverdi (tilnærmet)

$$u_1 = \frac{U_1}{\sqrt{2}} = \frac{U_{\text{maks}} - U_{\text{min}}}{2\sqrt{2}} \quad (7.21)$$

Signalstrømmen gjennom transformatorens primærvikling må bli lik i_1 . Videre må signalspenningen over transformatorens primærvikling bli lik u_1 . Dette siste innser vi når vi tenker på at punktet $+U_B$ kan betraktes som kort- sluttet til katoden vekselstrømsmessig, med den følge at vekselspenningen alltid må bli den samme over røret og transformatoren. Så lenge den trans- formerte motstanden er reint ohmsk, er u_1 og i_1 i fase [$u_1 = i_1 R_L$]. Den signal- eller nytteeffekten som røret leverer til transformatoren, og derfra videre til R, blir da

$$P_n = u_1 i_1 = \frac{(U_{\text{maks}} - U_{\text{min}})(I_{\text{maks}} - I_{\text{min}})}{8} \quad (7.22)$$

I en effektførsterker er det nettopp denne avgitte nytteeffekten, dvs. produktet av spenning og strøm, som er av primær interesse, mens f. eks. spenningsforsterkningen er av underordnet betydning. Ved gitt gitterveksel- spenning vil det være en bestemt helling på belastningslinjen som gir maksi- mum for produktet P_n . For å få størst mulig avgitt nytteeffekt må derfor belastningsmotstanden R_L ha en bestemt verdi. I pentoder faller den ver- dien av R_L som gir maksimal nytteeffekt, omtrent sammen med den verdien av R_L som gir minst forvrengning.

Den energien som røret leverer til belastningen, kommer opprinnelig fra batteriet. Det som skjer, er nemlig at røret mottar en viss likestrøms- effekt P_o fra batteriet. I røret blir så en del av denne effekten (P_n) om- dannet til vekselstrøms effekt (nytteeffekt), mens resten, $P_a = P_o - P_n$, for- brenner i røret som anodetap. Den likestrøms effekten som røret mottar, er lik anodelikestrømmen multiplisert med batterispenningen, dvs. $P_o = I_o U_B$. Ved moderat forvrengning blir I_o tilnærmet lik middelveiden av I_{maks} og I_{min} , og U_B tilnærmet lik middelveiden av U_{maks} og U_{min} : $I_o \approx \frac{1}{2}(I_{\text{maks}} + I_{\text{min}})$, $U_B \approx \frac{1}{2}(U_{\text{maks}} + U_{\text{min}})$. Det gir

$$P_o = I_o U_B = \frac{(U_{\text{maks}} + U_{\text{min}})(I_{\text{maks}} + I_{\text{min}})}{4} \quad (7.23)$$

Anodevirkningsgraden er definert som forholdet mellom avgitt nytte- effekt og tilført likestrøms effekt:

$$\eta = \frac{P_n}{P_o} \cdot 100 = 50 \frac{(U_{\text{maks}} - U_{\text{min}})(I_{\text{maks}} - I_{\text{min}})}{(U_{\text{maks}} + U_{\text{min}})(I_{\text{maks}} + I_{\text{min}})} (\%) \quad (7.24)$$

I praksis er vi interessert i at mest mulig av den effekten som røret mottar, blir levert videre til belastningen som nytteeffekt, dvs. at virkningsgraden er størst mulig. Men uansett hvor sterkt vi utstyrer røret, kan aldri U_{min} og I_{min} bli mindre enn null. Etter (7.24) blir derfor den største tenkbare virkningsgrad i en A-forsterker 50%, forutsatt at den arbeider med sinus- formet signal. Den praktiske virkningsgraden blir mindre, rundt 35% i pentoder og 25% i trioder. Om U_{min} skal bli null, må vi nemlig utstyre røret så sterkt at vi kommer inn i området for positiv gitterspenning (A_2 - forsterker). En utstyring inn i området for positiv U_g gir imidlertid stor forvrengning, og vi er som regel henvist til å sette grensen for U_{min} ved karakteristikken for $U_g = 0$. At pentoden da gir størst virkningsgrad, kommer av at karakteristikken for $U_g = 0$ ligger nærmere I_a -aksen i pen- toder enn i trioder.

[Merknad: Dersom vi ikke bruker transformator, men setter er ohmsk belastningsmotstand R_L direkte i anodeledningen, kan det lett vises at den teoretiske grensen for virkningsgraden bare blir 25%.]

Eksempel 7.2

I fig. 7.4. finner vi $I_{\text{maks}} = 220\text{mA}$, $I_{\text{min}} = 30\text{mA}$, $U_{\text{maks}} = 335\text{V}$ og $U_{\text{min}} = 55\text{V}$. Det gir virkningsgraden

$$\eta = 50 \frac{(335 - 55)(220 - 30)}{(335 + 55)(220 + 30)} = 27\%$$

I et gitt rør kan ikke anodetapet overskride en viss maksimalverdi P_{amaks} . Alle punkter der produktet av anodespenningen og anodestrømmen nettopp er lik P_{amaks} , ligger på anodetapshyperbelen, som er antydnet i fig. 7.6 ved en prikket kurve. Når røret ikke fører signal, vil hele den like- strøms effekten $P_o = I_{\text{hv}} U_B$ som røret opptar, forbrenne som anodetap. Om

ikke røret skal bli ødelagt, må vi derfor sørge for at $I_{hv} U_B \leq P_{amaks}$. Geometrisk betyr dette at arbeidspunktet må ligge på eller under anodetaps-hyperbelen, men aldri over denne.

I A-forserkere frambringer vi gitterforspenningen over en katodemotstand på vanlig måte. Dersom gitterforspenningen skal være U_g , finner vi umiddelbart

$$R_k = \frac{U_g}{I_o} = \frac{U_g}{I_{hv}} \quad (7.25)$$

Beregningen av utgangstransformatoren skal vi ikke gjennomgå her. Men vi skal minne om det vi fant i punkt 3.4: Lav nedre grensefrekvens krever stor primærinduktivitet, og høy øvre grensefrekvens krever liten spredning. Videre må viklingene ha tilstrekkelig tverrsnitt for den strømmen de skal føre. I denne forbindelse må en være oppmerksom på at primærviklingen, ved siden av vekselstrømmen, også skal føre anodelikestrømmen. Endelig må vi sørge for at den magnetiske flukstettheten (B) i jernkjernen ikke blir for stor. Ellers kan den ulineære magnetiseringskurven gi betydelig tilleggsforvrengning i selve transformatoren.

Eksempel 7.3

Fig. 7.7 viser karakteristikene for effektpentoden EL95. Maksimalt anodetap er 6 W, som angitt ved prikket hyperbel. Vi tenke oss pentoden koplet som i fig. 7.6 med $U_B = 250$ V. I denne figuren er ikke inntegnet noe skjermgitter, men da skjermgitterspenningen skal være 250 V (se karakteristikene), kopler vi skjermgitteret direkte til $-U_B$. Belastningen vil vi tenke oss er en vanlig høyttaler med $R = 4\Omega$. Arbeidspunktet må ligge rett over punktet $U_a = U_B = 250$ V på U_a -aksen. Vi vil velge det akkurat på effekthyperbelen. Det krever gitterforspenningen $U_g = -9$ V (denne karakteristikken er ikke inntegnet). Anodehvilestrømmen leses av lik $I_{hv} = 24$ mA. Katodemotstanden må da velges lik $R_k = 9/24 = 0,375$ k $\Omega = 375\Omega$ (strengt tatt blir R_k litt mindre fordi katodestrømmen er lik $I_a + I_{g2}$). Ved å gi belastningslinjen en slik helling som vist, får vi tilnærmet symmetriske utsving når U_g varierer med 5 V, dvs. mellom -4 og -14 V. Belastningslinjen skjærer strømaksen ved $I_{a0} = 46$ mA. Etter (7.19) krever det $R_L = U_B/$

$(I_{a0} - I_{hv}) = 250/22 = 11,4$ k Ω . Transformatorens oversetningsforhold må velges lik

$$n = \sqrt{\frac{11400}{4}} = 53,4$$

slik at primærviklingen må ha 53,4 ganger flere vindinger enn sekundærviklingen. Av karakteristikene leses vi av $U_{maks} = 460$ V, $U_{min} = 40$ V, $I_{maks} = 42$ mA og $I_{min} = 6$ mA. Avgitt nytteeffekt blir derfor

$$P_n = \frac{(460 - 40)(42 - 6)}{8} = 1900 \text{ mW} = 1,9 \text{ W}$$

For å få avgitt denne effekten må gitteret tilføres vekselspanning med effektivverdi $5/\sqrt{2} = 3,5$ V. Da tilført effekt $P_o = 6$ W, blir anodevirkningsgraden $\eta = 100 \cdot 1,9/6 = 31,5$ %. Samme verdi gir for øvrig formel (7.24).

Ved beregning av effektførsterkere med transistor, kan vi gå fram på helt analog måte som ved rørførsterkere. En typisk kopling er vist i fig. 7.8, der arbeidspunktet innreguleres ved hjelp av basismotstanden R_B (jmfør fig. 5.11 og teksten i forbindelse med denne figuren). Vi vil anta at transistoren har karakteristikker som vist (Siemens: AD149), at batterispenningen er 4 V, og at den dynamiske belastningsmotstanden $R_L = 4\Omega$.

Dersom vi antar at transformatorens likestrømsmotstand er null, slik at hele likespenningen blir liggende over transistoren, blir arbeidspunktet liggende rett ovenfor punktet -4 V på U_{ke} -aksen. Vi vil velge arbeidspunktet på den karakteristikken som svarer til basis-emitterhvilespenningen $U_{be} = -0,5$ V. Av kurveblad som ikke er gjengitt her, finner en at basishvilestrømmen da er $I_b = -20$ mA. Av batterispenningen på 4 V, faller 0,5 V mellom basis og emitter, mens resten, 3,5 V, må ligge mellom kollektor og basis, dvs. over R_B . For at basishvilestrømmen skal bli 20 mA, må basismotstanden ha verdien $R_B = \frac{3,5}{20} = 0,175$ k $\Omega = 175\Omega$.

Kollektorhvilestrømmen i arbeidspunktet avleses lik $I_{khv} = -1,2$ A. Da $R_L = 4\Omega$, må belastningslinjen skjære I_k -aksen ved strømmen $I_{ko} = I_{khv} + U_B/R_L = -1,2 + \frac{-4}{4} = -2,2$ A. Gjennom dette punktet og arbeidspunktet A kan så belastningslinjen trekkes.

Dersom inngangen tilføres en vekselspanning med amplitude 0,2 V, vil

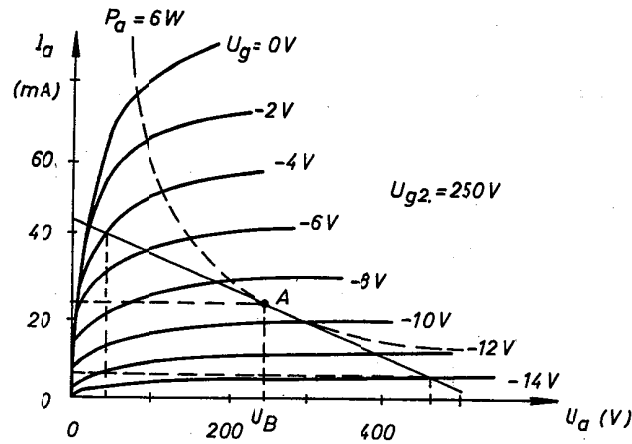


Fig. 7.7. Karakteristikkene for EL95

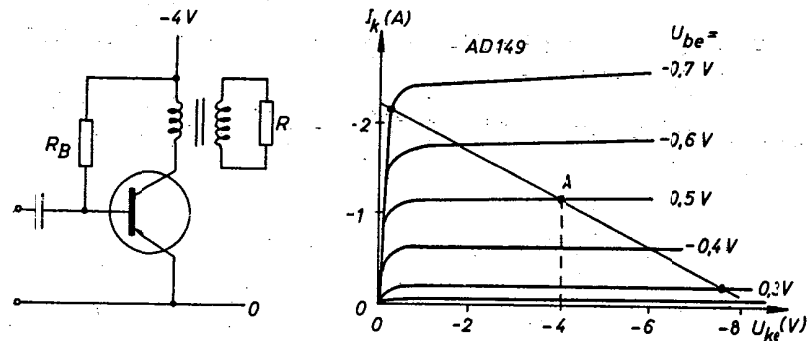


Fig. 7.8. Effektförsterker med transistor

vi svinge langs belastningslinjen mellom karakteristikkene for $U_{be} = -0,7V$ og $-0,3V$. I_k vil da svinge mellom $I_{maks} = -2,15A$ og $I_{min} = -0,25A$, mens U_{ke} svinger mellom $U_{maks} = -7,8V$ og $U_{min} = -0,2V$. Etter (7.22) blir den avgitte nytteeffekten

$$P_n = \frac{(7,8 - 0,2)(2,15 - 0,25)}{8} = 1,8W$$

Etter (7.24) blir kollektorvirkningsgraden

$$\eta = 50 \frac{(7,8 - 0,2)(2,15 - 0,25)}{(7,8 + 0,2)(2,15 - 0,25)} = 37,5\%$$

For at den avgitte effekten skal bli som beregnet, må inngangen på transistoren tilføres en vekselspenning med effektivverdi $0,2/\sqrt{2} = 0,14V$. Men inngangen vil også trekke en viss vekselström, slik at det trinnet som mater effektförsterkertrinnet, må kunne levere en viss effekt. Det trinnet som mater den egentlige effektförsterkeren, kalles et drivertrinn. Dersom en rörförsterker utstyres så kraftig at det går gitterström, får vi samme forhold der: Drivertrinnet foran det egentlige effektförsterkerörret må kunne levere den vekselströmeffekten som gitteret trekker.

Som det går fram av kurvene i fig. 7.8, kan vi ved utstyringen av en transistor komme meget nær strömaksen, slik at U_{min} blir meget liten. Samtidig kan I_{min} presses lenger ned enn det som ble gjort i denne figuren. I en transistor kan derfor den praktiske kollektorvirkningsgraden ligge nær opp til den teoretiske grensen (som er 50 %).

Strengt tatt blir totalvirkningsgraden i en effektförsterker mindre enn anode- eller kollektorvirkningsgraden. Ved beregning av totalvirkningsgraden må vi ta hensyn til effekttapet i katode-, emitter- og basismotstander, og til der effekten som drivertrinnet leverer. Spesielt bør en være oppmerksom på at effekttapet i en eventuell emittermotstand kan bli betydelig (dersom R_E er av samme størrelsesorden som R_L).

7.4. Mottaktkopling (Push-pull)

Den forvrängningen som oppstår i en störsignalförsterker, kan reduseres betydelig om vi bruker to like rör (eller transistorer) koplet i mottakt (eng. push-pull = skyv-hal). En mottaktkoplet rörförsterker er vist i fig. 7.9. Inngangssignalet tilføres fasevendertransformatoren T_1 . Transformatorens sekundärvikling har midtpunktuttaket 0. I forhold til 0 er spenningene u_1 og u_1' over de to halvdelene av sekundärviklingen i motfase. Gitterne på de to rörerne blir derfor tilført vekselspenninger som er i motfase. Mens gitterkatodespenningen blir mer negativ i det ene rörret, blir den mindre negativ i det andre, og omvendt. Anodevekselströmmene i de to rörerne er derfor også i motfase. Men i utgangstransformatoren T_2 , der de to strömmene

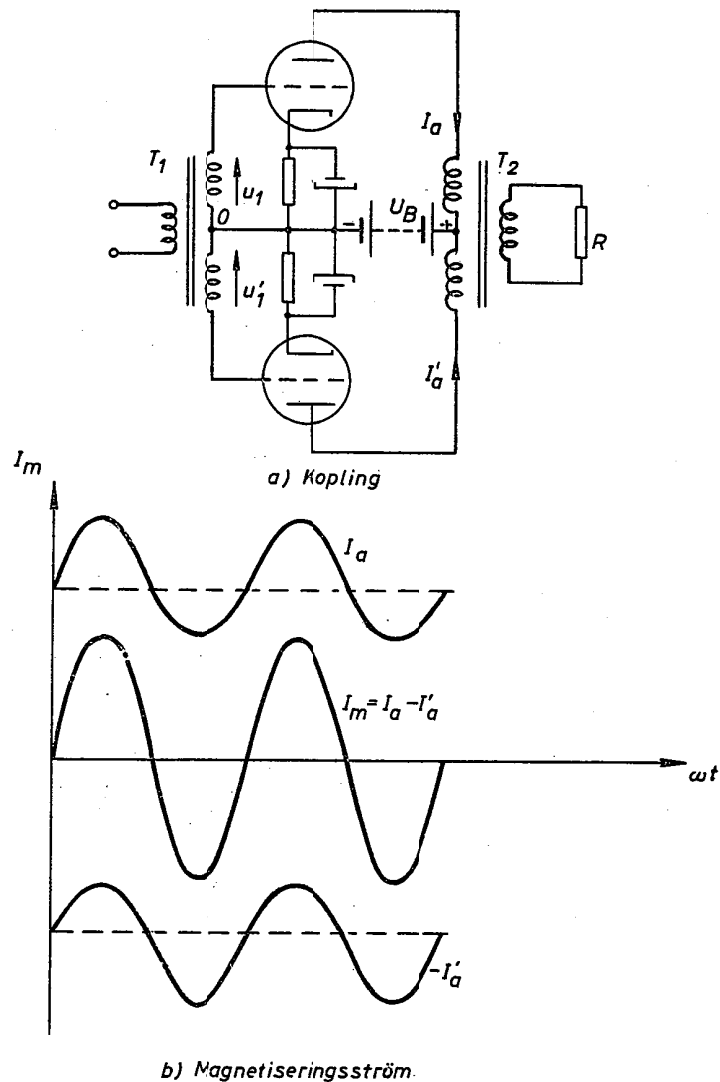


Fig. 7.9. Mottaktkoplet rørførsterker

går gjennom hver sin halvdel av den midtpunktappede primærviklingen, vil anodestrømmene virke mot hverandre, slik at den resulterende magnetiseringsstrømmen blir

$$I_m = I_a - I'_a \quad (7.26)$$

Resultatet blir at de på forhånd fasevendte anodevekselstrømmene virker med hverandre, og begge gir bidrag til den resulterende magnetiseringsstrømmen i transformatorens.

Grafisk adderes virkningene av de to strømmene som vist i fig. 7.9. b). Her legger vi spesielt merke til at likestrømskomponentene gjennom rørene motvirker hverandre i transformatoren, slik at vi ikke får noen netto likestrømsmagnetisering. Dette er i seg selv en stor fordel, fordi den manglende likestrømsmagnetisering letter konstruksjonen av transformatoren. Men vekselstrømskomponentene virker med hverandre, og den resulterende magnetiseringsstrømmen blir summen av de to vekselstrømskomponentene.

Selv om anodevekselstrømmene hver for seg er forvrengt ved at den ene halvperioden er mer flattrykket enn den andre, blir den resulterende magnetiseringsstrømmen symmetrisk med like utsving til begge sider av nullaksen. Dette medfører at magnetiseringsstrømmen ikke inneholder like harmoniske. Forvrengningen kan derfor bare bestå av ulike harmoniske. Da den vekselspenning som induseres i transformatorens sekundærvikling, får samme kurveform som den primære magnetiseringsstrømmen, vil forvrengningen av den spenningen som tilføres belastningen R bare bestå av ulike harmoniske.

Mottaktkopling er spesielt fordelaktig i forbindelse med trioder, der den forvrengningen som oppstår i hvert enkelt rør, det vesentligste består av like harmoniske. Og disse komponentene vil jo motvirke hverandre i utgangstransformatoren. Men også ved pentoder vil en normalt, for en bestemt utgangseffekt, få mindre forvrengning enn om de to rørene var koplet direkte i parallell.

At like overharmoniske forsvinner ved mottaktkopling, kan vi også se ved en matematisk betraktning. Dersom det ene røret påtrykkes sinusformet vekselspenning $u_1 = u_m \cos \omega t$, kan anodestrømmen i røret skrives (jmfør (7.7))

$$I_a = I_0 + I_1 \cos \omega t + I_2 \cos 2 \omega t + I_3 \cos 3 \omega t + I_4 \cos 4 \omega t + \dots \quad (7.27)$$

Om det andre røret er helt likt, må samme formel gjelde for dette. Når u_1' er fasevendt i forhold til u_1 , blir imidlertid $u_1' = -u_1 = i_m \cos(\omega t - \pi)$, og vi finner strømmen gjennom dette røret ved å erstatte ωt i (7.27) med $(\omega t - \pi)$:

$$\begin{aligned} I_a' &= I_0 - I_1 \cos(\omega t - \pi) + I_2 \cos 2(\omega t - \pi) + I_3 \cos 3(\omega t - \pi) + \dots \\ &= I_0 - I_1 \cos \omega t + I_2 \cos 2 \omega t - I_3 \cos 3 \omega t + I_4 \cos 4 \omega t - \dots \end{aligned} \quad (7.28)$$

Dette gir umiddelbart

$$I_m = I_a - I_a' = 2I_1 \cos \omega t + 2I_3 \cos 3 \omega t + 2I_5 \cos 5 \omega t + \dots \quad (7.29)$$

Denne likningen bekrefter hva som tidligere er sagt: Likestrømskomponenten og like harmoniske forsvinner i magnetiseringsstrømmen.

I fig. 7.9 skaffes de to rørene gitterforspenning med hver sin katodemotstand. I praksis kan dette gjøres like godt med én motstand. De to katodene koples da sammen, og fellesmotstanden settes mellom katodene og -. Motstandsverdien blir halvparten av hva den er om vi nytter to motstander, for likestrømmen gjennom den blir det dobbelte. Vekselstrømskomponentene fra de to rørene vil motvirke hverandre i en felles katodemotstand.

Ved beregning av utgangstransformatorens oversetningsforhold, må vi kjenne den motstanden vi skal ha over transformatorens primærvikling, det som vanligvis kalles motstanden "fra anode til anode" og betegnes R_{aa} . Der som den motstanden ett rør "ser" over halve primærviklingen, er R_L og vekselstrømmen gjennom røret er i_a , vil den vekselspenningen som oppstår over halve primærviklingen, bli

$$u_a = R_L i_a \quad (7.30)$$

Da vekselspenningene fra de to rørene virker med hverandre, blir spenningen over hele primærviklingen $2u_a = 2R_L i_a$. De to rørene leverer like stor vekselstrøm til hver sin halvdel av primærviklingen. Det virker derfor som om vekselstrømmen i_a flyter tvers gjennom primærviklingen. Den motstanden vi "ser" over hele primærviklingen, blir følgende

$$R_{aa} = \frac{2u_a}{i_a} = \frac{2R_L i_a}{i_a} = 2R_L \quad (7.31)$$

Motstanden fra anode til anode skal altså være det dobbelte av den belastningsmotstanden hvert enkelt rør skal ha. Skal f. eks. hvert rør belastes med $4 \text{ k}\Omega$, må vi velge transformatorens oversetningsforhold slik at vi over hele primærviklingen "ser" $8 \text{ k}\Omega$.

Om oversetningsforholdet for transformatoren er $n:1$, må $n^2 R = 2R_L$. Det gir

$$\frac{n_p}{n_s} = n = \sqrt{\frac{2R_L}{R}} \quad (7.32)$$

der n_p er vindingstallet i hele primærviklingen og n_s vindingstallet i sekundærviklingen.

[Merknad: Ved beregningen av oversetningsforholdet er det nærliggende å resonnerer slik: Når motstanden over halve primærviklingen skal være R_L , må vi ha $R_L = (\frac{n}{2})^2 R$. Men dette resonnerementet er ikke riktig. Ved utledninger av formel (3.41) for transformering av impedans forutsatte vi nemlig at de to viklingene førte samme effekt. Men her leverer halve primærviklingen bare halvparten av den effekten som sekundærviklingen opptar. Hele primærviklingen leverer derimot like stor effekt som sekundærviklingen opptar, og derfor kan impedanstransformeringsformelen brukes når vi skal bestemme vindingstallet for hele viklingen.]

Til mating av en mottaktkoplet forsterker trenger vi to like store spenninger som er i motfase. I fig. 7.9 frambrakte vi disse spenningene i en fasevender-transformator. En god transformator er imidlertid kostbar, og det er utviklet en rekke fasevenderkoplinger med rør. Fig. 7.10 viser to eksempler på slike transformatorløse fasevendere.

I a) føres signalspenningen u_g inn på gitteret i rør 1. Det gir en forsterket signalspenning u_1 over utgangen. Over spenningsdeleren R tar vi ut en viss brøkdel av denne spenningen, u_g' , og fører den inn på gitteret i rør 2. Utgangsspenningen u_1' fra dette røret er fasevendt, dvs. dreid 180° i fase, i forhold til u_g' og dermed i forhold til u_1 . Ved passende innstilling på spenningsdeleren R vil u_1' bli like stor som u_1 . Dermed har vi skaffet oss to like store og fasevendte signalspenninger, som føres inn på hver sitt rør (3 og 4) i den mottaktkoplete forsterkeren.

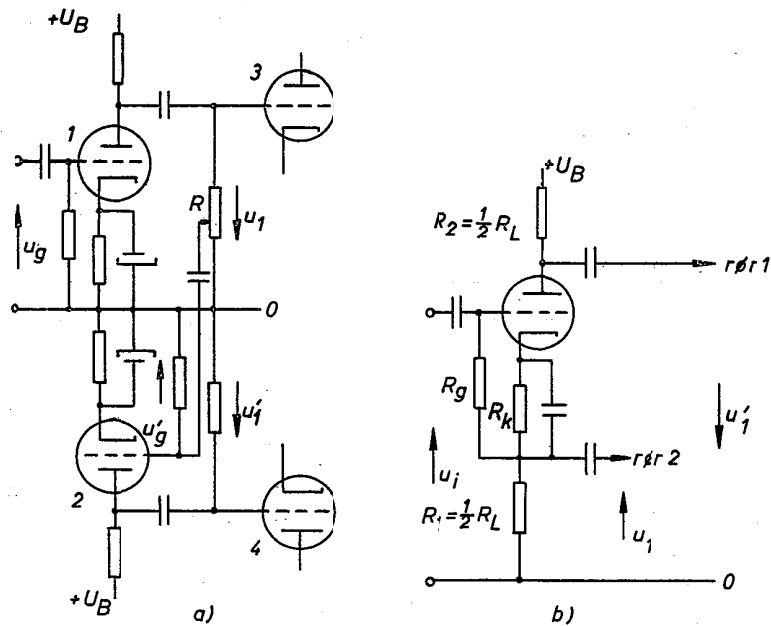


Fig. 7.10. Fasevendere

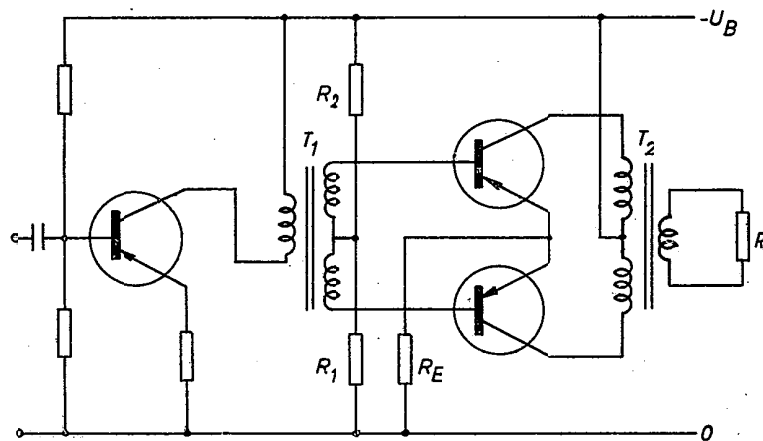


Fig. 7.11. Drivertrinn og mottakkoplet effektförsterker

Fasevenderen i b) har bare ett rør. Her er den egentlige belastningsmotstanden R_L delt i to (eng. split-load phase inverter) med den ene halvparten (R_2) i anodeledninger og den andre halvparten (R_1) i katodeledningen. Motstandene R_k og R_g har til oppgave å gi gitteret riktig forspenning (gitterforspenningen blir lik spenningsfallet over R_k). Så lenge gitteret ikke trekker strøm, går det samme strøm gjennom katoden og anoden. Når gitteret tilføres signalspenningen u_i , får vi derfor samme vekselstrøm gjennom, og dermed samme vekselspenning over, R_1 og R_2 . De signalspenningene vi tar ut, u_1 og u'_1 , blir derfor like store. Merk at u'_1 blir det samme som vekselspenningen over R_2 fordi punktet $+U_B$ kan betraktes som kortsluttet til punktet 0 vekselstrømmessig (bateriet har liten indre motstand). Men u_1 og u'_1 er ikke bare like store, de er også i motfase. Det ser vi lett slik: Arta at inngangsvekselspenningen u_i svinger mot pluss. Det gir økende strøm gjennom røret og dermed økende spenning over R_1 . Vekselspenningen u_1 svinger derfor også mot pluss, dvs. den er i fase med u_i . Fra før vet vi dessuten at spenningen u'_1 på rørets anodeside er i motfase med spenningen u_1 på rørets gitterside. Herav følger umiddelbart at u'_1 er i motfase med u_1 . De like store og fasevendte spenningene u'_1 og u_1 tilføres hver sitt gitter i de to rørene i den mottakkopledede forsterkeren.

Fasevenderen i b) har er meget enkel oppbygning med bare ett rør. Til gjengjeld gir den ingen spenningsforsterkning. Som vi skal se seinere, blir nemlig $u'_1 = u_1 \sim u_i$. Den mer kompliserte fasevenderen i a) gir derimot forsterkning.

En rekke andre fasevendere enn de to som er vist i fig. 7.10, er i bruk. Men vi skal ikke komme inn på dem her.

Også i transistorforsterkere kan vi bruke mottakkopling, og den prinsipielle oppbygningen blir den samme som når v. bruker rør. En typisk oppkopling er vist i fig. 7.11, der også drivertrinnet er tegnet inn. Drivertrinnet er et vanlig forsterke-trinn, der primærviklingen i fasevendertransformatoren utgjør transistorens belastningsmotstand. Fra transformatorens sekundærside føres de fasevendte signalspenningene inn på basis i hver sin av de mottakkopledede effektransistorene. Motstandskomplekset $R_E - R_1 - R_2$ gir transistorene riktig arbeidspunkt. Virkemåten er den samme som i fig. 5.14, men R_E fører summen av strømmene gjennom de to transistorene.

Transistoriserte fasevendere kan bygges etter de samme prinsippene som ble gjennomgått i fig. 7.10 for fasevendere med rør. Men blant annet

på grunn av at transistorene (i en mottakkoklede forsterkeren) trekker inngangsstrøm, får en visse vanskeligheter med å oppnå full symmetri i de fasevendte signalspenningene, spesielt ved høye frekvenser. En kan bøte på dette ved å bruke mer kompliserte fasevendekoplinger. Men da vil det let kunne bli billigere å bruke fasevendertransformator. Av denne grunn vil en i praksis ofte finne at selv fasevendingen i en mottakkopling med transistorer blir utført med transformator.

De to rørene eller transistorene som skal brukes i en mottakkopling må være mest mulig like. Ellers vil ikke koplingen få den tilskitede symmetri, med økt forvrengning som resultat. Dette må en være spesielt oppmerksom på når det gjelder transistorer, fordi transistorenes parametre viser stor spredning fra eksemplar til eksemplar. Produsentene leverer spesielt utvalgte transistorpar, beregnet på mottakkopling.

7.5. Mottakkopling uten transformator

I mange tilfelle vil en være interessert i å kunne unngå å bruke utgangstransformator i effektforsterkeren. En god utgangstransformator blir nemlig stor og dyr, spesielt dersom vi krever at den skal ha god gjengivelse over et større frekvensområde, og at den skal gi liten forvrengning. Ved å spare utgangstransformatoren kan vi oppnå å få mindre vekt og totalpris med samme kvalitet i gjengivelsen. Nedenfor skal vi vise prinsippene for to slike transformatorløse effektforsterkere som er i praktisk bruk.

Fig. 7.12 viser en transformatorløs mottakkopling, som på engelsk har betegnelsen 'single-ended push-pull'. Transistorene mates fra hver sitt batteri (eventuelt ett batteri med midtuttak). Belastningen R_L blir fellesimpedans i kollektor-emitterkretsene for de to transistorene. Som antydnet med strømpiene, kommer kollektorhvilestrømmene I_{ko} og I'_{ko} for transistorene til å gå i motsatt retning gjennom R_L . Dersom de to strømmene er like, blir derfor den resulterende likestrøm gjennom R_L lik null. Når de to transistorene tilføres signalspenningene u_1 og u'_1 i motfase, får kollektorvekselstrømmene retninger som vist. Signalkomponentene i_x og i'_k virker derfor med hverandre og adderes gjennom R_L .

Dersom $i'_k = i_k$, blir den spenningen som oppstår over R_L , lik

$R_L(i_k + i'_k) = 2R_L i_k$. Den belastningsmotstanden som én av transistorene "ser", blir derfor lik

$$R_{Leff} = \frac{2R_L i_k}{i_k} = 2R_L \quad (7.33)$$

Hver av transistorene arbeider derfor inn i en belastning som blir det dobbelte av den virkelige belastningsmotstanden.

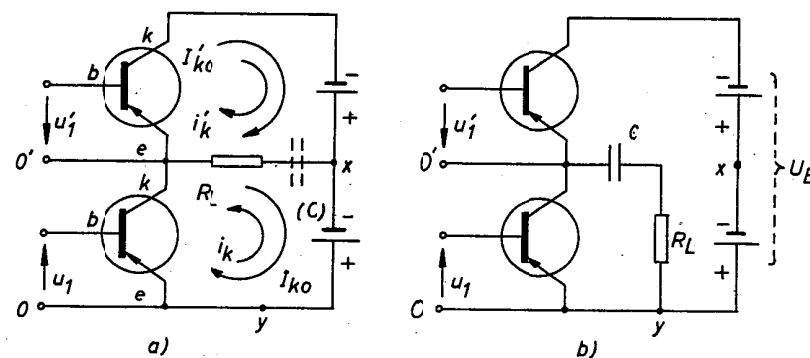


Fig. 7.12. Transformatorløs mottakkopling, prinsipp

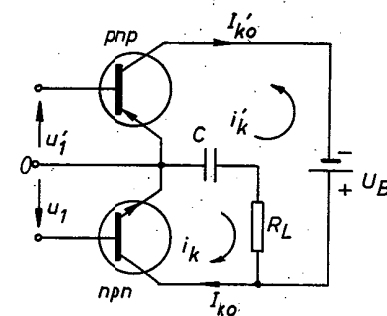


Fig. 7.13. Mottakkopling med komplementær symmetri

Som nevnt blir netto likestrøm gjennom R_L lik null dersom $I'_{ko} = I_{ko}$. Ved å sette en kondensator C , som antydnet i a), i serie med R_L , kan vi tvinge de to hvilestrømmene til å bli like og samtidig hindre at det går likestrøm gjennom R_L . Kondensatoren må selvsagt ha stor nok kapasitet til at vekselstrømmen slipper uhindret igjennom. Men når greinen R_L - C bare fører vekselstrøm, kan vi like godt flytte den ene enden av greinen fra x til

y. For punktene x og y har samme vekselstrømspotensial, fordi batteriet kan betraktes som kortsluttet vekselstrømsmessig. Men derved får vi den koplingen som er vist i b). I prinsippet virker den nøyaktig som den i a), men vi greier oss her med ett batteri uten midtpunktuttak.

For at transistorene i fig. 7.12 skal arbeide i motakt, må de som nevnt tilføres signalspenninger i motfase, som i en ordinær mottaktkopling. Men signalspenningene må her være helt atskilte, for de to transistorene har helt atskilte innganger.

I transformatorløse mottaktkoplinger må belastningen ha en impedans som uten videre passer for transistorene, idet vi jo ikke kan få noen impedanstransformering uten transformator. Dette vil ofte være tilfelle med de høyttalerne som brukes i transistoriserte radiomottakere, og koplinger som i fig. 7.12 finner størst anvendelse der. Transformatorløse mottaktkoplinger kan også brukes i rørforsterkere, men dette blir sjelden gjort på grunn av visse praktiske vanskeligheter.

Koplinger i fig. 7.13 avviker fra den i fig. 7.12. b) ved at den ene transistoren er byttet ut med en npn-transistor. Det gir mottaktkopling med såkalt komplementær symmetri ("komplementær" betyr utfyllende; vi kan si at pnp- og npn-transistoren er komplementære komponenter, fordi de utfyller hverandre). Transistorene er koplet symmetrisk om linjen 0 med emitter mot emitter. Men da strømretningene i pnp- og npn-transistoren er motsatte, vil kollektorstrømmen gå ut av den ene transistoren (pnp-) og inn i den andre (npn-). Kollektorhvilestrømmene vil derfor gå gjennom den ytre batterikretsen som antydnet i figuren.

Dersom vi påtrykker transistorene signalspenninger i fase (ikke motfase, u_1 og u_2 er i fase i forhold til fellesledningen C, vi bruker ikke fasevender), vil det oppstå signalstrømmer i kollektorkretsene med momentantretninger som vist. Signalstrømmene går gjennom R_L hvor de adderes, på samme måte som i fig. 7.12.

Dersom totalstrømmen gjennom R_L skal få symmetrisk kurveform, som ved vanlig mottaktkopling, må de to transistorene ha like karakteristikker (bortsett fra at alle strømmer og spenninger i npn-transistoren har motsatt retning av den de har i pnp-transistoren).

Komplementær-symmetriske transistorkoplinger er mulige fordi npn- og pnp-transistoren utfyller hverandre. Tilsvarende koplinger kan ikke la-

ges med rør. Det vanlige elektronrøret har nemlig ingen komplementær motpart.

[Merknad: Strengt tatt er det npn-transistoren som svarer til elektronrøret. Det er pnp-transistoren som ikke har noen rør-parallell.]

7.6. B-forsterker

Et forsterkertrinn som bare inneholder ett rør (eller én transistor), må i alminnelighet arbeide i klasse A. Dersom vi ikke legger arbeidspunktet slik at det flyter anodestrøm gjennom hele perioden av inngangsvekselspenningen, vil nemlig anodevekselstrømmen - og dermed utgangsvexelspenningen - få en stygt forvrengt kurveform. I en mottaktkoplet forsterker blir dette derimot ikke noen betingelse for å få liten forvrengning, og i slike forsterkere kan vi godt legge arbeidspunktet slik at de to rørene bare fører strøm i hver sin halvperiode. På grunn av den måten strømmene fra de to rørene settes sammen på i utgangstransformatoren, kan det signalet som kommer ut, likevel få (tilnærmet) samme kurveform som det signalet som gikk inn. Nedenfor skal vi studere virkemåten for en slik B-forsterker, og vi skal vise at den har større virkningsgrad enn A-forsterkere.

Selve oppkoplingen av B-forsterkeren er vis: i fig. 7.14. a). Som vi ser, avviker den i prinsippet ikke fra den mottaktkoplete A-forsterkeren i fig. 7.9. Men her vil vi tenke oss arbeidspunktet lagt slik at rørene bare fører strøm i hver sin halvperiode av den innkommende vekselspenningen. Det krever at gitterforspenningen $-U_G$, her tenkt frambrakt med et eget batteri, velges akkurat lik den verdien som svarer til den karakteristikken som rører U_a -aksen ved spenningen $U_a = U_B$. Dette er antydnet i b), som viser karakteristikkene for hvert av de to rørene. Dersom rørene ikke tilføres signal, vil begge rørene da akkurat være blokkert, og de fører ingen hvilestrøm.

La oss så tenke oss at gitrene tilføres signalspenninger i motfase. Gitter-katodespenningene i de to rørene vil da variere som vist i c) og d). I den første halvperioden vil gitterspenningen i rør 1 bli mindre negativ enn i arbeidspunktet, og røret blir strømførende. Gitteret i rør 2 blir derimot mer negativt enn i arbeidspunktet, og dette røret er fortsatt blokkert. I

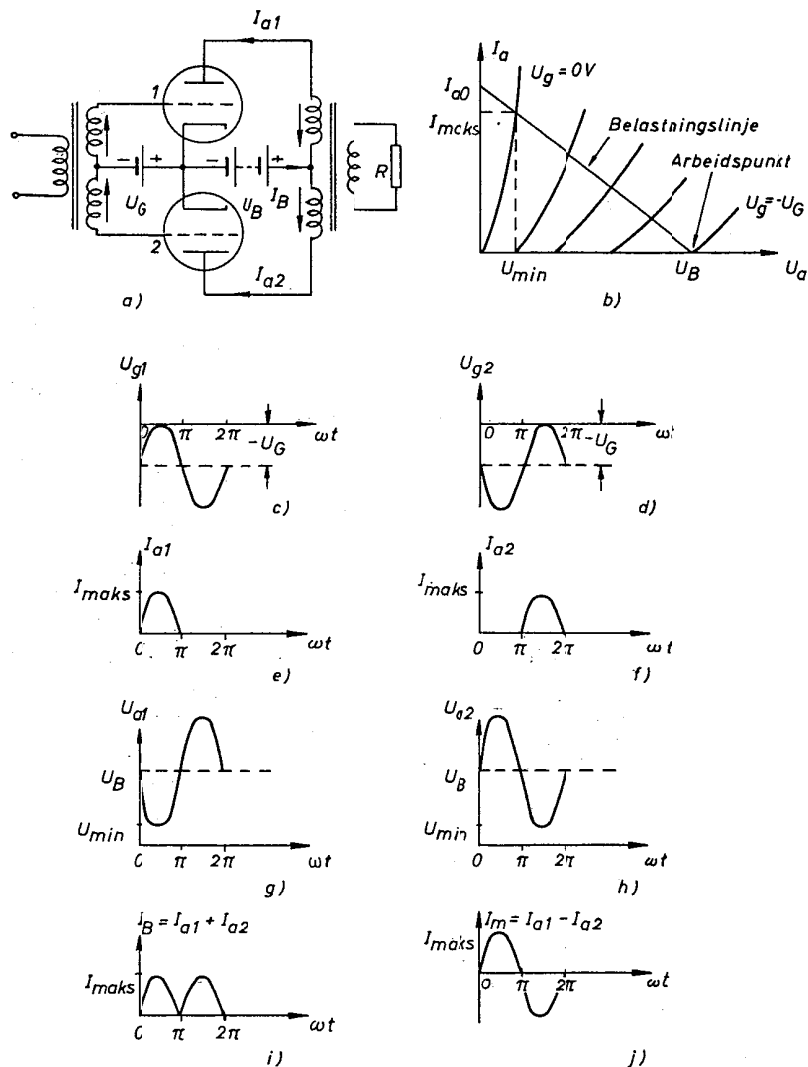


Fig. 7.14. Strøm- og spenningskurver i E-forsterker

den andre halvperioden blir det omvendt, rør 2 fører strøm mens rør 1 er blokkert. Rørene vil derfor føre strøm i hver sin halvperiode, som vist i e) og f).

Når rør 1 fører strøm, vil det oppstå et spenningsfall over den halvparten av transformatorens primærvikling som denne strømmen gjennomløper. Dersom den dynamiske motsstanden, som røret "ser" over halve primærviklingen, er R_L , vil anodespenningen være gitt ved

$$U_{a1} = U_B - R_L I_{a1} \quad (7.34)$$

Når I_{a1} i den første halvperioden varierer som i e), må spenningen U_{a1} over rør 1 variere som i g). U_{a1} får minimum samtidig med at I_{a1} får maksimum. Likning (7.34) er i virkeligheten likningen for den dynamiske belastningslinjen. Dersom R_L er kjent, kan vi tegne inn denne belastningslinjen i karakteristikfeltet, som antydret i b). Her kan vi da lese av direkte både den maksimalverdien I_{maks} strømmen får og der minimalverdien U_{min} spenningen får. Tallverdiene på disse to størrelsene vil avhenge av hvor stor vekselspenning gitteret blir tilført. I fig. 7.14 har vi tenkt oss at denne vekselspenningen har amplitude lik gitterforspenningen, slik at gitter-katodespenningen akkurat svinger til 0 volt.

I første halvperiode er rør 2 strømløst. Likevel vil ikke anodespenningen over dette røret bli lik U_B . For samme spenning som I_{a1} framtringer over sin del av primærviklingen, vil også oppstå over den andre halvdel av primærviklingen (transformatorvirkning), den halvdel som står anodekretsen til rør 2. Men her vil spenningen være slik rettet at den virker med U_B , se pilene i a) som viser momentanretningen i første halvperiode. Spenningen over rør 2 i første halvperiode er derfor gitt ved

$$U_{a2} = U_B + R_L I_{a1} \quad (7.35)$$

Når I_{a1} varierer som i e), må U_{a2} variere som i h). U_{a2} får maksimum samtidig med I_{a1} .

I andre halvperiode er rollene i rør 1 og 2 byttet om. Nå er det rør 2 som fører strøm. Spenningen over transformatorens vil nå virke mot U_B i anodekretsen for rør 2, men med U_B i anodekretsen for rør 1. Alt i alt vil derfor anodespenningene i de to rørene over en hel periode variere som vist i g) og h)

Strømmen gjennom anodebatteriet blir summen av I_{a1} og I_{a2} . Den blir derfor en pulserende likestrøm, som vist i i). Dersom vi ser bort fra forvrengning, er strømpulsene halve sinuskurver. Det kan da lett vises at middelverdien av den pulserende likestrømmen gjennom batteriet blir

$$I_o = \frac{2}{\pi} I_{\text{maks}} \quad (7.36)$$

[Merknad: $I_o = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_{\text{maks}} \sin \omega t \cdot d\omega t = \frac{2}{\pi} I_{\text{maks}}$]

Den effekten batteriet leverer, er pulserende. Men midlere avgitt likestrømseffekt blir

$$P_o = U_B I_o = \frac{2}{\pi} U_B I_{\text{maks}} \quad (7.37)$$

Dersom rørene ikke tilføres signal, blir I_{maks} og dermed P_o lik null. I B-forsterkeren leverer anodebatteriet effekt bare når rørene fører signal.

I utgangstransformatoren blir virkningen av de to rørstrømmene satt sammen slik at magnetiseringsstrømmen får kurveform som vist i j). Om vi ser bort fra forvrengning, er dette en rein sinuskurve. Da de to halvdelene av primærviklingen fører hver sin halvperiode av strømmen, virker det som om halve primærviklingen fører en kontinuerlig strøm med amplitude I_{maks} og effektivverdi $I_{\text{maks}}/\sqrt{2}$. Men dette er det samme som om hele primærviklingen fører en sinusformet strøm med effektivverdi

$$I = \frac{I_{\text{maks}}}{2\sqrt{2}} \quad (7.38)$$

for amperevindingstallet blir det samme i begge tilfelle.

Over halve primærviklingen ligger en sinusformet spenning med amplitude lik $(U_B - U_{\text{min}})$ og med effektivverdi

$$U_1 = \frac{U_B - U_{\text{min}}}{\sqrt{2}} \quad (7.39)$$

Over hele primærviklingen blir spenningen det dobbelte. Den vekselstrøms- eller nytteeffekten som transformatoren opptar og leverer videre til den egentlige belastningen R, blir

$$P_n = 2I_1 \cdot i_1 = \frac{(U_B - U_{\text{min}}) I_{\text{maks}}}{2} \quad (7.40)$$

Den prosentvise del av den tilførte likestrømseffekten som blir avgitt som nytteeffekt, virkningsgraden, er gitt ved

$$\eta = \frac{P_n}{P_o} \cdot 100 = \frac{\pi}{4} \left(1 - \frac{U_{\text{min}}}{U_B}\right) 100 = 78,5 \left(1 - \frac{U_{\text{min}}}{U_B}\right) \quad (7.41)$$

Den teoretisk maksimale virkningsgraden får vi når $U_{\text{min}} = 0$. Den blir 78,5 %, mot 50 % i A-forsterkere.

I praktiske rørforsterkere kan vi vanskelig få U_{min} helt ned til null, det ville blant annet gi stygg forvrengning av toppen i strømkurven, og virkningsgraden ligger gjerne rundt 60-65 %. Dette er likevel rundt det dobbelte av virkningsgraden i en praktisk A-forsterker. På grunn av den høye virkningsgraden koples større effektforsterkere gjerne i klasse B.

For å få U_{min} liten, blir gitteret som regel drevet over i det positive spenningsområdet (B_2 -forsterker). Dette er ikke vist i fig. 7.14, der vi har tenkt oss at gitterspenningen når akkurat null. Når gitteret blir positivt i deler av perioden, vil det gå gitterstrøm. Rørene vil da trekke inngangseffekt, en effekt som drivertrinnet må levere.

Tidligere har vi nevnt at belastningslinjen kan tegnes inn når R_L er kjent. Omvendt kan vi lett finne den belastningsmotstanden som svarer til en bestemt belastningslinje. Av fig. 7.14. b) finner vi, med støtte i likning (7.34),

$$R_L = \frac{U_B - U_{\text{min}}}{I_{\text{maks}}} \quad (7.42)$$

Dette er den motstanden vi skal "se" over halve primærviklingen. Motstanden over hele primærviklingen, "fra anode til anode", er gitt ved

$$R_{aa} = \frac{2u_1}{i_1} = 4 \frac{U_B - U_{\text{min}}}{I_{\text{maks}}} = 4 R_L \quad (7.43)$$

Den skal med andre ord være fire ganger den motstanden som er riktig for ett rør. Jmfør med likning (7.31): Når R_{aa} er kjent, kan oversetningsforhold og vindingstall beregnes:

$$\frac{n_p}{n_s} = n = \sqrt{\frac{R_{aa}}{R}} = 2 \sqrt{\frac{R_L}{R}} \quad (7.44)$$

Ved hjelp av likning (7.42) kan uttrykkene for avgitt nytteeffekt og virkningsgrad skrives (her er η angitt som forholdstall, ikke i %):

$$P_n = \frac{R_L}{2} I_{\text{maks}}^2 \quad (7.45), \quad \eta = \frac{\pi}{4} \frac{R_L}{U_B} I_{\text{maks}} \quad (7.46)$$

Belastningslinjen skjærer I_a -aksen ved strømmen I_{a0} . Av fig. 7.14 ser vi at denne strømmen er forbundet med R_L og U_B ved likningen

$$R_L = \frac{U_B}{I_{a0}} \quad (7.47)$$

Fører vi dette inn i de to likningene ovenfor, får vi

$$P_n = \frac{U_B}{2I_{a0}} I_{\text{maks}}^2 \quad (7.48)$$

$$\eta = \frac{\pi}{4} \frac{I_{\text{maks}}}{I_{a0}} \quad (7.49)$$

Likning (7.48) viser oss at den avgitte effekten er proporsjonal med kvadratet av den maksimale strømmen gjennom rørene. Uansett hvor sterkt vi ustyret rørene, dvs. uansett hvor store vekselspanninger vi tilfører gitrene, vil ikke I_{maks} kunne bli større enn I_{a0} . Den maksimale nytteeffekten de to rørene i mottaktkoplingen kan gi, blir derfor

$$P_{n\text{maks}} = \frac{1}{2} U_B I_{a0} \quad (7.50)$$

Likning (7.49) viser oss at virkningsgraden i B-forsterkeren er proporsjonal med maksimalstrømmen gjennom rørene. Jo større utstyring, desto større virkningsgrad. Men I_{maks} kan ikke overskride I_{a0} . Den maksimale virkningsgraden blir derfor $\frac{\pi}{4}$ (= 78,5 %), i full overensstemmelse med det som er sagt tidligere.

Likning (7.50) gir oss den største tenkbare nytteeffekten vi kan få ut av B-forsterkeren når U_B og I_{a0} er gitt. Imidlertid kan vi ikke velge I_{a0} og U_B fritt. I_{a0} må ikke overskride den maksimale emisjonsstrømmen som røret kan tåle. Ellers vil katoden bli ødelagt. Og U_B vil være begrenset av den maksimale anodespenningen som røret kan ha. Av fig. 7.14. g) og h) ser vi at rørene, ved full utstyring, i spenningsstoppene vil få en anodespenning som er to ganger U_B . Batterispenningen U_B kan derfor ikke velges

større enn halvparten av den maksimale anode-katodespenningen som rørene kan tåle.

Men $P_{n\text{maks}}$ er ikke bare begrenset av maksimaldataene for I_{a0} og U_B . Rørenes anodetap kommer også inn. Forskjellen mellom tilført effekt P_o og avgitt effekt P_n forbrenner jo i rørene som anodetap, og for gitte rør kan ikke dette anodetapet overskride en viss maksimalverdi. Etter (7.37) og (7.48) kan anodetapet (for begge rørene til sammen) skrives

$$P_a = P_o - P_n = \frac{2}{\pi} U_B I_{\text{maks}} - \frac{U_B}{2I_{a0}} I_{\text{maks}}^2 \quad (7.51)$$

Når rørene ikke tilføres signal ($I_{\text{maks}} = 0$), blir både tilført og avgitt effekt, og dermed anodetapet null. Etter hvert som utstyringen (I_{maks}) øker, vil både P_o og P_n øke. Til å begynne med vil P_o vokse hurtigere enn P_n , slik at anodetapet vokser med signalstyrken. Men for en bestemt verdi på I_{maks} vil P_a nå en maksimalverdi, for så å avta igjen om I_{maks} økes ytterligere. Dette er illustrert i fig. 7.15 som viser hvordan P_o , P_n og P_a varierer med I_{maks} .

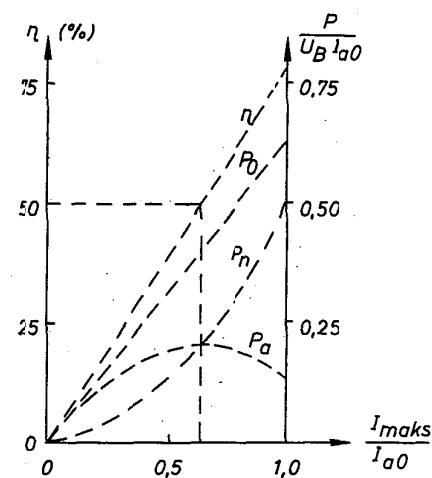


Fig. 7.15. Virkningsgrad og effektforhold i B-forsterker

Maksimalverdien for P_a kan vi bestemme ved å derivere uttrykket for P_a i (7. 51) med hensyn på I_{maks} og sette lik null:

$$\frac{dP_a}{dI_{maks}} = \frac{2}{\pi} U_B - \frac{U_B}{I_{a0}} I_{maks} = 0 \quad (7. 52)$$

Det gir umiddelbart

$$P_{amaks} = \frac{2}{\pi} U_B I_{a0} \approx 0,2 U_B I_{a0} \quad (7. 53)$$

for
$$I_{maks} = \frac{2}{\pi} I_{a0} \approx 0,64 I_{a0} \quad (7. 54)$$

Anodetapet blir størst når utstyringen er akkurat så stor at strømtoppene gjennom røret når 64 % av strømmen I_{a0} ved belastningslinjens skjæringspunkt med I_a -aksen. Ved større utstyring, går anodetapet ned! Ved å sette (7. 54) inn i (7. 49) ser vi for øvrig at anodetapet blir størst når vi velger så stor utstyring at virkningsgraden blir akkurat 50 %. Virkningsgradens variasjon med I_{maks} er også vist i fig. 7. 15.

For å være på den sikre siden må vi innrette oss slik at anodetapet, uansett signalstyrken (dvs. verdien på I_{maks}), ikke kan overskride det tillatte anodetapet P_{atill} for rørene. Det krever $P_{amaks} < P_{atill}$ eller, med støtte i (7. 53),

$$I_{a0} U_B < 5 P_{atill} \quad (7. 55)$$

P_{atill} står her for tillatt anodetap i begge rørene i B-forsterkeren.

B-forsterkerens overlegenhet i forhold til A-forsterkeren skyldes ikke bare større virkningsgrad. Ser vi på den nytteeffekten som kan avgis i forhold til rørenes tillatte anodetap, kommer B-forsterkerens overlegne egenskaper enda tydeligere fram. I A-forsterkeren er den teoretiske grensen for $P_{amaks} = \frac{1}{2} P_{atill}$. For der må ikke den tilførte effekten overskride P_{atill} samtidig som vi aldri kan få avgitt mer enn halvparten av den tilførte effekten som nytteeffekt. For B-forsterkeren finner vi av (7. 50) og (7. 55)

$$P_{nmaks} \approx 2,5 P_{atill} \quad (7. 56)$$

Med gitte rør vil derfor en mottaktkoplet forsterker teoretisk kunne gi fem

ganger så stor nytteeffekt i klasse B som i klasse A, uten at rørenes tillatte anodetap overskrides.

I fig. 7. 14 får rørene gitterforspenning fra en egen spenningskilde. I B-forsterkere kan vi nemlig ikke uten videre skaffe oss gitterforspenning ved hjelp av en motstand i katodeledningen. For i B-forsterkeren er anodelikestrømmen, og dermed katodelikestrømmen, avhengig av signalstyrken (I_{maks}) i røret. Og dersom vi valgte R_k slik at vi fikk riktig gitterforspenning for en bestemt utstyring, ville gitterforspenningen likevel ikke bli riktig med en annen utstyring i røret.

Hittil har vi betraktet B-forsterkeren som forvrengningsfri, og antatt at strømsjøtene gjennom rørene har form av halve sinuskurver. I praksis er det ikke slik. Som antydnet i fig. 7. 16. a) er karakteristikene krumme med ulik innbyrdes avstand, noe som er særlig utpreget på den nederste delen av karakteristikene, dvs. rundt B-forsterkerens arbeidspunkt. Best oversikt får vi ved å tegne den dynamiske $I_a - U_g$ -arbeidskurven, som viser sammenhengen mellom momentanverdiene for I_a og U_g . Med karakteristikker og belastningslinje som i a) blir arbeidskurven som vist i b).

Sammenhengen mellom I_a og U_g blir ikke helt lineær; kurven er utpreget krum nær fotpunktet. Og dersom vi legger arbeidspunktet akkurat i kurvens fotpunkt A, vil en sinusformet gittervekselspenning gi en kurveform i anodestrømmen som ikke er sinusformet. Som vist i b) vil den resulterende strømkurven få en utpreget "overgangsforvrengning" nær kurvens symmetriakse (på engelsk betegnes denne spesielle typen forvrengning crossover distortion).

Dersom arbeidskurven hadde vært rettlinjet, ville den ha skåret U_g -aksen i C (såkalt projisert "cut-off"). Overgangsforvrengningen kan reduseres betraktelig om vi flytter arbeidspunktet fra A til B, det punktet på arbeidslinjen som ligger rett over C. Det ser vi når vi legger $U_g - I_a$ -kurvene for de to rørene mot hverandre med sammenfallende hvilelinjer, som vist i c). Arbeidskurven for begge rørene til sammen blir da tilnærmet rettlinjet, og en sinusformet inngangsvekselspenning gir tilnærmet sinusformet strøm. For ujevnhetene i de individuelle strømkurvene vil motvirke hverandre. Om signalstyrken er liten, vil vi likevel kunne få stor prosentvis forvrengning. I det hele tatt må arbeidspunktet plasseres meget nøyaktig om overgangsforvrengningen skal bli mest mulig eliminert. Dette med det store kravet til

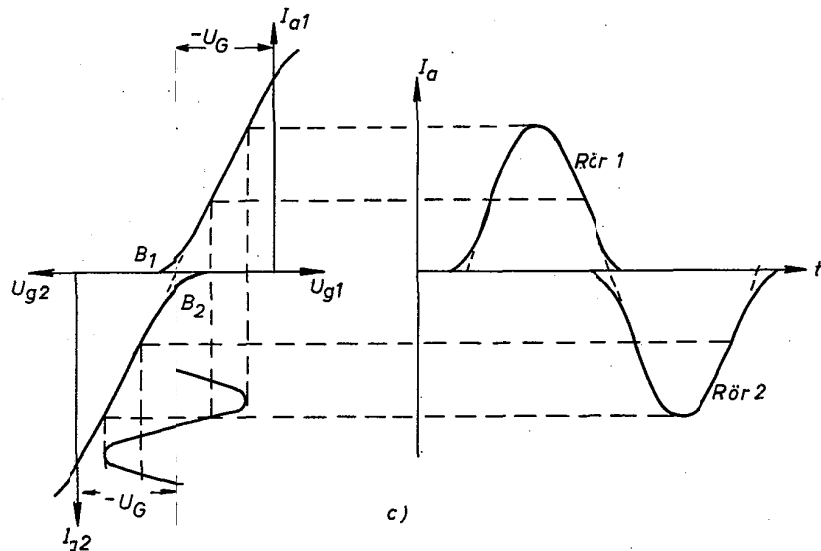
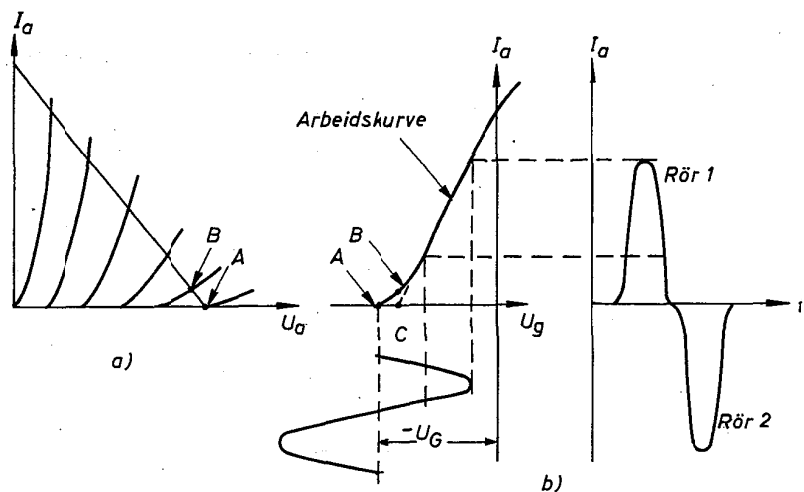


Fig. 7.16. Kurveform i "rein" og "tillempet" B-forsterker

nøyaktig innstilling av arbeidspunktet er nettopp en av vanskelighetene med B-forsterkeren. (Dessuten må selvsagt de to rørene ha praktisk talt identiske karakteristikker.)

Når arbeidspunktene legges som i c), får vi strengt tatt en AB-forsterker, idet rørene blir strømførende i litt mer enn halve perioden. I litteraturen er det likevel vanlig å kettegne disse forsterkerne som B-forsterkere. På engelsk nyttes undertiden betegnelsen "almost class B". Dette at en praktisk B-forsterker ikke arbeider i "rein" klasse B, er en medvirkende årsak til at den virkningsgraden vi virkelig oppnår, er mindre enn der teoretiske maksimalverdien. For når forsterkeren arbeider i klasse AB, blir anodelikestrømmen større enn det som er gitt ved (7.36), og den tilførte effekten dermed større enn det som er gitt ved (7.37).

Det som er sagt ovenfor, gjelder i prinsippet like godt for transistorforsterkere, idet vi også i en mottaktkoplet transistorforsterker kan legge arbeidspunktet slik at transistorene arbeider i klasse B. Men også i transistorforsterkeren vil vi, ved rein B-setting, få stygg overgangsvrøring, slik at vi i praksis lar den arbeide "nesten" i klasse B, som antydert i fig. 7.17. Det gir en svak basishvilestrøm i framretningen. Selve oppkoplingen kan for øvrig være som i fig. 7.11, med det unntaket at vi sløyfer emittermotstanden R_E og fastlegger arbeidspunktet ved hjelp av R_1 og R_2 a.ene. Forutsatt at basisstrømmen bare utgjør en liten brøkdel av totalstrømmen gjennom R_2 , vil arbeidspunktet da ligge fast uavhengig av transistorens utstyring.

I en transistorforsterker kan den virkelige virkningsgraden ligge nær opp til den teoretiske maksimalverdien i klasse B, fordi vi ved full utstyring kan komme praktisk talt inn til I_k -aksen. (I_{maks} kan bli praktisk talt lik I_{k0} , jamfør fig. 7.14. b) og likning (7.49).)

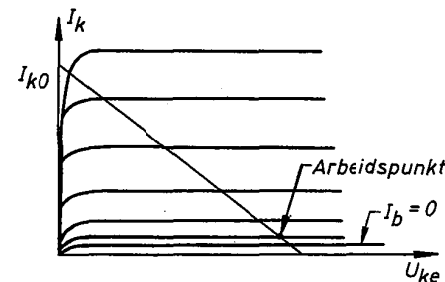


Fig. 7.17