INSTITUTTET FOR TELETEKNIK
DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

ELEMENTÆR ELEKTRONIK DEL 4

Småsignalforstærkning

E. V. Sørensen

Emne:

Principper for småsignalanalyse. Frekvenskarakteristikker og transiente egenskaber af de simple grundkoblinger. Skø af grænsefrekvenser ved hjælp af tidskonstanter. Kaskodekoblingen, spændingsfølgeren og differentialforstærkeren.

Udgivet af og med tilskud fra
DEN PRIVATE INGENIØRFOND VED DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

Tilføjelser og rettelser til

E. V. Sørensen: Elementær Elektronik
del 4

p 6	l. 17	f.o.	spærrekapaciteten erstattes af spærrelagskapaciteten
p 10	lign. (2.4.3)		tilføj et - foran I_{Eh}
p 16	l. 6	f.o.	transistorens erstattes af transistorernes
p 24	figur 3.1.1c		C_D erstattes af C_C
p 54	figur 4.2.2b		angivelsen f_2 mangler på nederste delfigur imellem $0.1f_2$ og $10f_2$
p 61	l. 9	f.n.	der mangler et n i -småsignalmodellen
p 64	lign. (5.2.1)		tilføj en tredie slutparentes før sidste faktor i nævneren: .. + g_mR_C))) (1 + jω ..
p 68	l. 1	f.n.	= -88.7 flyttes op på linien
p 78	lign. (6.4.10)		$2 \cdot 10^{-2}$ erstattes af $2 \cdot 10^{-12}$
p 87	lign. (7.2.4)		slutparentes fjernes
p 97	l. 3	f.n.	V_d/I_d erstattes af V_{id}/I_d
p 100	figur 8.5.2b		R_{CBo} erstattes af R_{CBO}
p 102	lign. (8.5.6)		der mangler en faktor ½ foran det sidste udtryk
	figur 8.5.4		tilføj $-E_{EE}$ forneden

trykt på genbrugspapir

Juni 1978

ISBN 87-87285-81-7
Stougaard Jensen/København
Un 04-696 d

Indholdsfortegnelse

1 Indledning

Denne del af lærebogen omhandler småsignalegenskaberne af simple transistorforstærkertrin.

Der indledes med en definition af småsignaldrift, idet der herunder redegøres for småsignalmodellens bestemmelse og afhængighed af hvilepunktet. En del af dette stof er gentagelser fra del II og del III. Herudover angives der også generelle principper og metoder for småsignalanalyse, herunder analyse ved hjælp af determinantmetoden, simplifikationer ved hjælp af Millers sætninger og ved opdeling af småsignalmodellen i simplere modeller for henholdsvis lave, middel og høje frekvenser.

Efter denne generelle indledning behandles de tre grundkonfigurationer: fælles-emitter (source) koblingen, fælles-basis (gate) koblingen og fælles-kollektor (drain) koblingen ved middelfrekvenser.

De følgende to kapitler: 4 og 5 behandler de samme koblingers egenskaber ved lave og høje frekvenser, idet der dog også redegøres for transiente egenskaber.

I kapitel 6 omtales en tilnærmet metode til bestemmelse af grænsefrekvenser for større forstærkerkredsløb ved bestemmelse af visse tidskonstanter.

Kapitel 7 omhandler spændingsfølgerkoblinger og kapitel 8 behandler den emitterkoblede differensforstærker.

Nogle eksakte formler for de simple grundtrin er udledt i appendix.

Småsignalækvivalensdiagrammet og dets forudsætninger

1 Den generelle strategi ved småsignalanalyse

En elektronisk forstærker, hvori de totale øjebliksværdier af ·rømme og spændinger under signaludstyring højst afviger nogle få pro- :nt fra de tilsvarende hvileværdier, kaldes en <u>småsignalforstærker</u>.

Ved udstyringer, der er så små, at der er tale om <u>småsignaldrift</u>, ın man se helt bort fra den ulineære forvrængning og følgelig behandle ·edsløbet, som om det var lineært i omegnen af hvilepunktet.

Ved en sådan fremgangsmåde opnår man, at de ulineære egenskaber af : halvlederkomponenter, der indgår i kredsløbet, samt egenskaberne af : jævnspændings- eller jævnstrømskilder, der er nødvendige til aktive- .ng af kredsløbet, kun manifesterer sig ved placeringen af hvilepunktet. ;nne placering er så til gengæld bestemmende for de lineære småsignal- ;enskaber af kredsløbet.

Den generelle fremgangsmåde ved analyse af elektroniske småsignal- ·edsløb bliver derfor følgende:

På basis af det virkelige kredsløbsdiagram (der i sig selv er en storsignal-"papirmodel" af kredsløbet med angivelse af komponentværdier og forsyningsspændinger) og med støtte i databladene for de indgående halvlederkomponenter foretages en (tilnærmet) grafisk-analytisk bestemmelse af halvlederkomponenternes hvilepunkter.

I For hver halvlederkomponent opstilles en småsignalmodel gældende for det ovenfor bestemte hvilepunkt. Denne småsignalmodel er et lineært kredsløb, der beskriver forbindelsen imellem småsignal-komposanterne af strømme og spændinger i transistoren eller dioden.

II Halvlederkomponenternes småsignalmodeller indlejres herefter i småsignaldiagrammet af det ydre kredsløb. Dette sidste fremkommer ved, at man i det oprindelige diagram erstatter de uafhængige jævnspændingskilder med kortslutninger og de uafhængige jævnstrømskilder med afbrydelser. Disse modifikationer begrundes med, at spændingen over en ideel jævnspændingskilde eller strømmen igennem en ideel jævnstrømskilde pr. definition ikke kan indeholde signalkomposanter.

IV Det resulterende fuldstændige småsignalækvivalensdiagram af kredsløbet kan ofte simplificeres, idet man kun medtager de elementer, der har en væsentlig indflydelse på de mere eller mindre afgrænsede resultater analysen tager sigte på. Sådanne simplifikationer kan i høj grad reducere arbejdsindsatsen ved analysen, men kræver til gengæld en sikker ingeniørmæssig forhåndsvurdering.

2.2 Den generelle fremgangsmåde belyst ved et simpelt diodekredsløb

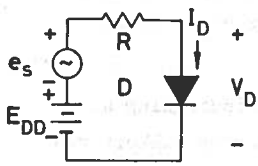


Fig. 2.2.1

For kredsløbet fig. 2.2.1 gælder: E_{DD} = 1.5 V, R = 500Ω, e_s = 0.006·cos (2πft) V, hvor f kan have værdierne 10 Hz og 10^7 Hz. For dioden foreligger den statiske karakteristik vist på fig. 2.2.2, og endvidere er det opgivet, at dens tidskonstant τ for opmagasineret minoritetsbærerladning er 10^{-6} sekunder.

Idet diodespændingen V_D kan opløses i summen af en hvilekomposant V_{Dh} og en småsignalkomposant $v_d(t)$: $V_D = V_{Dh} + v_d(t)$, ønskes $v_d(t)$ bestemt for begge frekvenser.

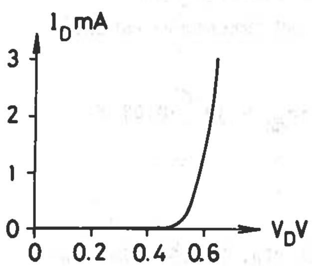


Fig. 2.2.2

Ad I

For hviletilstanden: e_s = 0 må gælde: $E_{DD} - RI_D = V_D$. Denne relation fremstiller en statisk arbejdslinie i (I_D, V_D) planen. Skæringspunktet imellem denne linie og diodekarakteristikken definerer hvilepunktet.

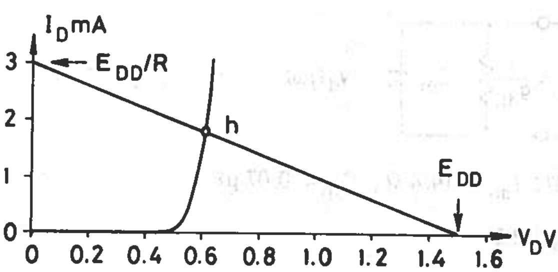


Fig. 2.2.3

Af konstruktionen på fig. 2.2.3 følger, at I_{Dh} = 1.8 mA, og at V_{Dh} = 0.6 Volt.

Det ses, at man ved hvilepunktsbestemmelsen ikke begår nogen tor fejl ved at sætte $V_{Dh} = V_{D(on)}$ (≈ 0.6 Volt for Si og 0.25 Volt or Ge). Herved elimineres den grafiske konstruktion og med den beho- et for diodekarakteristikken.

d II:

Ifølge del I afsnit 5.2 har dioden ved forspænding i lederetningen et på fig. 2.2.4 viste tilnærmede småsignalækvivalensdiagram, hvor små- signalkonduktansen g_{dh} er tangenthældningen til den statiske karakteristik i hvilepunktet, og C_{ih} er diffusionskapaciteten, der repræsenterer oplagringen af minoritetsladningsbærere (jfr. del I afsnit 4.2).

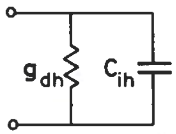


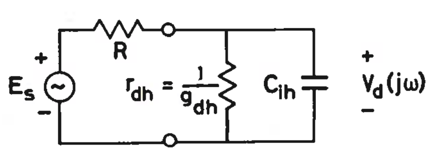
Fig. 2.2.4

g_{dh} kan bestemmes grafisk ved indtegning af tangenten på fig. 2.2.3, men fås mere sikkert ved beregning, idet der gælder: $g_{dh} = I_{Dh}/V_t$. Dette dtryk forudsætter dog, at diodens lille ohmske seriemodstand kan negli- eres, dvs. at karakteristikken følger den teoretiske diodeligning: $_D = I_s(\exp(V_D/V_t) - 1)$. Med $I_{Dh} = 1.8$ mA og $V_t = 26$ mV (stuetemperatur!) ås $g_{dh} = 0.07(\Omega)^{-1}$.

For C_{ih} gælder (jfr. del I afsnit 5.2): $C_{ih} = \tau \cdot g_{dh} = 10^{-6} \cdot 0.07$ F 0.07 µF.

d III

Det totale småsignalækvivalensdiagram er vist på fig. 2.2.5. Da dia- rammet er lineært, og signalet er en sinusspænding, anvendes der fra nu f jω-notation, (her kendetegnet ved store bogstaver og små indices for trømme og spændinger).



$E_s = 6\angle 0°$ mV; $R = 500\,\Omega$; $r_{dh} = 14.4\,\Omega$; $C_{ih} = 0.07\,\mu$F

Fig. 2.2.5

Ad IV

Reaktansen $1/(j\omega C_{ih}) = -j\ 227\cdot 10^3\Omega$ ved 10 Hz og $-j\cdot 0.227\ \Omega$ ved 10^7 Hz. 10 Hz-værdien er – sammenholdt med modstandsværdierne – så stor, at den kan negligeres. 10^7 Hz-værdien er derimod så lille, at strømmen i C_{ih} ved denne frekvens praktisk talt bliver lig med kortslutningsstrømmen E_s/R. Man ledes herved til de simplificerede ækvivalensdiagrammer vist på fig. 2.2.6.

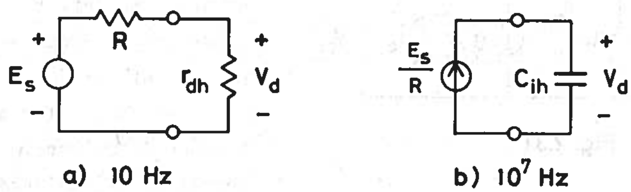


Fig. 2.2.6

Resultatet af småsignalanalysen bliver nu:

$$10\text{ Hz:}\quad V_d \simeq E_s \cdot \frac{r_{dh}}{R + r_{dh}} = 6\cdot \frac{14.4}{500 + 14.4} = \underline{\underline{0.168\text{ mV}}}$$

$$10^7\text{ Hz:}\quad V_d \simeq \frac{E_s}{R}(-jX_i) = \frac{6}{500}\cdot(-j\cdot 0.227) = \underline{\underline{-j\ 0.0027\text{ mV}}}$$

eller i tidsdomænet:

$$10\text{ Hz:}\quad v_d(t) \simeq \underline{\underline{0.168\cos(2\pi\cdot 10t)\text{ mV}}}$$

$$10^7\text{ Hz:}\quad v_d(t) \simeq \underline{\underline{0.0027\sin(2\pi\cdot 10^7 t)\text{ mV}}}$$

3 Rekapitulation af småsignalmodellerne for transistorer

A. Bipolære transistorer

En overordentlig velegnet småsignalmodel for bipolære transistorer d såvel høje som lave frekvenser er hybrid-π modellen, der blev udvikt i afsnit 4.5 del II. Den fuldstændige hybrid-π model er vist på fig. 2.3.1. r_x repræsenterer den ohmske modstand fra den ydre basisterminal til den aktive del af basisområdet. r_π repræsenterer rekombinationen i basisområdet. r_o og r_μ er udtryk for basisbreddemodulationen. C_π består af diffusionkapa-

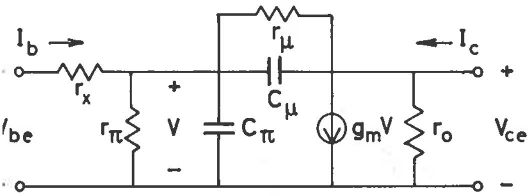


Fig. 2.3.1

teten C_i repræsenterende den injicerede minoritetsladning i basis samt spærrekapaciteten C_{je} repræsenterende rumladningen i emitter-basis spærreget. Endelig består C_μ i alt væsentligt af spærrelagskapaciteten C_{jc} knytt til kollektor-basis spærrelaget. Modellen forudsætter, at transistoren vendes på normal måde, dvs. med emitter-basis overgangen forspændt i ledetningen og med kollektor-basis overgangen forspændt i spærreretningen.

Ifølge taleksemplet i afsnit 4.5 del II kan følgende typiske talvær- er anføres for en laveffekt videotransistor med h_{fe} = 100 og en kollektor ilestrøm på 2 mA:

$$g_m = 77 \text{ mA/V} \; ; \quad r_x \simeq 0.1 \text{ k}\Omega \; ; \quad r_\pi = 1.3 \text{ k}\Omega \; ; \quad r_o = 13 \text{ k}\Omega \; ;$$

$$r_\mu = 1.3 \text{ M}\Omega \; ; \quad C_\pi = 80 \text{ pF} \;\text{ og }\; C_\mu = 0.6 \text{ pF.}$$

En anden småsignalmodel, der blev omtalt udførligt i afsnit 4.8 del II, er h-parameter modellen vist på fig. 2.3.2. For lave frekvenser kan denne models parametre bestemmes på særlig simpel måde ud fra transistorens karakteristikfelter. For høje frekvenser bliver elementerne frekvensafhængige

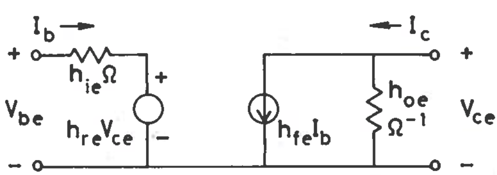


Fig. 2.3.2

(i modsætning til hybrid-π modellens elementer), og h-parameter modellen er derfor kun bekvem at bruge ved lave frekvenser.

Da hybrid-π modellen således er mere universelt anvendelig, lægges den til grund for småsignalbehandlingen i denne lærebog. Her støder man imidlertid på det problem, at databladene ofte er h-parameter orienterede, og at man derfor må omregne fra h-parametre med supplerende oplysninger til hybrid-π parametre. Dette er gennemgået i afsnit 4.9 del II, hvor det vises, at der gælder følgende relationer:

$$\left.\begin{aligned} g_m &= |I_{Ch}|/V_t \\ r_\pi &= h_{fe}/g_m \\ r_x &\approx h_{ie} - r_\pi \\ r_\mu &\approx r_\pi/h_{re} \\ r_o &\approx 1/(h_{oe} - (1+h_{fe})/r_\mu) \\ C_\mu &\approx C_{CBO} \\ C_\pi &\approx (g_m/2\pi f_T) - C_\mu \end{aligned}\right\} \qquad (2.3.1)$$

I_{Ch} er hvilekollektorstrømmen, som er nøglen til alle hybrid-π parametrene (på nær C_μ), og som derfor må bestemmes før noget andet (jfr. punkt I, afsnit 2.1). Med I_{Ch} kendt kan h-parametrene findes i databladene, der desuden giver oplysning om gain-båndbredde produktet f_T knyttet til strømforstærkningen $\beta(\approx h_{fe})$ (jfr. afsnit 4.6 del II) samt kollektor-basis kapaciteten når emitteren er åben: C_{CBO}. Herefter kan hybrid-π parametrene beregnes i den anførte rækkefølge.

Skønnes det, at transistorens spændingsforstærkning er "lav" eller "moderat", kan r_o og r_μ i hybrid-π modellen negligeres (idet de regnes for uendelig store). Svarende hertil kan h_{oe} og h_{re} i h-modellen negligeres (idet de tillægges værdien nul).

Ved "lave" frekvenser kan C_π og C_μ i hybrid-π modellen negligeres (idet de tillægges værdien nul).

De nærmere betingelser for tilladeligheden af disse simplifikationer vil blive præciserede efterhånden som det bliver relevant.

Der findes andre småsignalmodeller, f.eks. y-parameter modellen, hvor

ansistoren beskrives ved sine (frekvensafhængige) to-port kortslutnings-
lmittansparametre. Det vil dog føre for vidt at medtage disse i denne
ekst.

B. Felteffekttransistoren

Småsignalmodellen for felteffekttransistoren er behandlet i afsnit 9 del II. Modellen er gengivet på fig. 2.3.3. g_m afhænger her af, om der er tale om en MOSFET (eksakt kvadratisk overføringskarakteristik) eller en JFET (3/2-potens overføringskarakteristik). Nærmere betegnet gælder der:

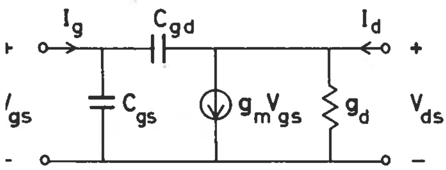


Fig. 2.3.3

)SFET: Depletion type:

$$g_m = -\frac{2I_{DSS}}{V_P}\left(1 - \frac{V_{GSh}}{V_P}\right) = \frac{2}{|V_P|}\cdot\sqrt{I_{Dh}I_{DSS}} \qquad (2.3.2)$$

)SFET: Enhancement type:

$$g_m = -\frac{2I_{Do}}{V_P}\left(1 - \frac{V_{GSh}}{V_P}\right) = \frac{2}{|V_P|}\cdot\sqrt{I_{Dh}I_{Do}} \qquad (2.3.3)$$

'ET:

$$g_m = G_o\left(1 - \sqrt{\frac{V_{GSh}}{V_P}}\right) \qquad \left(G_o = -3\,\frac{I_{DSS}}{V_P}\right) \qquad (2.3.4)$$

/or de indgående størrelser er definerede i ovennævnte henvisning. Foregnene er sådan, at g_m altid er positiv. I_{DSS} og V_P er tilgængelige i atabladene.

Udover den her anviste mulighed for beregning af g_m kan man ofte di-ekte finde kurver for g_m i databladene, eller man kan selv bestemme g_m rafisk ud fra transistorens udgangskarakteristikfelt, jfr. fig. 5.9.2 og igning (5.9.17) i del II.

Det bemærkes, at medens g_m for den bipolære transistor er proportio-al med I_{Ch}: ($g_m = |I_{Ch}|/V_t$), så er den for de to førstnævnte felteffekttransistortyper proportional med $\sqrt{I_{Ch}}$. (For den sidste type kan sammenhængen ikke angives så simpelt). Generelt gælder det også, at man opnår langt større g_m og dermed forstærkning i bipolære transistorer end i felteffekttransistorer (ved samme hvilestrøm).

g_d er felteffekttransistorens udgangskonduktans i hvilepunktet. Da der ikke kan anvises noget simpelt udtryk for g_d, er man afskåret fra at beregne den og er henvist til databladene. g_d kan dog bestemmes grafisk ud fra udgangskarakteristikfeltet, jfr. fig. 5.9.2 og ligning (5.9.18) del II.

De dynamiske kapaciteter C_{gs} og C_{gd} er (for MOSFET'ens vedkommende) behandlet i afsnit 5.8, del II. I praksis er man henvist til at måle dem (se slutningen af afsnit 5.9 del II) eller til at benytte de oplysninger databladene måtte give.

Ved lave frekvenser, hvor man kan se bort fra C_{gs} og C_{gd}, kan felteffekttransistorens indgangsimpedans regnes for uendelig stor. Dette kan ikke opnås med bipolære transistorer, der til gengæld er overlegne med hensyn til forstærkning.

2.4 Hvilepunktsbestemmelse for transistorer

Et gennemgående træk i de to foregående afsnit er, at man må kende hvilepunktet for at kunne bestemme småsignalmodellen for den pågældende halvlederkomponent. I afsnit 2.2 er der redegjort for hvilepunktsbestemmelsen, når det drejer sig om dioder. Her skal det tilsvarende problem tages op for transistorer.

A. Bipolære transistorer

Afsnittene 3.2-3.5-3.7 og 3.8, del III indeholder tilsammen blandt andet en detaljeret redegørelse for hvilepunktsanalyse og hvilepunktsdimensionering under hensyntagen til temperaturvariationer for de to mest almindeligt anvendte fælles-emitter storsignal RC-koblinger.

I småsignalkredsløb er man ikke konfronteret med problemer vedrørende mætnings- eller afskæringsbegrænsninger for udstyringen. Bestemmelsen af småsignalmodellen for transistoren er imidlertid behæftet med mange andre usikkerheder, hvorfor det ved hvilepunktsbestemmelsen er berettiget t anvende en mere grov teknik baseret på:

1) Negligering af basisstrømmen
2) Erstatning af V_{BE} med $V_{BE(on)}$, dvs. af den virkelige indgangskarakteristik med en simpel knækkarakteristik
3) Negligering af kollektorkarakteristikkernes svage positive hældning.

For standard-forspændingskonfigurationen vist på fig. 2.4.1 tager vilepunktsbestemmelsen sig herefter ud som følger:

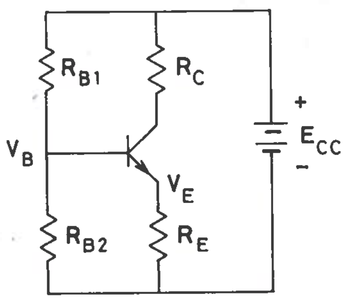


Fig. 2.4.1

$$V_B \approx \frac{R_{B2}}{R_{B1}+R_{B2}} \cdot E_{CC} \quad (I_B \approx 0) \qquad (2.4.1)$$

$$V_E = V_B - V_{BE(on)} \qquad (2.4.2)$$

$(V_{BE(on)} \approx 0.6V$ for Si og 0.25V for Ge)

$$\underline{I_{Ch} \approx I_{Eh} = V_E/R_E} \qquad (2.4.3)$$

$$V_{CEh} \approx E_{CC} - (R_C + R_E)I_{Ch} \qquad (2.4.4)$$

Beregningen af V_{CEh} er ikke essentiel for småsignalmodellen (undtagen åske med hensyn til skalering af $C_\mu \approx C_{CBO}$, der er spændingsafhængig). midlertid bør den altid medtages til kontrol af at transistoren ikke er i ætning. (V_{CEh} for en NPN transistor eller $(-V_{CEh})$ for en PNP transistor må kke blive mindre end ca. 0.5 Volt).

Det ses, at hvilepunktet i den tilnærmelse, der arbejdes med her, er elt uafhængig af strømforstærkningen β (at negligere basisstrømmen svarer il at regne β for uendelig stor). I andre koblinger kan man komme ud for t skulle bruge β på et eller andet stadium af hvilepunktsberegningen. t eksempel på en sådan situation er vist på fig. 2.4.2, hvor der anvendes o transistorer i den såkaldte Darlingtonkobling (der har den egenskab, at len totale strømforstærkning med god tilnærmelse er lig med produktet af de ndividuelle strømforstærkninger).

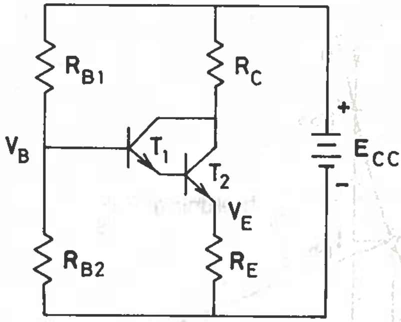


Fig. 2.4.2

Her gælder, idet I_{B1} negligeres:

$$V_B \approx \frac{R_{B2}}{R_{B1}+R_{B2}} E_{CC} \qquad (2.4$$

$$V_E \approx V_B - V_{BE1(on)} - V_{BE2(on)} \qquad (2.4$$

Negligeres i første omgang $I_{B2}=I_{C1}$ får man:

$$\underline{I_{Ch2} \approx V_E/R_E} \qquad (2.4$$

I_{Ch1} kan dernæst findes, idet man nu ikke længere negligerer I_{B2}:

$$\underline{I_{Ch1} \approx I_{Ch2}/\beta_2} \qquad (2.4$$

og sluttelig kan V_{CEh2} beregnes som i (2.4.4).

B. Felteffekttransistorer

Forspændingsteknikken for felteffekttransistorer har i modsætning til forspændingsteknikken for bipolære transistorer ikke været behandlet tidligere, hvilket hænger sammen med, at felteffekttransistorer på grund af deres større ulinearitet ikke egner sig til storsignalforstærkning.

I småsignalforstærkere, hvor der stilles krav om højimpedansede eller støjsvage indgangstrin er felteffekttransistoren derimod et vigtigt koblingselement, og det er derfor på sin plads at ofre dens forspændingsteknik lidt mere opmærksomhed her.

Fig. 2.4.3 viser et fælles-source ac-småsignalforstærkertrin med en JFET. Hvilepunktsdelen af kredsløbet er fuldt optrukket.

Da gatestrømmen er nul gælder for V_G:

$$V_G = \frac{R_{G2}}{R_{G1}+R_{G2}} E_{DD} \qquad (2.4.9)$$

For gate-source masken gælder:

$$V_{GS} = V_G - R_S I_D \qquad (2.4.10)$$

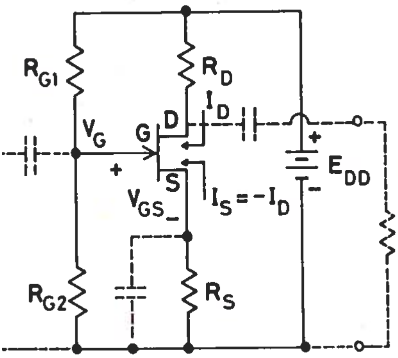


Fig. 2.4.3

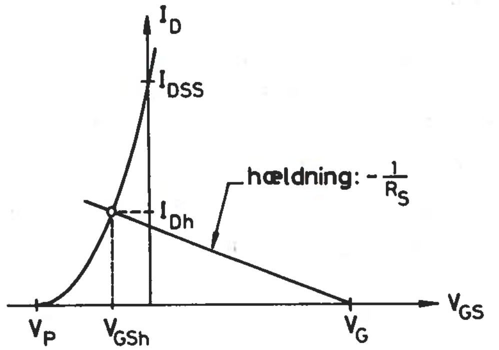


Fig. 2.4.4

Transistoren indfører følgende bånd imellem I_D og V_{GS} †:

$$I_D = I_{DSS}\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_p}\right)^2 \qquad (2.4.11)$$

det det sidste udtryk dog forudsætter, at transistoren befinder sig i det ormale arbejdsområde over pinch off ($V_{DS} > V_{GS} - V_P$), samt at man her kan egne udgangskarakteristikkerne for næsten vandrette svarende til at I_D nses for uafhængig af V_{DS}.

Den første ligning udtrykker V_G ved kendte størrelser. Af de næste o ligninger kan man ved elimination af V_{GS} udlede en andengradsligning or I_D, hvori den numerisk set mindste rod vil være den søgte hvilestrøm I_{Dh}. Simplere og mere instruktivt er det dog at løse problemet grafisk. ette gøres ved at indlægge en dc-arbejdslinie svarende til (2.4.10) og n overføringskarakteristik svarende til (2.4.11) i I_D- V_{GS} planen, hvored hvilepunktet bliver skæringen imellem disse, se fig. 2.4.4.

Fabrikationsspredningerne på parametrene V_P og I_{DSS} kan for samme JFET type være overordentlige store, men generelt gælder, at hvis $|V_P|$ er stor, så er I_{DSS} det også. Maksimal- og minimalværdierne er ofte af en sådan karakter, at det med ovennævnte forspændingsteknik er muligt at stabilisere transkonduktansen g_m og dermed småsignalforstærkningen overfor parameterspredningen. Fig. 2.4.5 belyser denne mulighed. Karakteristik I

---

† Ved hvilepunktsbestemmelse kan vi med god tilnærmelse regne overføringskarakteristikken for en JFET kvadratisk.

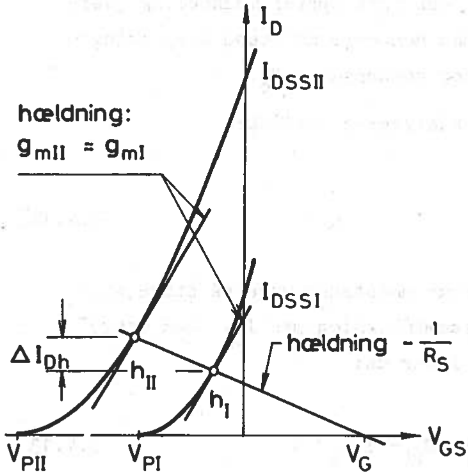


Fig. 2.4.5

repræsenterer en minimum transistor og karakteristik II en maximum transistor. Ved dimensioneringen kan man f.eks. begynde med at vælge et udstyringsmæssigt fornuftigt hvilepunkt fo: minimumtransistoren eller et hvilepunl hvori tangenthældningen g_{mI} har den for forstærkningen nødvendige værdi. Derpå fastlægger man hvilepunktet på maksimumkarakteristikken som det punkt der har samme tangenthældning. Dc-arbejdslinien er da defineret af de to hvilepunkter, og med denne er også R_S samt deleforholdet for spændingsdeleren $R_{G1} - R_{G2}$ bestemt.

Ved udskiftning af den ene transistor med den anden ændrer hvilepunktsstrømmen sig med beløbet ΔI_{Dh}, men g_m er den samme. Denne stabiliseringsteknik er principielt forskellig fra stabiliseringsteknikken for en bipolær transistor, hvor stabilisering af g_m er ensbetydende med stabilisering af I_{Ch}.

Det ovenfor beskrevne forspændingskredsløb er også anvendeligt på en MOSFET af depletion typen. For en MOSFET af enhancement typen er det derimod mindre praktisk, da V_P her har samme fortegn som V_{DS}, og en forspænding $V_{GS} > V_P$ derfor ville kræve en urimelig stor værdi af forsyningsspændingen E_{DI} Her kan man i stedet for anvende det på fig. 2.4.6 viste kredsløb, hvor source

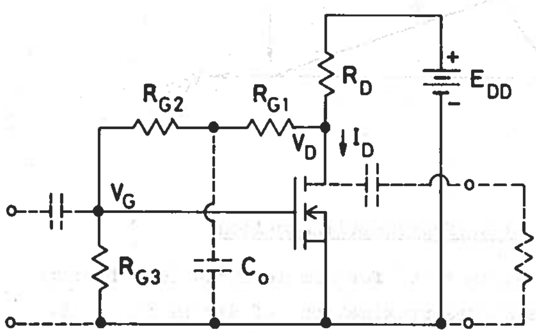


Fig. 2.4.6

er dc-jordet og gatens dc-forspænding etableres ved hjælp af spændingsdeleren $R_{G1}R_{G2}R_{G3}$, der er forbundet mellem drain og source.

Hvis I_{Dh} har tilbøjelighed til at stige som følge af et temperaturfald, eller fordi man udskifter transistoren, bliver V_D og dermed

V_G mindre, hvilket modvirker strømforøgelsen. Man siger, at der er dc spændingsmodkobling. For at forhindre at der også opstår modkobling over for signalspændingsvariationer, opdeler man den øvre modstand i spændingsdeleren og afkobler delepunktet med en stor kondensator C_o.

Dette forspændingsprincip kan også analyseres grafisk:
Af figuren fås umiddelbart:

$$V_G = \frac{R_{G3}}{R_{G1} + R_{G2} + R_{G3}} V_D \tag{2.4.12}$$

I et praktisk kredsløb vil spændingsdelerens modstande være så store, at spændingsdelerstrømmen kan negligeres i sammenligning med I_D. Med denne tilnærmelse er $V_D = E_{DD} - I_D R_D$. (2.4.12) lyder da:

$$V_G = V_{GS} \approx \frac{R_{G3}}{R_{G1} + R_{G2} + R_{G3}} (E_{DD} - I_D R_D) \tag{2.4.13}$$

Denne relation fremstiller dc-arbejdslinien i I_D- V_{GS} planen. Fig. 2.4.7 viser hvilepunktskonstruktionen for to forskellige overføringskarakteristikker

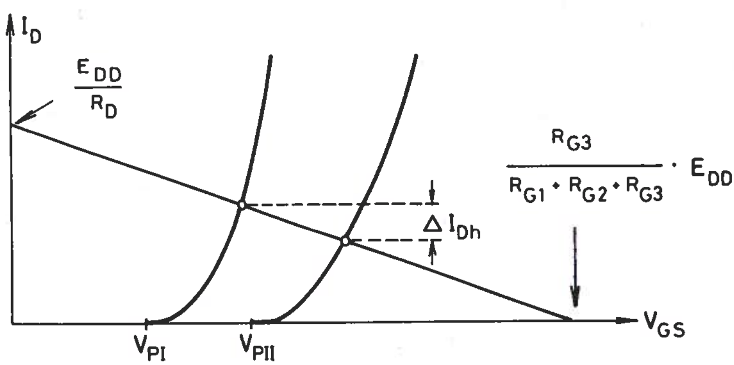


Fig. 2.4.7

2.5 Lavfrekvens, middelfrekvens og højfrekvenstilnærmelsen

Den logaritmiske frekvenskarakteristik† for simple RC-koblede forstærkertrin har i almindelighed en knækkurveapproximation† af den på fig. 2.5.1

---

† Disse begreber forudsættes bekendte fra kredsløbsteorien.

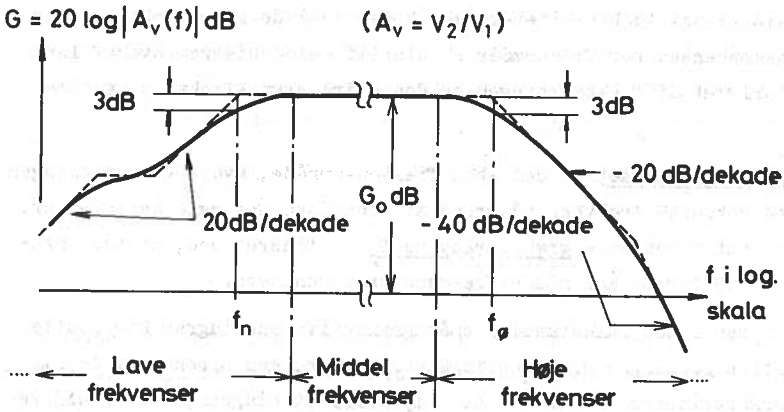


Fig. 2.5.1

viste art.

Det karakteristiske er, at der eksisterer 3 frekvensområder, hvori gainfunktionen $G = 20 \log|A_v|$ opfører sig forskelligt.

<u>Middelfrekvensområdet</u>, der som regel omfatter adskillige størrelsesordener (dekader), karakteriseres af, at frekvensen dels er så høj, at reaktanserne af de store koblings- og afkoblingskapaciteter kan betragtes som forsvindende små, og dels samtidig så lav, at reaktanserne af de små kapaciteter i transistorernes småsignalmodeller kan betragtes som uendeligt store. Da alle reaktive effekter således er negligible i middelfrekvensområdet, er forstærkningen her konstant.

Hvis man i det fuldstændige småsignalækvivalensdiagram for forstærkeren kortslutter alle koblings- og afkoblingskapaciteter og fjerner (afbryder) alle transistorkapaciteterne, fremkommer et simplificeret diagram hvoraf middelfrekvensforstærkningen kan beregnes.

<u>Lavfrekvensområdet</u> er det åbne frekvensområde, hvori forstærkningen falder med aftagende frekvens på grund af koblings- og afkoblingskondensatorernes reaktanser. Området omfatter den nedre <u>grænsefrekvens f_n</u> defineret ved at forstærkningen er 3 dB (dvs. $\sqrt{2}$ gange) lavere end middelfrekvensforstærkningen.

Hvis man i det fuldstændige småsignalækvivalensdiagram fjerner (afbryder ılle de små transistorkapaciteter, men bibeholder de store koblings- og ıfkoblingskondensatorer fremkommer et simplificeret diagram hvoraf lav-:rekvensforløbet af forstærkningen og den nedre grænsefrekvens kan be-·egnes.

Højfrekvensområdet er det åbne frekvensområde, hvori forstærkningen ;alder med voksende frekvens på grund af transistorens egne kapaciteter.)mrådet omfatter den øvre grænsefrekvens $f_ø$ defineret ved, at forstærk-ıingen er 3 dB lavere end middelfrekvensforstærkningen.

Hvis man i det fuldstændige småsignalækvivalensdiagram kortslutter ılle de store koblings- og afkoblingskapaciteter, men bibeholder de små :ransistorkapaciteter fremkommer et simplificeret diagram, hvoraf højfre-‹vensforløbet af forstærkningen og den øvre grænsefrekvens kan beregnes.

?.6 Generelle definitioner og regnemetoder i småsignalanalyse

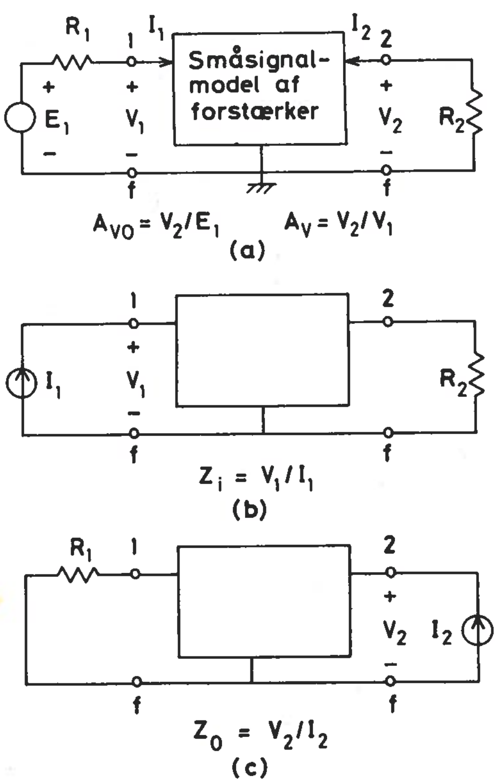


Fig. 2.6.1

Fig. 2.6.1 definerer de størrelser man normalt er interesseret i at bestemme for elektroniske småsignalkredsløb. Der anvendes symbolsk notation for spændinger og strømme.

Selve forstærkerens småsignalmodel kan i reglen opfattes som en treterminal-toport. I det følgende reserveres knudepunktsnumrene 1 til indgangsporten og 2 til udgangsporten. Det fælles knudepunkt, der tillægges potentialet nul, kaldes f.

Fig. 2.6.1a definerer de søgte forstærkninger, idet indgangen er forbundet til en signalgenerator med elektromotorisk kraft E_1 og indre modstand R_1 og udgangen er belastet med en modstand R_2. $A_{vo} = V_2/E_1$ kaldes EMK-spændingsforstærkningen. $A_v = V_2/V_1$ kaldes terminalspændingsforstærkningen. A_{vo} afhænger i modsætning til A_v af generatormodstanden R_1.

Foruden disse forstærkninger er man interesseret i forstærkerens indgangsimpedans $Z_i = V_1/I_1$, der er defineret ved det på b-figuren viste eksperiment, og forstærkerens udgangsimpedans $Z_o = V_2/I_2$, der er defineret ved det på c-figuren viste eksperiment.

Z_i er ifølge sagens natur uafhængig af R_1, men pricipielt (i praksis dog ofte svagt) afhængig af R_2. Z_o måles med nulstillet generator (E_1=0). Den er uafhængig af R_2, men principielt (i praksis dog ofte svagt) afhængig af R_1.

Ved hjælp af indgangsimpedansen kan forbindelsen imellem A_{vo} og A_v udtrykkes på særlig simpel måde. Der gælder: $V_1 = E_1 \cdot Z_i/(R_1 + Z_i)$, hvoraf følger at:

$$A_{vo} = A_v \frac{Z_i}{R_1 + Z_i} \tag{2.6.1}$$

Ved beregning af A_{vo} og A_v behøver man dog ikke at bestemme Z_i. Ofte nøjes man med at investere det egentlige arbejde i udledelse af et udtryk for A_{vo}. A_v kan herefter findes ved grænseovergangen:

$$A_v = \lim_{R_1 \to 0} A_{vo} \tag{2.6.2}$$

Udgangsimpedansen Z_o har navnlig betydning, når man ved analyse af en forstærkerkaskade ønsker at ækvivalere det netop undersøgte trin med en Theveningenerator, der driver det næste trin, se fig. 2.6.2. Der gælder da:

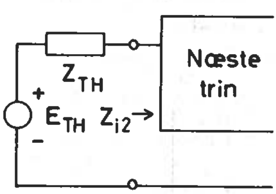


Fig. 2.6.2

$$Z_{TH} = Z_o \tag{2.6.3}$$

$$E_{TH} = \begin{cases} E_1 \cdot \lim_{R_2 \to \infty} A_{vo} \\ \text{eller:} \\ V_1 \cdot \lim_{R_2 \to \infty} A_v \end{cases} \tag{2.6.4}$$

(E_{TH} er det betragtede forstærkertrins tomgangs-udgangsspænding).

Af og til er man interesseret i <u>strømforstærkningen</u> $A_i = I_2/I_1$. a $I_1 = V_1/Z_i = E_1/(R_1 + Z_i)$ og $I_2 = -V_2/R_2$ (minus på grund af pilkonven- ionen på fig. 2.6.1a) kan A_i udtrykkes ved A_v eller A_{vo}, R_1, Z_i og R_2 om følger:

$$A_i = \begin{cases} -A_v \; Z_i/R_2 \\ \text{eller} \\ -A_{vo} \; (R_1 + Z_i)/R_2 \end{cases} \tag{2.6.5}$$

Som det vil blive påpeget i de følgende kapitler, er der overordent- ig mange tilfælde, hvor det er tilladeligt at simplificere småsignalmodel- erne så meget, at de fleste forstærkninger og impedanser kan opskrives ved impel inspektion eller ved anvendelse af en meget beskeden regneindsats, g der vil blive lagt vægt på at indøve en sådan praksis.

Der kan imidlertid forekomme koblinger eller ekstreme belastnings- ilfælde, hvor de sædvanligt anvendte simplifikationer er tvivlsomme eller tilladelige, og hvor man derfor må gå mere systematisk til værks. Her iser de fra kredsløbsteorien kendte knudepunktsligninger sig særligt vel- gnede.

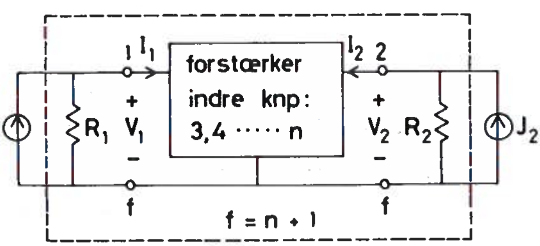


Fig. 2.6.3

For det indrammede kredsløb på fig. 2.6.3 omfattende selve forstærkeren og belastningsmodstandene R_1 og R_2, der kun fødes med de ydre strømme J_1 og J_2 antager knudepunktsligningerne følgende form:

$$\begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} & \cdot & \cdot & y_{1n} \\ y_{21} & y_{22} & \cdot & \cdot & y_{2n} \\ \cdot & \cdot & & & \cdot \\ y_{n1} & y_{n2} & \cdot & \cdot & y_{nn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \cdot \\ V_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_1 \\ J_2 \\ \cdot \\ 0 \end{bmatrix} \tag{2.6.6}$$

Sættes i dette generelle ligningssystem $J_1 = E_1/R_1$ (generatorens kortslutningsstrøm) og $J_2 = 0$ haves et tilfælde, der er ækvivalent med fig. 2.6.1a, og som har følgende løsninger for terminalspændingerne

$$V_1 = \frac{(-1)^{1+1}\Delta_{11}}{\Delta} \cdot \frac{E_1}{R_1} = \frac{\Delta_{11}}{R_1\Delta} \cdot E_1 \tag{2.6.7}$$

$$V_2 = \frac{(-1)^{1+2}\Delta_{12}}{\Delta} \cdot \frac{E_1}{R_1} = \frac{-\Delta_{12}}{R_1\Delta} \cdot E_1 \tag{2.6.8}$$

hvor Δ er determinanten af hele Y-matricen og Δ_{ij} er determinanten af den undermatrix, der fremkommer ved sletning af række i og søjle j i Y-matricen. Af (2.6.7) og (2.6.8) samt definitionerne på A_{vo} og A_v følger

$$\underline{A_{vo} = \frac{-\Delta_{12}}{R_1\Delta}} \tag{2.6.9}$$

$$\underline{A_v = \frac{-\Delta_{12}}{\Delta_{11}}} \tag{2.6.10}$$

Sættes i ligningssystemet $J_1=I_1$ $(R_1 \to \infty)$ og $J_2=0$ svarer situationen til fig. 2.6.1b. V_1 bliver nu lig med $(\Delta_{11}/\Delta)I_1$, idet $R_1 \to \infty$ og for Z_i gælder følgelig, idet Δ_{11} er uafhængig af R_1:

$$\underline{Z_i = \frac{\Delta_{11}}{\lim\limits_{R_1 \to \infty} \Delta}} \tag{2.6.11}$$

Sættes i ligningssystemet $J_1=0$ og $J_2=I_2$ $(R_2 \to \infty)$ svarer situationen til fig. 2.6.1c. V_2 bliver nu lig med $(\Delta_{22}/\Delta)I_2$, idet $R_2 \to \infty$ og for Z_o gælder følgelig, idet Δ_{22} er uafhængig af R_2

$$\underline{Z_o = \frac{\Delta_{22}}{\lim\limits_{R_2 \to \infty} \Delta}} \tag{2.6.12}$$

Udtrykkene (2.6.9-12) i forbindelse med fig. 2.6.3 og ligning (2.6.6) udgør det formelle regnegrundlag man kan falde tilbage på, hvis simplere fremgangsmåder ikke kan bringes i anvendelse.

.7 Simplifikationer baseret på Millers sætninger

Kredsløbsteorien byder på to sætninger, hvis (tilnærmede) anvendel-
er i mange tilfælde gør det muligt at undgå de ofte besværlige regninger
aseret på determinantmetoden.

A. Millers sætning

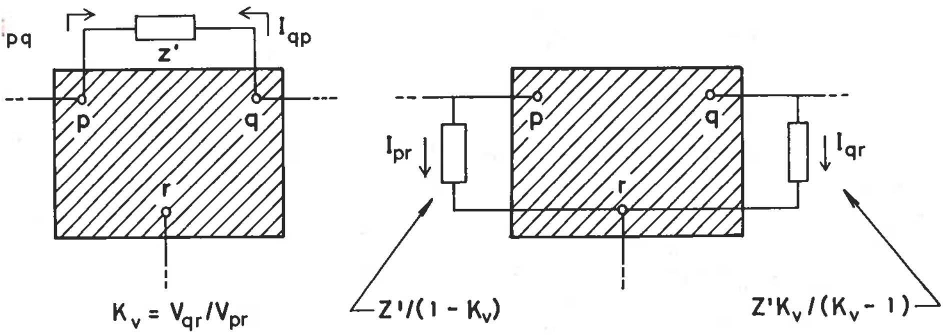


Fig. 2.7.1

ad fig. 2.7.1a repræsentere et underkredsløb i småsignalmodellen, der kun ar forbindelse med resten af kredsløbet igennem knudepunkterne p, q og r. ntag at underkredsløbet indeholder en impedans Z' indskudt direkte imel- em p og q samt at spændingsomsætningsforholdet $K_v = V_{qr}/V_{pr}$ for det så- edes definerede kredsløb er kendt.

Z' kan da erstattes af en impedans: $Z'/(1-K_v)$ indskudt imellem p og · og en anden impedans: $Z'K_v/(K_v-1)$ indskudt imellem q og r, se fig.2.7.1b.

Bevis

De to kredsløb må være ækvivalente set udefra, hvis de delstrømme ler på grund af Z' tappes direkte fra knudepunkterne p og q er ens i de o tilfælde. I så fald ændres der nemlig intet i knudepunktsligningerne.

For figur 2.7.1a kan I_{pq} og I_{qp} $(= -I_{pq})$ skrives:

$$I_{pq} = \frac{V_{pr} - V_{qr}}{Z'} = V_{pr}(1-K_v)/Z' \tag{2.7.1}$$

$$I_{qp} = \frac{V_{qr} - V_{pr}}{Z'} = V_{qr}(1-1/K_v)/Z' \tag{2.7.2}$$

For figur 2.7.1b kan I_{pr} og I_{qr} skrives:

$$I_{pr} = V_{pr}/(Z'/(1-K_v)) = V_{pr}(1-K_v)/Z' = I_{pq} \qquad (2.7.3)$$

$$I_{qr} = V_{qr}/(Z'K_v/(K_v-1)) = V_{qr}(1-1/K_v)/Z' = I_{qp} \qquad (2.7.4)$$

Da $\quad I_{pr} = I_{pq}$ og $I_{qr} = I_{qp}$ er ækvivalensen bevist.

B. Millers duale sætning

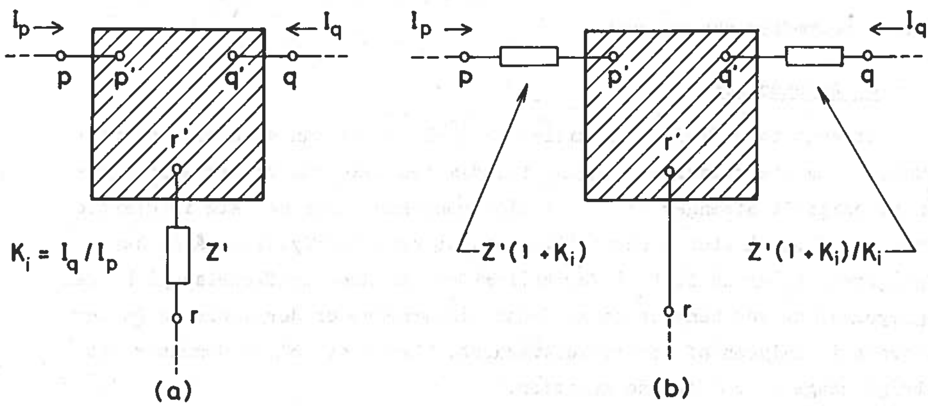


Fig. 2.7.2

Lad fig. 2.7.2a repræsentere et underkredsløb, der kun har forbindelse med resten af kredsløbet igennem knudepunkterne p, q og r. Antag at vejen ind i underkredsløbet fra knudepunkt r går igennem impedansen Z' samt at strømomsætningsforholdet $K_i = I_q/I_p$ for det således definerede kredsløb er kendt.

Z' kan da erstattes med en kortslutning, hvis der samtidig indskydes en impedans: $Z'(1+K_i)$ i serie med knudepunkt p og en anden impedans: $Z'(1+K_i)/K_i$ i serie med knudepunkt q, se fig. 2.7.2b.

Bevis

De to kredsløb må være ækvivalente set udefra, hvis spændingsfaldene $V_{pp'}$ og $V_{qq'}$ på (b)-figuren hver for sig er lig med spændingsfaldet $V_{r'r}$ på ı)-figuren. I så fald ændres der nemlig intet i maskeligningerne.

For (a)-figuren gælder:

$$V_{r'r} = Z'(I_p + I_q) = \begin{cases} Z'I_p(1+K_i) \\ \\ Z'I_q(1+1/K_i) \end{cases} \tag{2.7.5}$$

For (b)-figuren gælder:

$$V_{pp'} = Z'(1+K_i)I_p = Z'I_p(1+K_i) \tag{2.7.6}$$

$$V_{qq'} = (Z'(1+K_i)/K_i)I_q = Z'I_q(1+1/K_i) \tag{2.7.7}$$

ɪilket bekræfter ækvivalensen.

C. Anvendelser

Strengt taget indebærer Miller ækvivalenterne kun en pseudo-simpliikation, da størrelserne K_i og K_v forudsættes bekendte og disse størreler principielt afhænger af Z'. I elektronikken viser det sig imidlertid fte, at Z' er så stor i shunttilfældet, at dens indflydelse på K_v kan egligeres, eller så lille i serietilfældet, at dens indflydelse på K_i kan egligeres, og ved benyttelse af denne tilnærmelse er der store gevinster t hente i analysen af forstærkerkredsløb. Dette vil blive demonstreret alrige gange i de følgende kapitler.

To vigtige rendyrkede anvendelser af de eksakte sætninger skal dog ngives her.

ksempel 1 Miller-multiplikation af kapaciteter.

Fig. 2.7.3a viser en ideel spændingsstyret spændingsgenerator med tor negativ spændingsforstærkning A_v. En kapacitet C er forbundet fra indgang til udgang. Fig. 2.7.3b viser det ækvivalentkredsløb der fremkommer ved anvendelse af Millers sætning. Kapaciteten $C_2 \approx C$ over udgangen er uinteressant, da den sidder parallelt over spændingsgeneratoren. Det, der er interessant, er den tilsyneladende

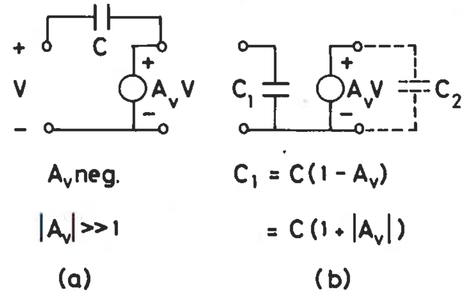


Fig. 2.7.3

kapacitet C_1 også kaldet Millerkapaciteten der optræder over indgangen, og som er langt større end C. Princippet kan anvendes til på simpel måde at realisere unormalt store kapacitetsværdier (f.eks. i Farad-området) ved multiplikation af normale kapacitetsværdier med Millerfaktoren $(1+|A_v|)$.

I transistorforstærkere giver de små kapaciteter C_μ eller C_{gd} ofte anledning til relativt store Miller-bidrag til indgangskapaciteten, hvilket er stærkt medvirkende til at begrænse frekvensområdet. Dette tages op i afsnit 5.3.

Eksempel 2 Miller-multiplikation af modstande.

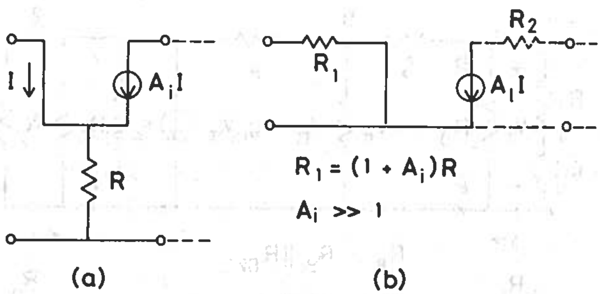


Fig. 2.7.4

Fig. 2.7.4a viser en ideel strø styret strømgenerat med stor strømforstærkning A_i. En m stand R er indskudt serie med såvel ind gang som udgang. V anvendelse af Mille duale sætning fremk mer det ækvivalente kredsløb vist på fi 2.7.4b. Modstanden $R_2 \approx R$ i udgangen er uinteressant, da den sidder i serie med strømgeneratoren. Det, der er interessant, er den tilsyneladende indgang modstand R_1 der er langt større end R. Princippet bruges ofte til forøgelse af indgangsimpedansen (på bekostning af spændingsforstærkningen) i bipolære transistorforstærkere.

3. Middelfrekvensegenskaberne af de tre RC-koblede grundkonfigurationer

3.1 Fælles-source og fælles-emitter koblingen

Fig. 3.1.1 a-b viser et fælles-source grundtrin baseret på en N-kanal JFET og det tilhørende fuldstændige småsignalækvivalensdiagram gældende for middelfrekvenser. Fig. 3.1.1 c-d viser det tilsvarende for et fælles-emitter grundtrin baseret på en bipolær NPN transistor.

Som nævnt i afsnit 2.5 fremkommer middelfrekvens-småsignalmodellen for forstærkeren ved at man indsætter transistorens småsignalmodel, erstatter

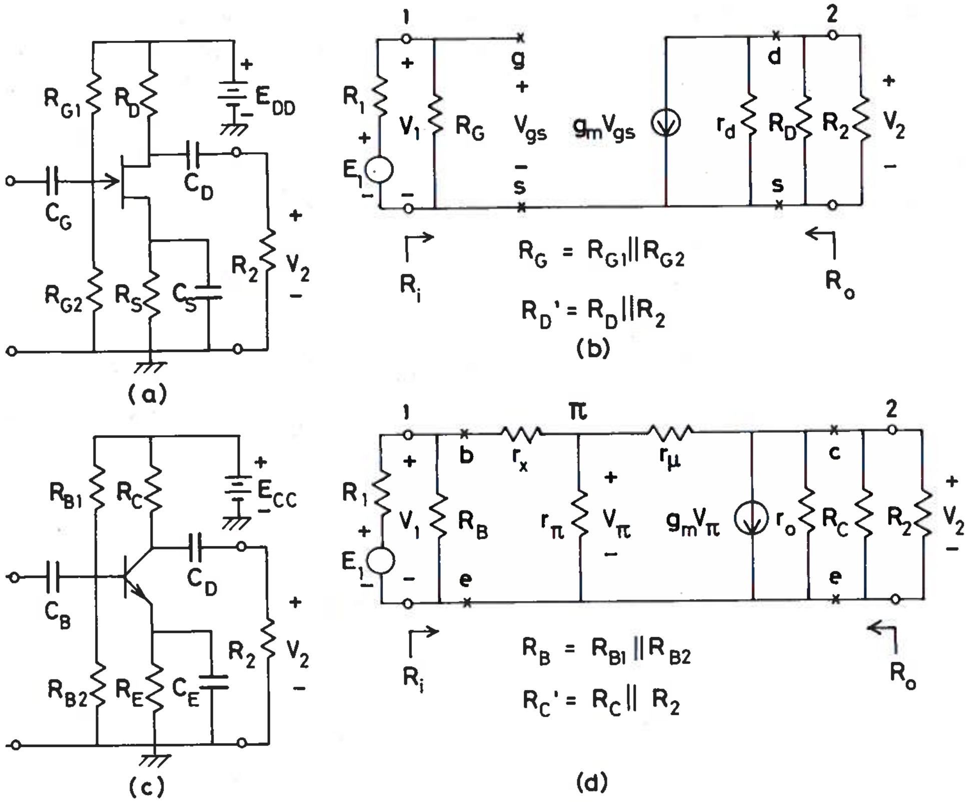


Fig. 3.1.1

pændingsforsyningen samt de store koblings- og afkoblingskapaciteter med ortslutninger og undlader (dvs. afbryder) transistorens små egenkapacite- er. For fælles-source trinet medfører disse operationer, at R_{G1} og R_{G2} arallelkobles, R_D og R_2 parallelkobles (med r_d), og at R_S forsvinder (kort- luttes). Tilsvarende gælder for fælles-emitter trinet.

Betegnelsen fælles-source (-emitter) refererer til at source (emitter) . småsignalmæssig henseende er fælles for indgang og udgang.

A. Fælles-Source trinet. Forskellige tilnærmelser

Ofte er r_d så stor i forhold til den effektive ydre drainbelastning $R_D' = R_D||R_2$, at det er berettiget at negligere r_d. For udgangskredsen på

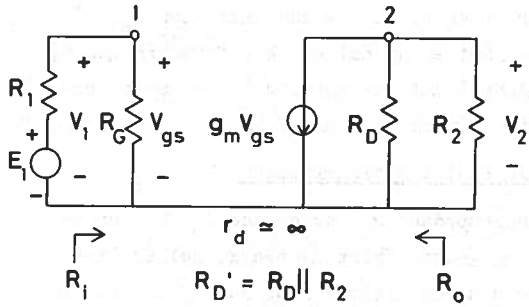


Fig. 3.1.2

den således simplificerede småsignalmodel, se fig. 3.1.2, gælder: $V_2=(-g_m V_{gs})\cdot R_D'$ og for indgangskredsen gælder: $V_{gs}=E_1\cdot R_G/(R_1+R_G)$. Her af fås:

$$\underset{(r_d \simeq \infty)}{\underline{A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = \frac{-g_m R_D'}{1 + \frac{R_1}{R_G}}}} \tag{3.1.1}$$

Da $A_v = \lim A_{vo}$ for $R_1 \to 0$ fås endvidere:

$$\underset{(r_d \simeq \infty)}{\underline{A_v = \frac{V_2}{V_1} = -g_m R_D'}} \tag{3.1.2}$$

og endelig ses umiddelbart af figuren, at

$$\underset{(r_d \simeq \infty)}{\underline{R_i = R_G \quad (= R_{G1} || R_{G2})}} \tag{3.1.3}$$

$$\underset{(r_d \simeq \infty)}{\underline{R_o = R_D}} \tag{3.1.4}$$

Da transistorens gate-strøm er forsvindende lille, anvender man i praksis meget store modstandsværdier i spændingsdeleren R_{G1}, R_{G2} ($\approx 10^6\ \Omega$). Dette giver en høj indgangsimpedans og indebærer også normalt at $R_G >> R_1$, dvs. at $A_{vo} \simeq A_v$.

r_d er normalt mellem en og to størrelsesordener større end R_D'. At negligere r_d medfører derfor, at A_{vo}, A_v og R_o bliver mellem 10% og 1% for store.

Et typisk eksempel er g_m = 2mA/V og R_D' = 2kΩ, der giver A_v = -4.

et er karakteristisk for JFET-forstærkere, at transkonduktansen g_m og ermed forstærkningen er beskeden. Det er da heller ikke forstærkningen, en derimod den høje indgangsimpedans (samt lav egenstøj), der motiverer nvendelsen af FET-trin i visse situationer.

B. Fælles-emitter trinet. Forskellige tilnærmelser

Hvis den effektive belastningsimpedans R_C' og dermed A_v ikke er u-ormal stor (dvs. $|A_v|$ > ca. 10^2) og generatorimpedansen R_1 heller ikke r unormal stor, kan man negligere den meget store modstand r_μ i transi-torens småsignalmodel. En moderat værdi af R_C' gør det endvidere rime-igt at negligere den store modstand r_o. Med disse simplifikationer fås en simplificerede småsignalmodel på fig. 3.1.3.

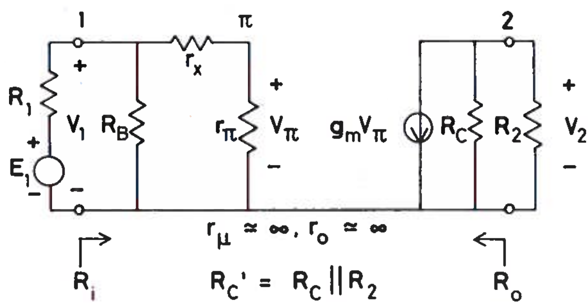


Fig. 3.1.3

For udgangskredsen gælder

$$V_2 = (-g_m V_\pi)\cdot R_C' \tag{3.1.5}$$

For indgangskredsen gælder:

$$V_\pi = \frac{r_\pi}{r_x + r_\pi}\cdot V_1 \tag{3.1.6}$$

ıvor V_1 kan findes af knudepunktsligningen for knudepunkt 1:

$$\frac{V_1 - E_1}{R_1} + \frac{V_1}{R_B} + \frac{V_1}{r_x + r_\pi} = 0 \tag{3.1.7}$$

der har løsningen

$$V_1 = \frac{E_1}{1 + \frac{R_1}{R_B} + \frac{R_1}{r_x + r_\pi}} \tag{3.1.8}$$

Af (3.1.8), (3.1.6) og (3.1.5) udledes:

$$\underline{A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = \frac{-g_m \cdot R_C'}{\left(1 + \frac{R_1}{R_B}\right)\left(1 + \frac{r_x}{r_\pi}\right) + \frac{R_1}{r_\pi}}}_{(r_\mu \approx \infty,\ r_o \approx \infty)} \tag{3.1.9}$$

Med $R_1 \to 0$ fås:

$$\underline{A_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-g_m R_C'}{1 + \frac{r_x}{r_\pi}}}_{(r_\mu \approx \infty,\ r_o \approx \infty)} \tag{3.1.10}$$

Ved inspektion af figur 3.1.3 fås endvidere:

$$\underline{R_i = R_B \| (r_x + r_\pi)}_{(r_\mu \approx \infty,\ r_o \approx \infty)} \tag{3.1.11}$$

og

$$\underline{R_o = R_C}_{(r_\mu \approx \infty,\ r_o \approx \infty)} \tag{3.1.12}$$

Nu er r_π omvendt proportional med I_{Ch} ($r_\pi = \beta V_t / I_{Ch}$), medens r_x er uafhængig af I_{Ch}. Dette medfører, at $r_x \ll r_\pi$ for moderate til små værdier af I_{Ch}. Negligering af r_x betyder eksempelvis for A_v:

$$\underline{A_v = -g_m R_C'}_{(r_\mu \approx \infty,\ r_o \approx \infty,\ r_x \approx 0)} \tag{3.1.13}$$

Da $g_m = I_{Ch}/V_t$ og I_{Ch} i standardkoblingen fig. 3.1.1c er næsten uafhængig af hvilken transistor der anvendes, kan man, som udtrykket for A_v viser, på dette tilnærmelsesniveau dimensionere eller analysere fælles-emitter trin uden at man behøver at bekymre sig om transistorens data!

Hvis forudsætningerne for den hidtidige tilnærmede analyse ikke er ilstede (jfr. indledningen) må der tages hensyn til r_o og r_μ. r_o er riviel at tilgodese, da den indgår parallelt med R_C'. r_μ kan man på impel måde tage hensyn til ved tilnærmet anvendelse af Millers sætning jfr. afsnit 2.7). Med henvisning til det eksakte diagram fig. 3.1.1d estår tilnærmelsen i følgende:

Selv med store værdier af R_C' vil det gælde, at r_μ er henimod tre tørrelsesordener større end $r_o \| R_C'$. For store værdier af R_C' vil end-idere $V_\pi \ll |V_2|$, dvs. spændingen over r_μ vil næsten være lig med spænd-ngen V_2 over den samlede belastningsmodstand $r_o \| R_C'$, men heraf følger, .t strømmen i r_μ vil være ca. tre størrelsesordener mindre end strømmen $r_o \| R_C'$. Under disse omstændigheder er det en rimelig tilnærmelse at egne den <u>indre spændingsforstærkning</u> V_2/V_π i transistoren for uafhængig .f r_μ. Denne forstærkning kan i så fald udledes af (3.1.5), (idet R_C' log erstattes af $R_C'' = r_o \| R_C'$)

$$\frac{V_2}{V_\pi} = -g_m R_C'' \qquad (R_C'' = r_o \| R_C \| R_2) \tag{3.1.14}$$

Anvendes Millers sætning nu på r_μ er K_v netop lig med V_2/V_π og man får det på fig. 3.1.4 viste diagram:

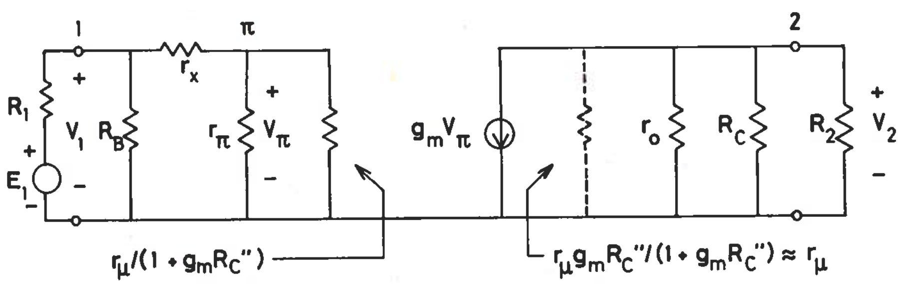


Fig. 3.1.4

Af dette diagram fremgår det, at r_μ divideret med Millerfaktoren $(1+g_m R_C'')$ optræder som parallelmodstand til r_π, og at en modstand, der næsten er lig med r_μ, optræder som parallelmodstand til R_C''. Den sidste modstand ($\approx r_\mu$) kan klart negligeres i henhold til ovenstående diskussion. Den første modstand vil derimod udgøre en mærkbar belastning af π-knudepunktet, hvis den indre forstærkning, og dermed Millerfaktoren er stor. Denne belastning vil navnlig gå ud over A_{vo}, hvis R_1 er stor, hvorimod den kun har meget lille indflydelse på A_v. Endvidere vil den bidrage til reduktion af indgangsimpedansen R_i.

Af det ovenstående fremgår, at man kan tage hensyn til r_o samt tilnærmet hensyn til r_μ ved i den simple småsignalmodel fig. 3.1.3 samt i formlerne for denne (3.1.9-13) at erstatte:

1) $R_C' = R_C \| R_2$ med $R_C'' = r_o \| R_C \| R_2$

(specielt i (3.1.12): R_C med $r_o \| R_C$)

2) r_π med $r_\pi \| (r_\mu/(1+g_m R_C''))$

og at dette er nødvendigt, når der er tale om stor indre forstærkning i transistoren samt stor generatorimpedans.

I appendix A er der angivet helt eksakte udtryk for A_{vo}, A_v, R_i og R_o gældende for den fuldstændige småsignalmodel fig. 3.1.1d. Udtrykkene er til dels udledt ved hjælp af determinantmetoden beskrevet i afsnit 2.6.

Taleksempler

Til illustration af den ovenfor givne diskussion vedrørende tilladeligheden af forskellige tilnærmelser for fælles-emitter koblingen betragtes sluttelig to taleksempler:

I det første tilfælde er der - set i relation til den anvendte transistor - tale om moderate værdier af generatormodstanden og belastningsmodstanden. Her giver tilnærmelserne rimeligt gode resultater. I det andet tilfælde er disse impedanser store, hvorved de grovere tilnærmelser giver dårligere resultater.

Der anvendes en transistor med $h_{fe} = 100$. Hvilestrømmen er 2 mA, og der er tale om stuetemperatur. For hybrid-π småsignalmodellen gælder:

$r_x = 0.1\text{k}\Omega$; $r_\pi = 1.3\text{k}\Omega$; $r_\mu = 1300\text{k}\Omega$; $g_m = 77$ mA/V; $r_o = 13\text{k}\Omega$

For forspændingsmodstandene gælder $R_B = R_{B1} \| R_{B2} = 25\text{k}\Omega$

ilfælde 1: Moderat indre forstærkning: $R_C = R_2 = 2k\Omega$
Moderat generatorimpedans : $R_1 = 1k\Omega$

	A_{vo}	A_v	R_i kΩ	R_o kΩ
ksakt.	-36.6	-66.0	1.25	1.63
iller-tiln.for r_μ †	-36.7	-66.1	1.25	1.73
$_\mu \approx \infty$	-37.8	-66.4	1.33	1.73
$_\mu \approx \infty$, $r_o \approx \infty$	-40.8	-71.5	1.33	2.00

ilfælde 2: Stor indre forstærkning: $R_C = R_2 = 10k\Omega$
Stor generatorimpedans : $R_1 = 5k\Omega$

	A_{vo}	A_v	R_i kΩ	R_o kΩ
ksakt	-44.5	-252	1.07	4.23
iller-tiln.for r_μ †	-44.6	-253	1.07	5.65
$_\mu \approx \infty$	-54.1	-258	1.33	5.65
$_\mu \approx \infty$, $r_o \approx \infty$	-74.9	-357	1.33	10.00

Det ses at Miller-tilnærmelsen for r_μ (i forbindelse med bibeholdel-e af r_o) giver fremragende resultater for A_{vo}, A_v og R_i i begge tilfælde. 'or R_o giver Miller-tilnærmelsen ingen fordel over den næste grovere til-ærmelse, der går ud på at negligere r_μ.

Negligering af r_μ giver stadig gode resultater for alle størrelser første tilfælde, men kun godt resultat for A_v i andet tilfælde.

Negligering af både r_μ og r_o giver acceptable resultater i første .ilfælde, men helt utilfredsstillende resultater i andet tilfælde.

Den størrelse, der holder bedst stand overfor tilnærmelser ses i ðvrigt at være A_v.

---

† Ved Miller-tilnærmelsen for r_μ er kun medregnet belastnings-bidraget over r_π.

Da R_o er den eneste størrelse, der ikke kommer helt tilfredsstillende ud i nogen af de nævnte tilnærmelser, kan der være grund til særskilt at trække det eksakte udtryk for R_o fra appendix A frem her. Udtrykket lyder:

$$R_o = r_o \| R_C \| (\frac{r_\mu + R_\pi}{1+g_m R_\pi}) \tag{3.1.15}$$

hvor

$$R_\pi = r_\pi \| (r_x + R_1 \| R_B) \tag{3.1.16}$$

R_π er således den impedans man ser ind i fra π-knudepunktet ud imod generatoren.

3.2 Fælles-gate og fælles-basis koblingen

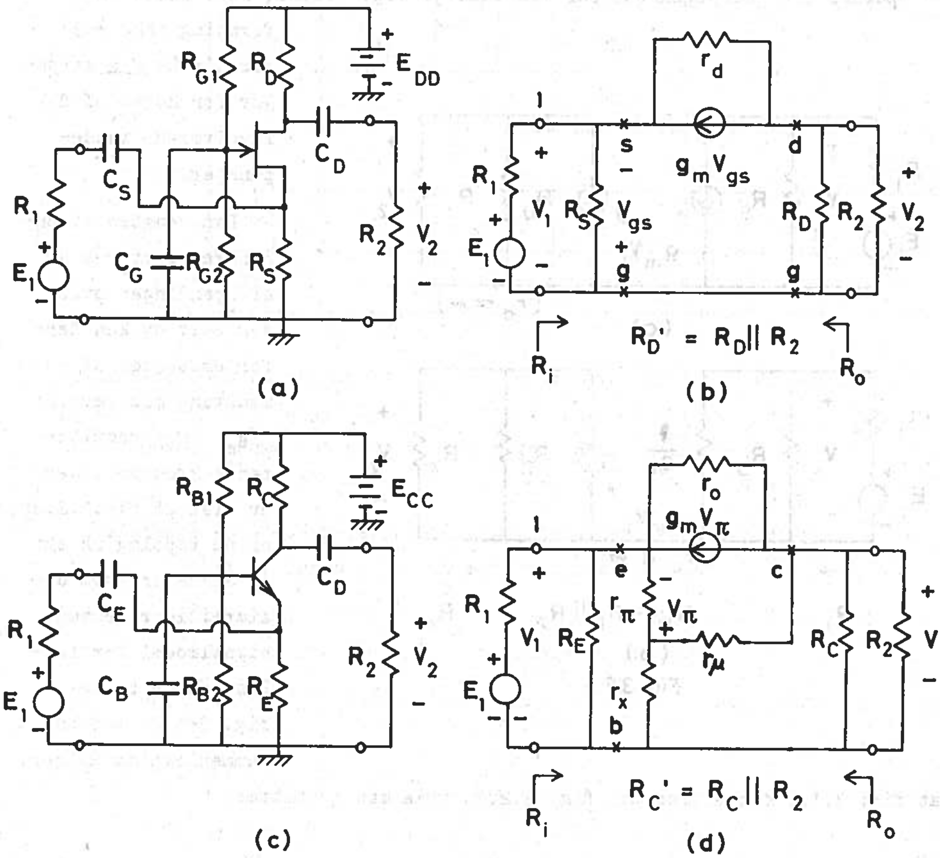


Fig. 3.2.1

Fig. 3.2.1 a-b viser et <u>fælles-gate grundtrin</u> baseret på en N-kanal FET og det tilhørende småsignalækvivalensdiagram gældende for middelfrevenser. Fig. 3.2.1 c-d viser det tilsvarende for et <u>fælles-basis grundtrin</u> baseret på en bipolær NPN-transistor.

Betegnelsen fælles-gate (-basis) refererer til, at gate (basis) i måsignalmæssig henseende er fælles-terminal for forstærkerens indgang og dgang. I elektrisk henseende er dette opnået ved en kraftig afkobling f gate (basis) med den store kapacitet C_G (C_B).

<u>A. Fælles-gate trinet. Forskellige tilnærmelser</u>

Da det i praksis gælder at $r_d >> R_D'$ er det naturligt at indlede anaysen med negligering af r_d. I ækvivalensdiagrammet fig. 3.2.1b bemærker an dernæst, at $V_{gs} = -V_1$, dvs. man kan erstatte $g_m V_{gs}$ med $-g_m V_1$ og derpå jerne minusset ved at vende strømgeneratoren. Strømgeneratoren kan derå opdeles i to strømgeneratorer som vist på fig. 3.2.2a, idet denne omformning ikke ændrer Kirchhoffs strømlov for noget af de involverede knudepunkter.

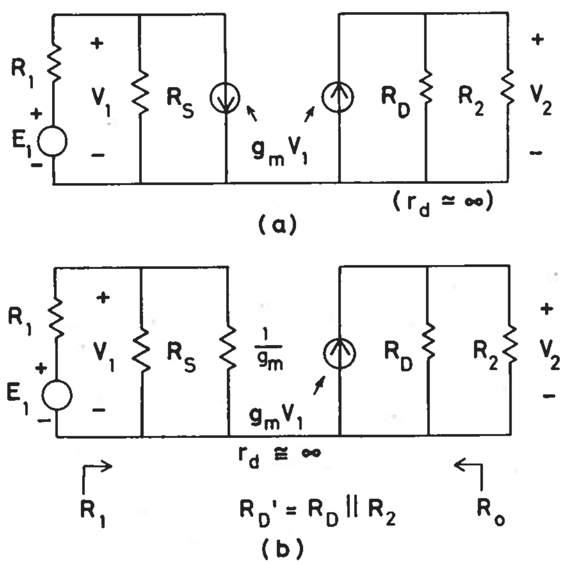


Fig. 3.2.2

Den venstre strømgenerator styres nu af spændingen over sig selv og kan derfor erstattes af en modstand med værdien $1/g_m$. Det resulterende kredsløb, der er vist på fig.3.2.2b, er nu topologisk set af samme art som den simplificerede småsignalmodel for fælles-source trinet, fig. 3.1.2. Af en sammenligning følger, at fig. 3.1.2 kan ændres til fig. 3.2.2, hvis man erstatter:

1) R_G med $R_S \| \frac{1}{g_m}$

2) g_m med $-g_m$, eller vender strømgeneratoren

Indføres de samme ændringer i udtrykkene (3.1.1-4) for fælles-source trinet fås de tilsvarende udtryk for fælles-gate trinet:

$$\underline{A_{vo} = \frac{g_m R_D'}{1 + R_1/(R_S \| \frac{1}{g_m})}}_{(r_d \approx \infty)} \tag{3.2.1}$$

$$\underline{A_v = g_m R_D'}_{(r_d \approx \infty)} \tag{3.2.2}$$

$$\underline{R_i = R_S \| \frac{1}{g_m}}_{(r_d \approx \infty)} \tag{3.2.3}$$

$$\underline{R_o = R_D}_{(r_d \approx \infty)} \tag{3.2.4}$$

Som det fremgår af (3.2.3) må $(1/g_m)$ i denne tilnærmelse være lig med selve transistorens source-indgangsimpedans. R_i bliver af samme størrelsesorden som $1/g_m$, og er dermed adskillige størrelsesordener mindre end R_i for fælles-source trinet $(=R_G)$. Ligeledes gælder i denne tilnærmelse, at A_v for fælles-gate trinet er lig med $(-A_v)$ for fælles-source trinet samt at R_o er den samme for de to trin $(=R_D)$.

Da selve transistorens ind- og udgangsstrømme i denne kobling er henholdsvis I_S og I_D $(=-I_S)$ opererer transistoren i denne kobling med strømforstærkningen 1. (I fælles source koblingen er transistorens strømforstærkning uendelig stor, da $I_G=0$).

Mere nøjagtige resultater kan opnås ved tilnærmet anvendelser af Millers sætning på r_d (jfr. afsnit 2.7). Tilnærmelsen beror på, at r_d anses for så stor i forhold til R_D', at den indre forstærkning K_v (i dette tilfælde lig med A_v) kan betragtes som uafhængig af r_d. K_v er da lig med

g_mR_D'. Tages der hensyn til r_d på denne måde, udvides det simple kredsløb på figur 3.2.2b til kredsløbet vist på fig. 3.2.3.

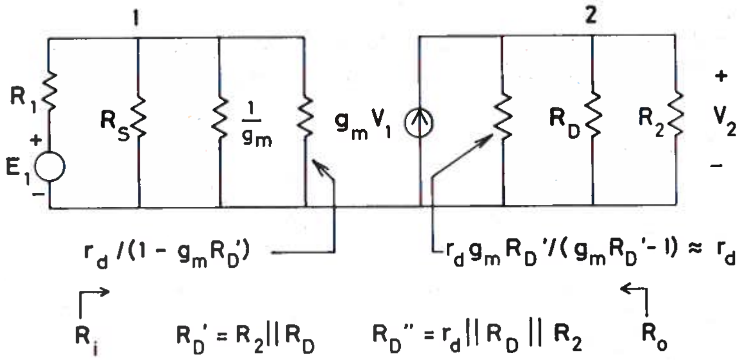


Fig. 3.2.3

Selv om den indre forstærkning for FET-trin, dvs. g_mR_D' ikke kan siges at være meget stor i forhold til 1, er det dog rimeligt at tilnærme Miller-bidraget over udgangen med r_d. For denne kobling bør udgangsbidraget medtages, da r_d typisk kun er ca. 1 størrelsesorden større end R_D'.

Miller-bidraget over indgangen vil være en negativ modstand, som imidlertid absorberes af de positive modstande den sidder i parallel med.

Af det ovenstående fremgår, at man kan tage tilnærmet hensyn til r_d ved i den simple småsignalmodel fig. 3.2.2 samt i formlerne for denne (3.2.1-4) at erstatte

1) $R_D' = R_D \| R_2$ med $R_D'' = r_d \| R_D \| R_2$

2) $R_S \| \frac{1}{g_m}$ med $R_S \| \frac{1}{g_m} \| \frac{r_d}{1 - g_mR_D'}$

I appendix A er der angivet helt eksakte udtryk for A_{vo}, A_v, R_i og R_o gældende for den fuldstændige småsignalmodel: fig. 3.2.1b.

Taleksempel

Som et eksempel på typiske talværdier for et moderat dimensioneret fælles-gate trin sættes:

$$g_m = 2\ \text{mA/V},\ r_d = 30\ \text{k}\Omega,\ R_D = R_2 = 6\ \text{k}\Omega,\ R_S = 0.5\ \text{k}\Omega \text{ og } R_1 = 0.1\ \text{k}\Omega$$

Man finder da i de forskellige tilnærmelser:

	A_{vo}	A_v	R_i kΩ	R_o kΩ
eksakt	4.00	5.55	0.260	5.12
Miller-tiln.for r_d	3.94	5.45	0.260	5.00
$r_d \approx \infty$	4.29	6.00	0.250	6

Det ses, at Miller tilnærmelsen (med bibeholdelse af udgangsbidraget) giver glimrende resultater selv med så lille indre forstærkning som her. Den grovere tilnærmelse: $r_d \approx \infty$ giver tåleligt gode resultater (gode nok til overslagsdimensionering).

B. Fælles-basis trinet. Forskellige tilnærmelser

Småsignalmodellen for dette trin: fig. 3.2.1d minder topologisk om småsignalmodellen for fælles gate trinet, fig. 3.2.1b, såfremt den meget store modstand r_μ negligeres. Den væsentligste forskel er, at medens styrespændingen V_{gs} på fig. 3.2.1b er lig med $(-V_1)$, så er styrespændingen V_π på fig. 3.2.1d kun brøkdelen $r_\pi/(r_x + r_\pi)$ af $(-V_1)$. Denne forskel kan elimineres ved at man erstatter V_π med $V_\pi' = -V_1$ og reducerer transkonduktansen tilsvarende, dvs. erstatter g_m med $g_m' = g_m r_\pi/(r_x + r_\pi)$. Negligeres indledningsvis også den store modstand r_o fås det simplere ækvivalensdiagram vist fig. 3.2.4a.

Ved videre at føge den strømgenerat omformning der blev anvendt for fælles-gate trinet, jfr. fi 3.2.2, når man frem til et kredsløb: fig. 3.2.4b, der strukturmæssigt set svarer nøje til fig 3.2.2b.

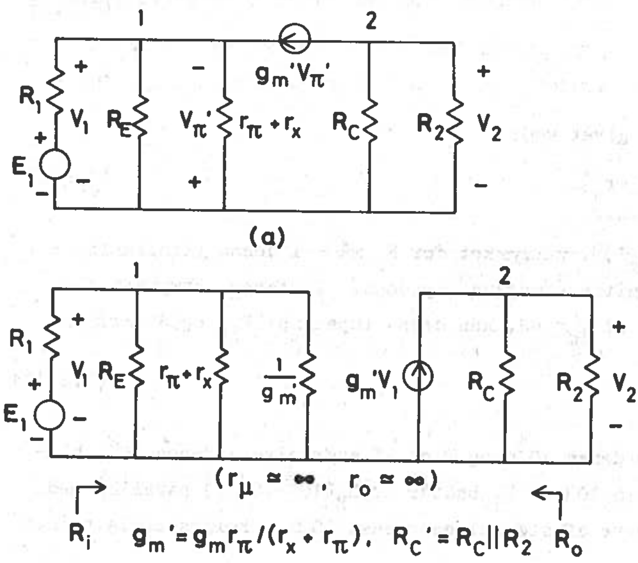


Fig. 3.2.4

Det ses, at man kan komme fra fig. 3.2.2b til fig. 3.2.4b ved at rstatte:

1) g_m med $g_m' = g_m r_\pi/(r_x + r_\pi)$

2) $R_S \| \frac{1}{g_m}$ med $R_E \| (r_x + r_\pi) \| \frac{1}{g_m'}$

3) R_D med R_C og dermed R_D' med R_C'

ndføres de samme ændringer i udtrykkene for fælles-gate trinet fås de ilsvarende udtryk for fælles-basis trinet:

$$\underline{A_{vo} = \frac{g_m' R_C'}{1 + R_1/(R_E \| (r_x+r_\pi) \| \frac{1}{g_m'})}}_{(r_\mu \simeq \infty,\ r_o \simeq \infty)} \tag{3.2.5}$$

$$\underline{A_v = g_m' R_C'}_{(r_\mu \simeq \infty,\ r_o \simeq \infty)} \tag{3.2.6}$$

$$\underline{R_i = R_E \| (r_x+r_\pi) \| \frac{1}{g_m'}}_{(r_\mu \simeq \infty,\ r_o \simeq \infty)} \tag{3.2.7}$$

$$\underline{R_o = R_C}_{(r_\mu \simeq \infty,\ r_o \simeq \infty)} \tag{3.2.8}$$

ıvor g_m' i disse udtryk er givet ved:

$$\underline{g_m' = g_m r_\pi/(r_x+r_\pi)} \tag{3.2.9}$$

Leddet $(r_x+r_\pi) \| (1/g_m')$ i udtrykket for R_i må - i denne tilnærmelse - være selve transistorens emitter-indgangsimpedans. Indføres udtrykket for g_m' heri, og benyttes det, at $g_m r_\pi = \beta$, kan denne impedans: R_{iE} også skrives:

$$R_{iE} = \frac{r_\pi + r_x}{1+\beta} \tag{3.2.10}$$

Da $r_\pi + r_x$ er af størrelsesordenen $10^3 \Omega$ og β er af størrelsesordenen 10^2, bliver R_{iE} af størrelsesordenen $10\ \Omega$. R_i består af $R_E(10^2 - 10^3\ \Omega)$ parallel med R_{iE}, og vil således også være af størrelsesordenen $10\ \Omega$. Fælles-basis trinet har derfor meget lav indgangsimpedans, hvorimod udgangsimpedansen på grund af R_C er af samme størrelsesorden ($10^3\Omega$) som for fælles-emitter trinet. Størrelsen af A_v for fælles-basis trinet er sammenlignelig med størrelsen af $(-A_v)$ for fælles-emitter trinet.

Da selve transistorens ind- og udgangsstrømme i denne kobling er henholdsvis I_E og $-I_C$ opererer transistoren her med strømforstærkningen $\alpha \approx 1$. (I fælles-emitter koblingen opererer transistoren med strømforstærkningen $\beta >> 1$).

Mere nøjagtige resultater kan opnås ved tilnærmet anvendelse af Millers sætning på r_o, idet man stadig negligerer r_μ. I lighed med fremgangsmåden for fælles-gate tilfældet fås herved følgende småsignalmodel:

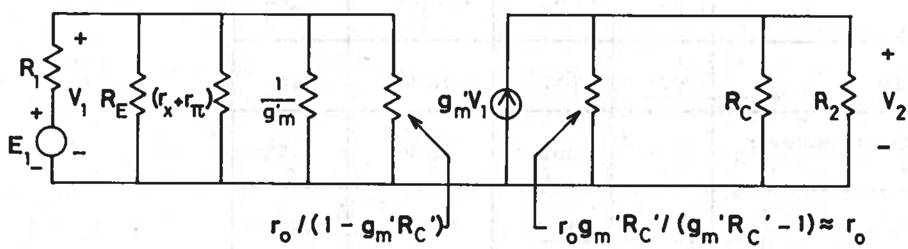


Fig. 3.2.5

For denne kobling bør Millerbidraget i udgangskredsen ($\approx r_o$) medtages, da r_o typisk kun er ca. 1 størrelsesorden større end R_C'.

Sammenholdes denne model med den foregående: fig. 3.2.4 ser man, at Miller-tilnærmelsen indebærer, at man i de tidligere udtryk: (3.2.5-9) skal erstatte:

1) $R_E || (r_x+r_\pi) || \frac{1}{g_m'}$ med $R_E || (r_x+r_\pi) || \frac{1}{g_m'} || \frac{r_o}{1-g_m'R_C'}$

2) $R_C' = R_C || R_2$ med $R_C'' = r_o || R_C || R_2$

(Specielt i (3.2.8): R_C med $r_o || R_C$)

I appendix A er der angivet helt eksakte udtryk for A_{vo}, A_v, R_i og
, gældende for den fuldstændige småsignalmodel: fig. 3.2.1d.

aleksempel

Som et eksempel på typiske talværdier for et konservativt dimensio-
eret fælles-basis trin sættes transistorens data til:

$r_x = 0.1\ \text{k}\Omega$, $r_\pi = 1.3\ \text{k}\Omega$, $r_\mu = 1300\ \text{k}\Omega$, $g_m = 77\ \text{mA/V}$, $r_o = 13\ \text{k}\Omega$

edens der for det ydre kredsløb gælder:

$R_1 = 0.01\ \text{k}\Omega$, $R_E = 0.5\ \text{k}\Omega$, $R_C = R_2 = 2\ \text{k}\Omega$

an finder da i de forskellige tilnærmelser

	A_{vo}	A_v	R_i kΩ	R_o kΩ
ksakt	39.1	66.1	0.0145	1.82
iller tiln.for r_o $_\mu \approx\infty$	39.3	66.4	0.0145	1.73
$_o \approx\infty$, $r_\mu \approx\infty$	41.0	71.5	0.0135	2.00

or størrelserne A_{vo}, A_v og R_i er afvigelsen imellem den komplicerede ksakte løsning og løsningen baseret på Miller-tilnærmelsen væsent-ig mindre end 1%. Den grovere tilnærmelse svarende til negligering af åde r_o og r_μ giver resultater, der er gode nok til overslagsdimensione-ing (forudsat at generator- og belastningsimpedanserne ikke er unormalt tore). Også her ses det, at Miller-tilnærmelsen er mindre effektiv når et gælder R_o.

3.3 Fælles-drain og fælles-kollektor koblingen

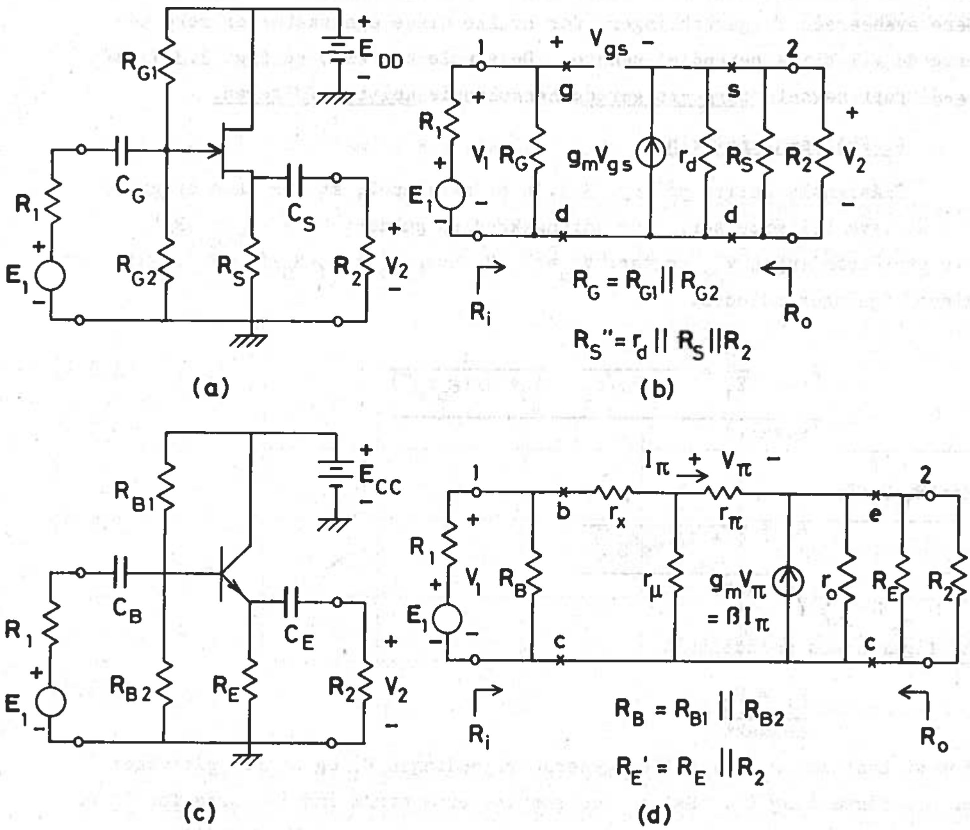


Fig. 3.3.1

Fig. 3.3.1 a-b viser et <u>fælles-drain grundtrin</u> baseret på en N-kanal JFET og det tilhørende småsignalækvivalensdiagram gældende for middelfrekvenser. Fig. 3.3.1 c-d viser det tilsvarende for et <u>fælles-kollektor grundtrin</u> baseret på en bipolær NPN-transistor.

Betegnelsen fælles-drain (kollektor) refererer til, at drain (kollektor) i småsignalmæssig henseende er fælles-terminal for forstærkerens indgang og udgang.

Disse koblinger er de simpleste eksempler på de såkaldte spændingsølgerkoblinger, der er karakteriserede ved at udgangsspændingen groft et følger indgangsspændingen (A_v er en anelse mindre end 1) samtidig ed at indgangsimpedansen er meget stor og udgangsimpedansen meget lille. ere avancerede følgerkoblinger, for hvilke disse egenskaber er mere udrægede vil blive behandlet senere. De simple kredsløb på fig. 3.3.1 går gså under navnet <u>source-følgeren</u>, henholdsvis <u>emitter-følgeren.</u>

<u>A. Fælles-drain trinet</u>

Småsignalmodellen på fig. 3.3.1b er så simpel, at der ikke er grund il at lave tilnærmelser. For udgangskredsen gælder: $V_2 = (g_m V_{gs}) R_S''$. or styrespændingen V_{gs} gælder: $V_{gs} = V_1 - V_2$ hvor $V_1 = E_1 \cdot R_G/(R_1+R_G)$. Af isse ligninger udledes:

$$\underbrace{A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = \frac{1}{1 + R_1/R_G} \quad \frac{1}{1 + 1/(g_m R_S'')}}_{\text{(eksakt)}} \qquad (3.3.1)$$

ed $R_1 \to 0$ fås:

$$\underbrace{A_v = \frac{1}{1 + 1/(g_m R_S'')}}_{\text{(eksakt)}} \qquad (3.3.2)$$

.f figuren ses umiddelbart:

$$\underbrace{R_i = R_G}_{\text{(eksakt)}} \qquad (3.3.3)$$

'or at bestemme R_o nulstilles generatorspændingen E_1 og source påtrykkes :n hjælpespænding E'. Kaldes den resulterende strøm ind i source for I' er $R_o = E'/I'$.

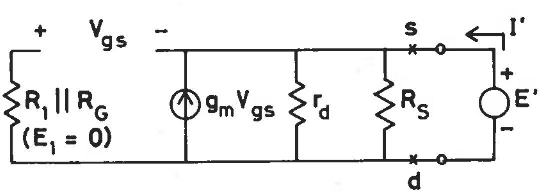


Fig. 3.3.2

Tankeeksperimentet er vist på fig. 3.3.2. Da $R_1 \| R_G$ er strømløs må V_{gs} være lig med $-E'$, dvs. $g_m V_{gs} = -g_m E'$.

For I' må da gælde:

$$I' = \frac{E'}{R_S} + \frac{E'}{r_d} + g_m E' \qquad (3.3.4)$$

Heraf følger at $R_o = E'/I'$ kan skrives:

$$R_o = R_S \| r_d \| \frac{1}{g_m} \qquad (3.3.5)$$

(eksakt)

Taleksempel

Med typiske talværdier som:

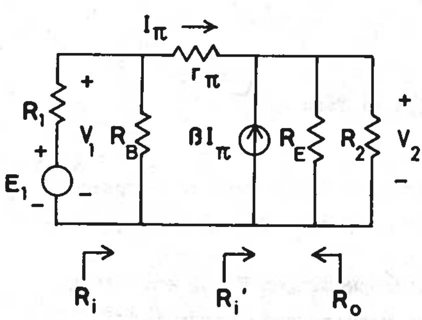
$g_m = 2$ mA/V, $r_d = 30$ kΩ, $R_1 = 50$ kΩ, $R_G = 1$ MΩ og $R_S = R_2 = 6$ kΩ

fås

$A_{vo} = 0.805$; $A_v = 0.845$; $R_i = 1$ MΩ; $R_o = 0.455$ kΩ

B. Fælles-kollektor trinet. Forskellige tilnærmelser

Indledningsvis benyttes tilnærmelserne: $r_o \approx \infty$, $r_\mu \approx \infty$ og $r_x \approx 0$. Herved omdannes småsignalmodellen på fig. 3.3.1d til det simplere kredsløb vist på fig. 3.3.3.



$R_E' = R_E \| R_2$

Fig. 3.3.3

For udgangsspændingen må gælde:

$$V_2 = (1+\beta) I_\pi \cdot R_E' \qquad (3.3.6)$$

Den indre indgangsimpedans R_i' er lig med V_2/I_π, dvs.

$$R_i' = (1+\beta) R_E' ^{\dagger} \qquad (3.3.7)$$

Benyttes Theveninækvivalentet for den del af kredsløbet, der ligger til venstre for strømgeneratoren fås det på fig. 3.3.4 viste ækvivalensdiagram til bestemmelse af I_π (og kun til dette), hvor R_i'

---

† Dette kunne også udledes ved hjælp af Millers duale sætning, jfr. afsnit 2.7., eksempel 2.

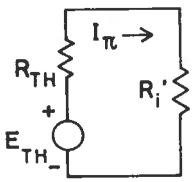


Fig. 3.3.4

er givet ovenfor medens der for E_{TH} og R_{TH} gælder

$$E_{TH} = E_1 R_B/(R_1 + R_B) \tag{3.3.8}$$

$$R_{TH} = (R_1 \| R_B) + r_\pi \tag{3.3.9}$$

For I_π fås

$$I_\pi = E_{TH}/(R_{TH} + R_I') = E_1 \cdot \frac{R_B/(R_1 + R_B)}{R_1 \| R_B + r_\pi + (1 + \beta) R_E'} \tag{3.3.10}$$

Af (3.3.10) og (3.3.6) fås endelig:

$$\underbrace{A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = \frac{1}{1 + R_1/R_B} \cdot \frac{1}{1 + (R_1 \| R_B + r_\pi)/((1 + \beta)R_E')}}_{(r_o \approx \infty,\ r_\mu \approx \infty,\ r_x \approx 0)} \tag{3.3.11}$$

og med $R_1 \to 0$

$$\underbrace{A_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{1 + r_\pi/((1 + \beta)R_E')}}_{(r_o \approx \infty,\ r_\mu \approx \infty,\ r_x \approx 0)} \tag{3.3.12}$$

Af fig. 3.3.3 i forbindelse med ligning (3.3.7) fås:

$$\underbrace{R_i = R_B \| (r_\pi + (1 + \beta)R_E')}_{(r_o \approx \infty,\ r_\mu \approx \infty,\ r_x \approx 0)} \tag{3.3.13}$$

For at bestemme R_o nulstilles generatorspændingen E_1 og emitteren påtrykkes en hjælpespænding E'. Kaldes den resulterende strøm ind i emitteren I' er $R_o = E'/I'$

Tankeeksperimentet er vist på fig. 3.3.5. Det fremgår af figuren at:

$$I_\pi = -E'/(R_1 \| R_B + r_\pi) \tag{3.3.14}$$

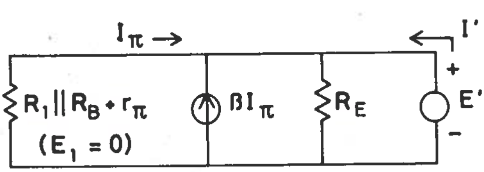


Fig. 3.3.5

For I' må da gælde:

$$I' = \frac{E'}{R_E} - (1+\beta)I_\pi = \frac{E'}{R_E} + \frac{E'}{(R_1 \| R_B + r_\pi)/(1+\beta)} \qquad (3.3.15)$$

hvoraf følger at

$$\underbrace{R_o = R_E \| \frac{r_\pi + R_1 \| R_B}{1+\beta}}_{(r_o \approx \infty,\ r_\mu \approx \infty,\ r_x \approx 0)} \qquad (3.3.16)$$

Almindeligvis vil A_{v_L} antage værdier meget nær 1. R_i vil være af størrelsesorden som R_B ($10^4 - 10^5$ Ω). I udtrykket for R_o er modstanden $(r_\pi + R_1 \| R_B)/(1+\beta)$ selve transistorens emitter-udgangsimpedans. Denne impedans er normalt af størrelsesordenen 10Ω hvilket er ca. 1-2 størrelsesordener mindre end R_E. R_o bliver derfor også af størrelsesordenen 10 Ω.

De benyttede tilnærmelser kan retfærdiggøres som følger: r_o regnes for uendelig stor, fordi den normalt er mellem 1 og 2 størrelsesordener større end R_E', som den sidder parallelt med. r_μ regnes for uendelig stor, fordi den normalt er mellem 1 og 2 størrelsesordener større end R_B og ca. 1 størrelsesorden større end R_i'. r_x kan sættes til nul, fordi den er ca. 3 størrelsesordener mindre end R_i'. (I mere avancerede følgerkoblinger, hvor der tilstræbes langt højere indgangsimpedanser end her, vil det ikke længere være tilladeligt at negligere r_μ).

De udledte formler kan uden videre bære, at der tages hensyn til r_o og r_x. Man erstatter blot

1) $R_E' = R_E \| R_2$ med $R_E'' = r_o \| R_E \| R_2$
   (specielt i formel (3.3.16) R_E med $r_o \| R_E$)

2) r_π med $r_\pi + r_x$

Derimod kan de ikke på simpel måde modificeres med hensyn til r_μ.

De eksakte udtryk for emitterfølgeren er angivet i appendix A.

<u>Taleksempel</u>

For en emitterfølger med de typiske talværdier:

r_x = 0.1 kΩ, r_π = 1.3 kΩ, r_μ = 1300 kΩ, g_m = 77 mA/V, r_o = 13 kΩ, $\beta = g_m r_\pi$ = 100 samt R_E = 1 kΩ, R_1 = 1 kΩ, R_2 = 1 kΩ og R_B = 25 kΩ fås,

	A_{vo}	A_v	R_ikΩ	R_okΩ
eksakt	0.917	0.972	16.6	0.0228
$r_\mu \approx \infty$	0.917	0.974	16.9	0.0228
$r_\mu \approx \infty, r_o \approx \infty, r_x \approx 0$	0.920	0.975	16.9	0.0219

Det ses, at selv den groveste tilnærmelse giver udmærkede resultater.

3.4 Sammenligning af de tre grundkoblinger

De karakteristiske forskelle for de tre grundkoblinger manifesterer sig klarest for koblingerne med bipolære transistorer på grund af disses større forstærkningsevne.

Fælles-emitter koblingen har værdier af $|A_v|$ og $|A_i|$ af størrelsesordenen 10^2 og værdier af R_i og R_o af størrelsesordenen $10^3\,\Omega$. A_i er begrænset af β og R_o af R_C. Koblingen er velegnet til kaskadeforbindelser for opnåelse af meget store forstærkninger.

For fælles-basis koblingen er der tale om følgende størrelsesordener: $|A_v| \approx 10^2$ (ingen fasevending som i fælles-emitter tilfældet), $|A_i| < 1$ (begrænset af α); $R_i \approx 10\,\Omega$ og $R_o \approx 10^3\Omega$ (begrænset af R_C). Som det vil blive vist i afsnit 6.4 har denne kobling langt større båndbredde (dvs. middelfrekvensområde) end fælles-emitter koblingen.

For fælles-kollektorkoblingen gælder $|A_v| \approx 1$, $|A_i| < \beta$, $R_i \approx 10^4 - 10^5\Omega$ $R_o \approx 10\,\Omega$. Koblingen anvendes som indgangstrin, når generatorimpedansen er meget stor, eller som udgangstrin når belastningsimpedansen er lille. Også for denne kobling er der, som det vil blive vist i afsnit 6.3, tale om et meget stort middelfrekvensområde.

Koblingerne baserede på felteffekttransistorer har lignende egenskaber med de modifikationer, der følger af, at transistorens forstærkning er beskeden samtidig med at dens gate-indgangsimpedans er uendelig stor.

4 Indflydelsen af koblings- og afkoblingskapaciteterne på de dynamiske forhold i simple forstærkertrin

Ved lave frekvenser udviser forstærkningen frekvensafhængighed på grund af koblings- og afkoblingskapaciteterne, hvis impedanser ikke længere kan anses for forsvindende små. Alternativt vil det gælde, at en lavfrekvent firkantspænding af forstærkertrinnet vil blive forvrænget på grund af en mærkbar op- og afladning af disse kapaciteter.

Først undersøges disse virkninger for forstærkertrin hvori der kun optræder én koblingskondensator, dernæst for forstærkertrin hvori der kun optræder én afkoblingskondensator og endelig for forstærkertrin hvori begge optræder samtidigt. Sideordnet hermed udvikles en tilnærmet inspektionsteknik, der ofte kan spare lange regninger i analysen.

4.1 Virkningen af en koblingskondensator alene

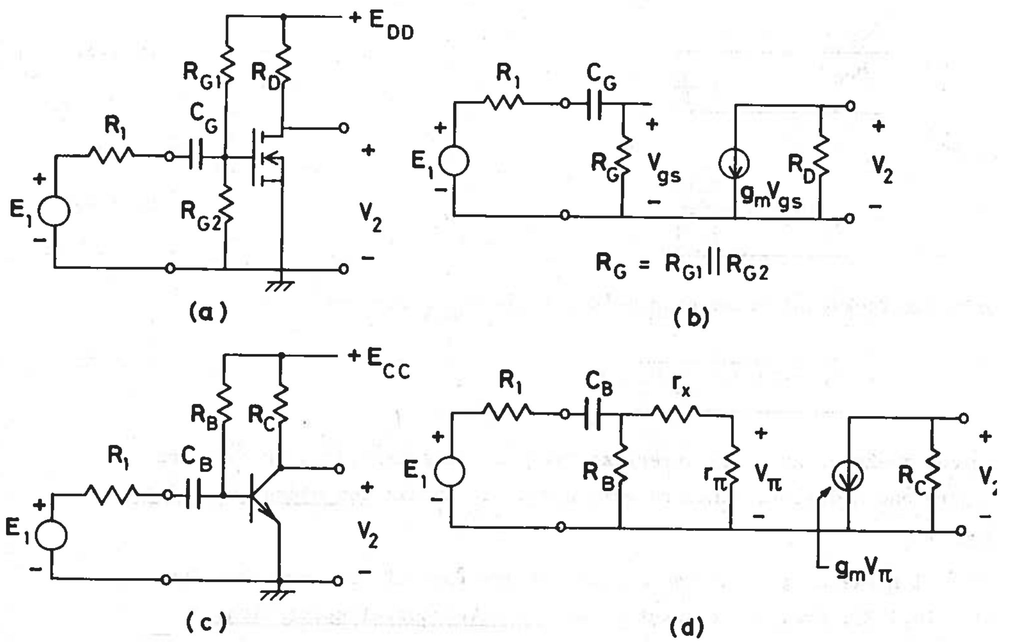


Fig. 4.1.1

Fig. 4.1.1a viser en simpel fælles-source forstærker baseret på en -kanal MOSFET af enhancementtypen og indeholdende en koblingskondensa-or C_G. Fig. 4.1.1b viser småsignalmodellen af forstærkeren gældende for ave frekvenser. Fig. 4.1.1 c-d viser det tilsvarende for et simpelt fæl-es-emittertrin baseret på en bipolær NPN-transistor. Af hensyn til over-kueligheden er transistorerne her repræsenterede ved deres simplificerede måsignalmodeller.

Under forudsætning af sinusformede strømme og spændinger gælder i ω-notation for indgangskredsen af det førstnævnte trin:

$$V_{gs} = \frac{R_G}{R_1 + R_G + 1/j\omega C_G} E_1 \tag{4.1.1}$$

›g da $V_2 = -g_m V_{gs} R_D$ fås for forstærkningen ved lave frekvenser: $A_{vo,l}$: V_2/E_1:

$$A_{vo,l} = \frac{-g_m R_D R_G}{R_1 + R_G + 1/j\omega C_G} \tag{4.1.2}$$

ler også kan skrives på den generelle normerede form:

$$\underline{\frac{A_{vo,l}}{A_{vo}} = \frac{1}{1 - j\frac{f_n}{f}}} \tag{4.1.3}$$

ıvor

$$\underline{A_{vo} = -g_m \frac{R_D R_G}{R_1 + R_G}} \tag{4.1.4}$$

ɜr middelfrekvensforstærkningen ($A_{vo} = \lim A_{vo,l}$ for $f \to \infty$), og

$$\underline{f_n = \frac{1}{2\pi(R_1 + R_G)C_G}} \tag{4.1.5}$$

er den frekvens hvor den numeriske værdi af forstærkningen er $\sqrt{2}$ gange mindre end middelfrekvensforstærkningen. f_n kaldes <u>den nedre grænsefre-kvens.</u>

I praksis opererer man med den polære form af den komplekse funk-tion (4.1.3), dvs. man betragter den <u>relative størrelsesfunktion:</u>

$$\left|\frac{A_{vo,1}}{A_{vo}}\right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (f_n/f)^2}} \qquad (4.1.6)$$

for sig, og den relative vinkelfunktion:

$$\angle\left(\frac{A_{vo,1}}{A_{vo}}\right) = \text{arc tg } (f_n/f) \qquad (4.1.7)$$

for sig.

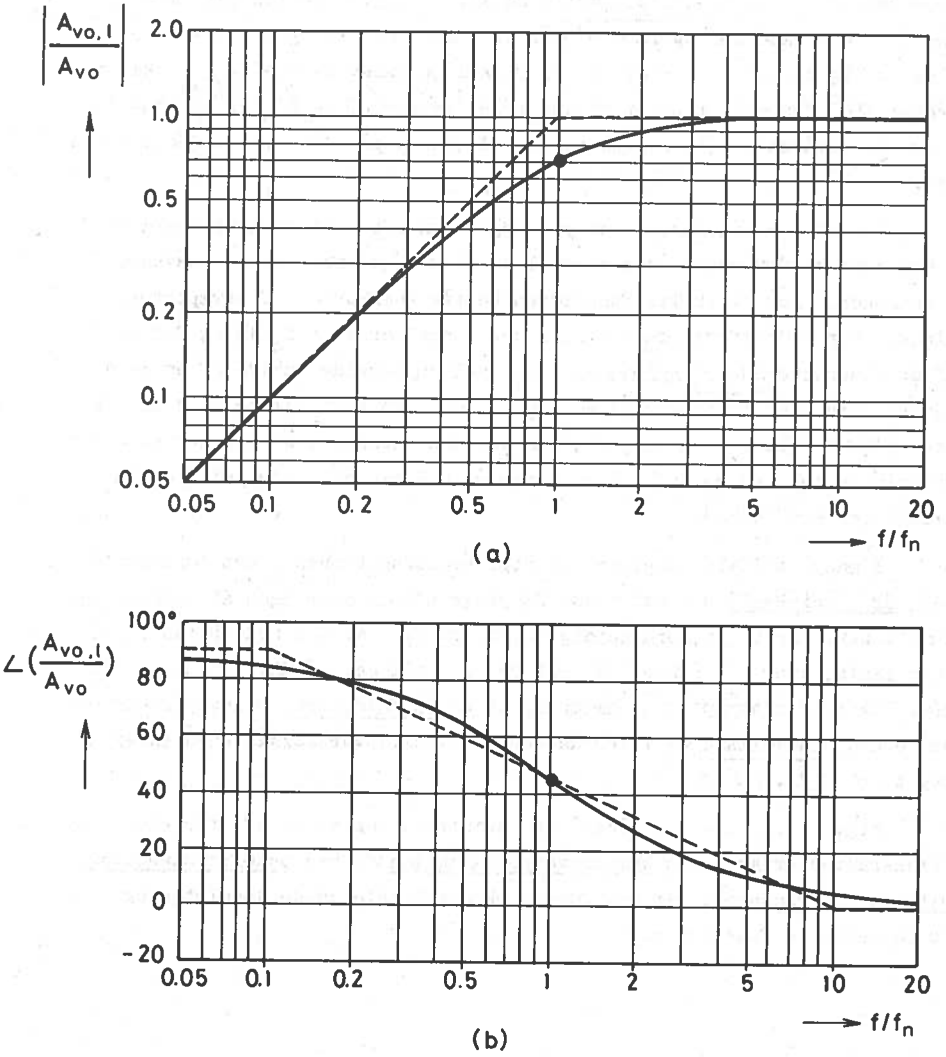


Fig. 4.1.2

Fig. 4.1.2a viser den relative størrelsesfunktion som funktion af den
ɪrmerede frekvens i dobbeltlogaritmisk afbildning. Ved valg af denne af-
.ldningsform opnås særligt simple asymptotiske forhold, idet der bliver
ɩle om en retlinet vandret asymtote i højfrekvensområdet ($f>f_n$) og en ret-
.net skrå asymtote med hældningen 1 dekade/dekade i lavfrekvensområdet
($f<f_n$). Asymptoterne skærer hinanden for $f = f_n$, og ved denne frekvens er
ɜn virkelige funktionsværdi $\sqrt{2}$ gange mindre end den højfrekvente asymptote-
ɜrdi.

Fig. 4.1.2b viser den relative vinkelfunktion som funktion af den
ɔrmerede frekvens i enkeltlogaritmisk afbildning. Vinklen går imod $+90^{\circ}$
år f/f_n går imod nul og imod 0° når f/f_n går imod ∞, og for $f = f_n$ er
inklen lig med 45°. For at få den virkelige fasevinkel af $A_{vo,1}$ skal man
ːække 180° fra alle punkter på den relative kurve, da A_{vo} er en negativ
tørrelse svarende til en konstant fasedrejning på -180° ved middelfrekven-
ɜr.

Ved mere rutinemæssig analyse nøjes man ofte med at konstruere de
unkterede knækkurvetilnærmelser til de virkelige størrelses- og vinkel-
unktioner. For størrelsesfunktionen består knækkurven af asymptoterne
lene. For vinkelfunktionen består den i områderne: $f/f_n>10$ og $f/f_n<0.1$
f de vandrette yderasymptoter og i det mellemliggende område af en skrå
jælpelinie, der forbinder yderasymptoterne. Den skrå hjælpelinie er hver-
en asymptote eller vendetangent, men har den egenskab, at fasekurven slyn-
er sig om den med en fejl, der er mindre end ca. 6°. Hjælpelinien har
ældningen -45°/dekade.

I mange tilfælde angiver man størrelsesfunktionen i det logaritmiske
ål: dB (deci-Bell) defineret som 20 gange titalslogaritmen af størrelses-
unktionen. Erstattes ordinatangivelsen på fig. 4.1.2a med dB fås en li-
eær skala, hvor 0.1 svarer til -20 dB, 0.5 til ca. -6 dB, 1.0 til 0 dB
sv. Lavfrekvensasymptotens hældning er da 20 dB/dekade, eller ensbetyden-
e hermed 6 dB/oktav, og f_n er da den frekvens, hvor forstærkningen er af-
aget med 3 dB.

Fig. 4.1.3 viser en sådan mere summarisk angivelse af størrelses- og
'asekarakteristikken ved knækkurveapproximation og med underforstået loga-
ːitmisk frekvensakse. Der er i dette eksempel tale om de absolutte og ikke
ɱm de relative funktioner.

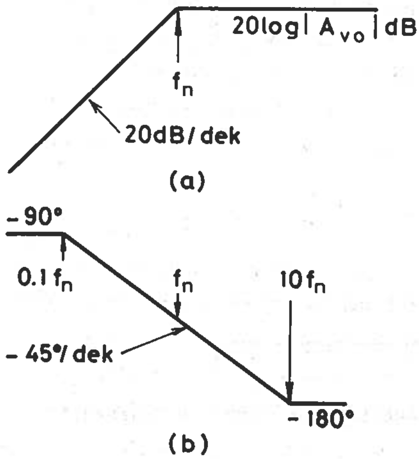


Fig. 4.1.3

Der vil fremover blive gjort udstrakt anvendelse af denne simplificerede afbildningsteknik.

Hvis der ikke som ovenfor specielt er tale om stationære sinusformede småsignalspændinger og -strømme, er de frekvensanalytiske oplysninger, der finder udtryk i frekvenskarakteristikkerne, ikke længere så simple at fortolke†, og det er da bedre at karakterisere forstærkeren på en måde, der har direkte relation til naturen af det påtrykte signal.

Et ofte vigtigt kriterium for forstærkerens godhed er dens evne til at "huske" pludselige spændingsændringer. Denne evne finder udtryk i forstærkerens langtids-trinsvar $T_{vo,l}$, der defineres som tidsforløbet af forholdet imellem småsignaludgangsspændingen og småsignalgeneratorspændingen, når den sidstnævnte er en trinspænding, se fig. 4.1.4, der påtrykkes på et tidspunkt, t=0, hvor forstærkeren er i hvile.

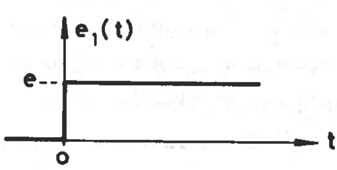


Fig. 4.1.4

Ser man på indgangskredsløbet i småsignalmodellen, fig. 4.1.1b må styrespændingen v_{gs} i det øjeblik trinspændingen påtrykkes springe op fra værdien nul til værdien $eR_G/(R_1+R_G)$ svarende til at C_G i første øjeblik kan betragtes som en kortslutning. Derpå falder v_{gs} eksponentielt imod værdien nul efterhånden som C_G oplades til den fulde

---

† For ikke-sinusformede signaler kræver anvendelse af frekvenskarakteristikkerne, at man bestemmer signalets amplitude- og fasespektrum og superponerer forstærkerens svar på hver enkelt spektralkomposant.

)

ænding e. Da den samlede modstand i det kredsløb der oplader C_G er
$_1$+R_G) sker opladningen med tidskonstanten:

$$\tau = C_G(R_1 + R_G) \tag{4.1.8}$$

g $v_{gs}(t)$ kan følgelig for $t \geq 0$ skrives:

$$v_{gs}(t) = e \cdot \frac{R_G}{R_1+R_G} \cdot \exp(-t/\tau) \tag{4.1.9}$$

a $v_2(t) = -g_m v_{gs}(t) \cdot R_D$ bliver trinsvaret:

$$T_{vo,1} = \frac{v_2(t)}{e_1} = -g_m \frac{R_D R_G}{R_1+R_G} \exp(-t/\tau) = A_{vo}\exp(-t/\tau) \tag{4.1.10}$$

rinsvaret er vist på fig. 4.1.5. Begyndelsestangenten skærer tidsaksen i $t=\tau$. På dette tidspunkt "husker" forstærkeren kun 36.8% af svaret til t=0 og til $t=2\tau$ kun 13.5%.

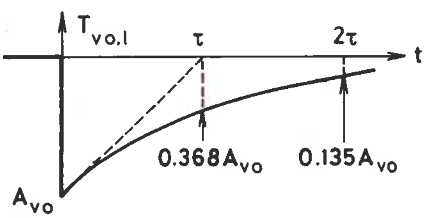


Fig. 4.1.5

I mange tilfælde tester man forstærkeren med en periodisk firkantspænding som vist på fig. 4.1.6a. Udgangsspændingen får da den på fig. 4.1.6b viste karakter, hvor forvrængningen hidrører fra op- og afladningen af C_G. Hvis spids-til-spids værdien af generatorspændingen er e bliver:

$$\Delta 1 = |A_{vo} \cdot e| \tag{4.1.11}$$

og det kan vises, at forholdet $\Delta 2/\Delta 1$, der er simpelt at måle med en oscillograf, er givet ved:

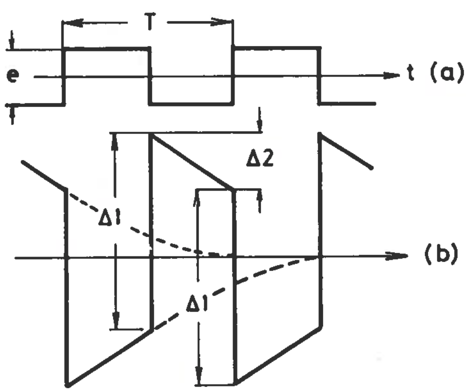


Fig. 4.1.6

$$\frac{\Delta 2}{\Delta 1} = \text{tgh}(T/4\tau) \tag{4.1.12}$$

For $T/4\tau << 1$ (lille forvrængning) kan dette udtryk tilnærmes med:

$$\frac{\Delta 2}{\Delta 1} \approx T/4\tau \tag{4.1.13}$$

Imellem nedre grænsefrekvens f_n, der karakteriserer forstærkeren ved stationær sinusdrift og tidskonstanten τ, der karakteriserer forstærkeren under transiente forhold må i henhold til (4.1.5) og (4.1.8) gælde:

$$f_n = \frac{1}{2\pi\tau} \tag{4.1.14}$$

For en firkantspænding, hvis frekvens $f = 1/T$ netop er lig med f_n for forstærkeren bliver forvrængningsmålet:

$$\frac{\Delta 2}{\Delta 1} = \text{tgh}(\pi/2) = 0.917 \tag{4.1.15}$$

ved grænsefrekvensen er der således tale om en overordentlig stor forvrængning af firkantbølgen.

Taleksempel

Forlanger man, at en 100 Hz firkantbølge skal gengives med $(\Delta 2/\Delta 1) \leq 0.05$ kræves der ifølge (4.1.13) at tidskonstanten:

$$\tau \geq \frac{1}{100} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{0.05} = \frac{1}{20} \text{ sek}$$

og dermed at grænsefrekvensen, jfr. (4.1.14):

$$f_n \leq \frac{20}{2\pi} = 3.2 \text{ Hz !}$$

Firkantgengivelse stiller således store krav til forstærkeren.

For fælles-emittertrinet fig. 4.1.1 c-d fås resultater, der formelt er identiske med de ovenstående, når man anvender det relevante udtryk for A_{vo}, jfr. (3.1.9)

$$A_{vo} = \frac{-g_m R_C}{\left(1 + \frac{R_1}{R_B}\right)\left(1 + \frac{r_x}{r_\pi}\right) + \frac{R_1}{r_\pi}} \tag{4.1.16}$$

g sætter tidskonstanten τ lig med produktet af C_B og den modstand C_B ser ind i":

$$\underline{\tau = C_B(R_1 + R_B \| (r_x + r_\pi))} \qquad (4.1.17)$$

$'_n$ er da givet ved (4.1.14).

.2 Virkningen af en afkoblingskondensator alene

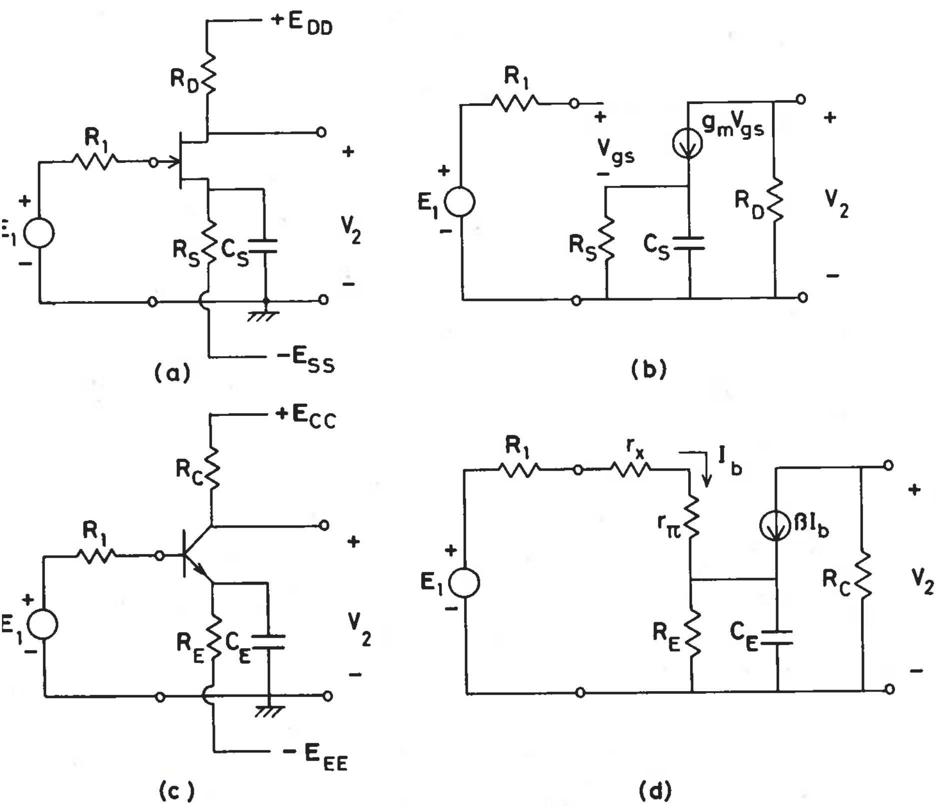


Fig. 4.2.1

Fig. 4.2.1 viser et fælles-source trin og et fælles-emitter trin med tilhørende småsignalmodeller gældende for lave frekvenser. Ved anvendelse af både positive og negative forsyningsspændinger har man her undgået koblingskondensatoren i indgangskredsløbet, men til gengæld er det så nødvendigt at tilvejebringe lav impedans imellem source (emitter) og jord ved hjælp af en afkoblingskondensator C_S (C_E).

Under forudsætning af sinusformede strømme og spændinger gælder der i jω-notation følgende grundligninger for fælles-source trinet:

$$E_1 - V_{gs} - g_m V_{gs} \frac{R_S \cdot 1/j\omega C_S}{R_S + 1/j\omega C_s} = 0 \qquad (4.2.1)$$

$$V_2 = -g_m V_{gs} R_D \qquad (4.2.2)$$

Forstærkningen udledt af disse ligninger antager den generelle form:

$$\underline{A_{vo,l} = \frac{V_2}{E_1} = A_{vo} \frac{1 - j(f_1/f)}{1 - j(f_2/f)}} \qquad (4.2.3)$$

hvor de kritiske frekvenser f_1 og f_2 er givet ved:

$$\underline{f_1 = \frac{1}{2\pi R_S C_S}} \quad ; \quad \underline{f_2 = \frac{1 + g_m R_S}{2\pi R_S C_S} = (1 + g_m R_S) f_1} \qquad (4.2.4a-$$

og middelfrekvensforstærkningen A_{vo} ved:

$$\underline{A_{vo} = -g_m R_D} \qquad (4.2.5)$$

For størrelsesfunktionen i dB og fasefunktionen i grader gælder henholdsvis:

$$20 \log|A_{vo,l}| = \qquad (4.2.6)$$

$$(20 \log|A_{vo}| + 20 \log \sqrt{1+(f_1/f)^2} - 20 \log \sqrt{1+(f_2/f)^2})\mathrm{dB}$$

og

$$\angle A_{vo,l} = \frac{180}{\pi} (-\pi - \mathrm{arctg}(f_1/f) + \mathrm{arctg}(f_2/f))^\circ \qquad (4.2.7)$$

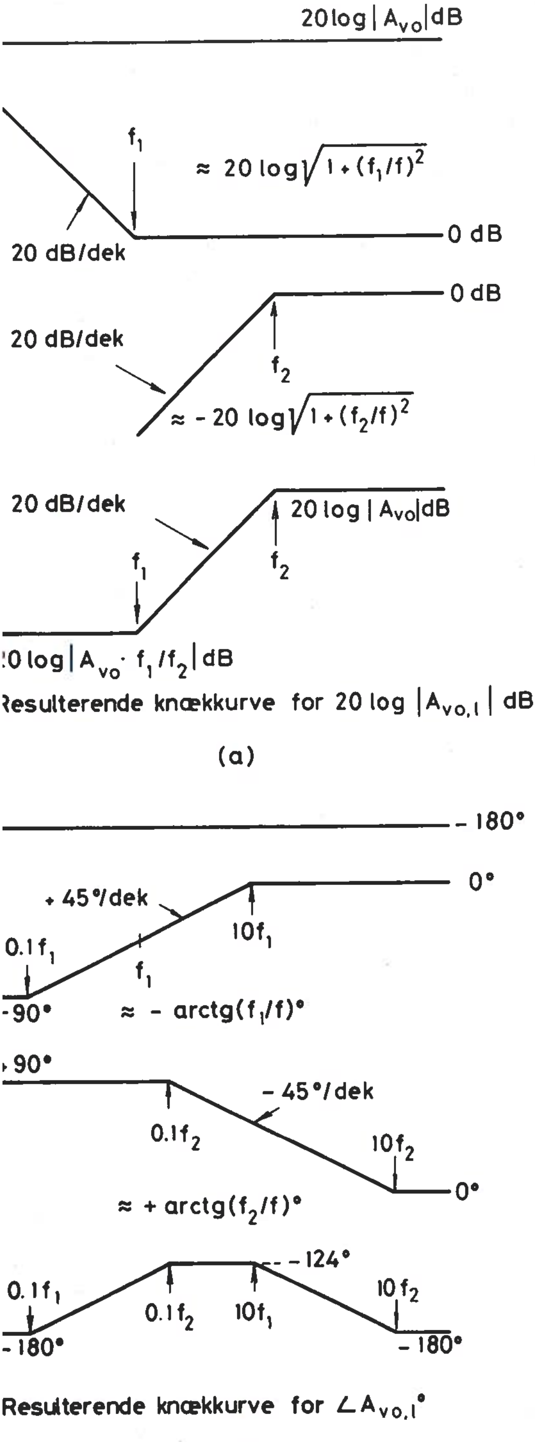


Fig. 4.2.2

En tilnærmet afbildning af disse størrelser kan - når der anvendes logaritmisk frekvensakse - opnås ved knækkurveapproximation af de enkelte frekvensafhængige bidrag efter metoden beskrevet i forrige afsnit efterfulgt af grafisk summation af samtlige bidrag. Dette er illustreret på fig. 4.2.2a for størrelsesfunktionen i dB og på fig. 4.2.2b for fasefunktionen i grader.

Medens det øverste plateau i størrelsesfunktionen repræsenterer middelfrekvenser, hvor C_S kan betragtes som kortsluttet svarer det nederste plateau til frekvenser, der er så lave, at C_S kan betragtes som afbrudt.

Fasen er -180^o ved meget høje og meget lave frekvenser og udviser en positivt gående pukkel (her op til -124^o) i omegnen af de to knækfrekvenser.

Grænsefrekvensen f_n defineres stadig som den frekvens hvor $|A_{vo,l}|$ er $\sqrt{2}$ gange mindre end $|A_{vo}|$. f_n må følgelig være bestemt af ligningen:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{1 + (f_1/f_n)^2}{1 + (f_2/f_n)^2}} \tag{4.2.8}$$

Det vil normalt gælde at $f_2 >> f_1$, hvilket indebærer, at f_n kun bliver en anelse mindre end f_2. For $f_2 > 4f_1$ bliver den fejl, man begår ved at sætte $f_n = f_2$, mindre end 7%. I sådanne tilfælde, hvor grænsefrekvensen i det væsentlige er bestemt af f_2, siges f_2 at være en dominant knækfrekvens.

Forstærkerens svar på en trinspænding er vist på fig. 4.2.3.

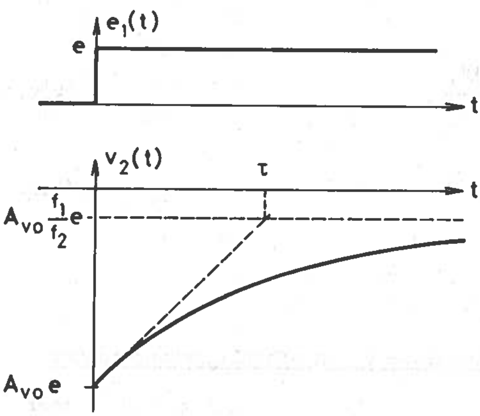


Fig. 4.2.3

I det øjeblik spændingen springer virker C_S som en kortslutning og springet bliver derfor gengivet med fuld forstærkning: A_{vo}. Når $t \to \infty$ vender v_2 ikke tilbage til nul, men til værdien $A_{vo}(f_1/f_2)e$ svarende til den stationære udgangsspænding, når C_S er afbrudt. Ændringen sker med en tidskonstant τ, der er lig med produktet af C_S og den effektive modstand C_S ser ind i. Denne modstand er givet ved udtrykket for udgangsimpedansen for en sourcefølger, jfr. ligning (3.3.5).

Det følger af ovenstående, at trinsvaret kan skrives:

$$\underline{T_{vo,1} = \frac{v_2}{e_1} = A_{vo} \cdot \frac{f_1}{f_2} + A_{vo}\left(1 - \frac{f_1}{f_2}\right)\exp(-t/\tau)} \tag{4.2.9}$$

hvor

$$\underline{\tau = C_S(R_S \| \frac{1}{g_m}) = C_S \cdot \frac{R_S}{1 + g_m R_S}} \tag{4.2.10}$$

Af (4.2.10) og (4.2.4b) fås følgende forbindelse imellem τ og f_2:

$$\underline{f_2 = \frac{1}{2\pi\tau}} \tag{4.2.11}$$

For fælles-emitter trinet fig. 4.2.1 c-d lyder grundligningerne:

$$E_1 - (R_1 + r_x + r_\pi)I_b - \frac{R_E \cdot 1/(j\omega C_E)}{R_E + 1/(j\omega C_E)}(1+\beta)I_b = 0 \qquad (4.2.12)$$

$$V_2 = -\beta I_b R_C \qquad (4.2.13)$$

Disse fører til nøjagtig de samme formelle resultater som ovenfor, når man anvender følgende alternative underudtryk ($\beta = g_m r_\pi$):

$$\underline{A_{vo} = -\frac{g_m R_C}{1 + (r_x + R_1)/r_\pi}} \qquad (4.2.14)$$

$$f_1 = 1/(2\pi R_E C_E) \qquad (4.2.15)$$

$$f_2 = 1/(2\pi C_E (R_E \| \frac{r_\pi + r_x + R_1}{(1+\beta)})) \qquad (4.2.16)$$

$$\underline{\tau = C_E \cdot (R_E \| \frac{r_\pi + r_x + R_1}{(1+\beta)})} \qquad (4.2.17)$$

4.3 Den samtidige virkning af en koblings- og en afkoblingskondensator

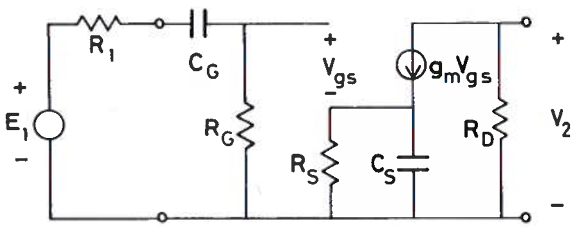


Fig. 4.3.1

Fig. 4.3.1 viser lavfrekvens småsignal-modellen af en fælles-source forstærker, hvori der både indgår en koblingskondensator C_G og en afkoblingskondensator C_S.

En analyse af dette trin fører til følgende udtryk for forstærkningen:

$$\underline{A_{vo,l} = A_{vo} \frac{1-j(f_1/f)}{(1-j(f_o/f))(1-j(f_2/f))}} \qquad (4.3.1)$$

hvor

$$A_{vo} = \frac{-g_m R_D}{1 + R_1/R_G} \qquad \text{jfr. (4.1.4)} \tag{4.3.2}$$

$$f_o = 1/(2\pi C_G(R_1+R_G)) \qquad \text{jfr. (4.1.5)} \tag{4.3.3}$$

$$f_1 = 1/(2\pi R_S C_S) \qquad \text{jfr. (4.2.4a)} \tag{4.3.4}$$

og

$$f_2 = (1+g_m R_S)/(2\pi R_S C_S) \qquad \text{jfr. (4.2.4b)} \tag{4.3.5}$$

Man bemærker, at udtrykket for f_o, der kun afhænger af C_G, er identisk med udtrykket for f_n i afsnit 4.1, hvor C_G optrådte alene, og tilsvarende, at udtrykkene for f_1 og f_2, der kun afhænger af C_S stemmer overens med de tilsvarende udtryk fra afsnit 4.2, hvor C_S optrådte alene. Dette simple forhold hænger sammen med at sourcekredsen indeholdende C_S kun er koblet til gatekredsen indeholdende C_G via en ren styrespænding V_{gs}. De to kredse har ingen impedanselementer fælles.

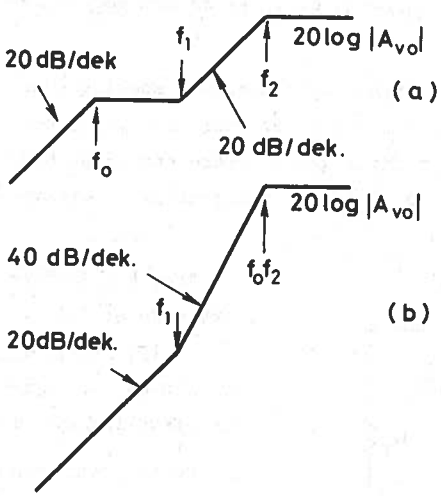


Fig. 4.3.2

Fig. 4.3.2 viser knækkurveapproximationen af frekvenskarakteristikken for de to tilfælde: a) $\underline{f_o < f_1 < f_2}$ og b) $\underline{f_1 < f_2 = f_o}$. ($f_1$ og f_2 afhænger begge af C_S og er sammenknyttede af båndet: $f_2 = (1+g_m R_S) f_1$. f_o afhænger derimod af C_G og kan derfor flyttes frit i forhold til f_1 og f_2).

Tilfælde b) ses at give en kraftigere afskæring af lave frekvenser end tilfælde a). Dette kan f.eks. være a betydning, hvis man ønsker særlig stor dæmpning af lavfrekvente støjspændinger eller brum, eller undertrykkelse af basresonanstoppen i en højttaler.

Knækkurverne kan sammenstykkes ved hjælp af samme teknik som den, der blev illustreret på fig. 4.2.2a, men man kan også bære sig ad på følgende måde:

Man begynder ude til højre (dvs. "ved høje frekvenser") og trækker en vandret linie imod venstre (dvs. "imod lave frekvenser") svarende til middelfrekvensniveau'et 20 $\log|A_{vo}|$. Hver gang man herved passerer en nævnerknækfrekvens i udtrykket for $A_{vo,l}$, jfr. (4.3.1), giver man linien et knæk i nedadgående retning, således at dens hældning forøges med 20 dB pr dekade, og hver gang man passerer en tællerknækfrekvens giver man linien et knæk i opadgående retning, således at dens hældning formindskes med 20 dB pr dekade.
I ovenstående udtryk skal man altså i alt knække to gange nedad og én gang opad. På b-figuren falder de to nedadgående knæk sammen.

I tilfælde, hvor der eksisterer en vandret asymptote til venstre (dvs. for lave frekvenser) kan man uden ændring af de ovenfor givne knækregler skifte tegneretning, idet man udgår fra det venstre plateau. Den resulterende knækkurve på fig. 4.2.2a er et eksempel på dette.

Hvis f_2 i tilfældet fig. 4.3.2a kan siges at være en dominant knækfrekvens ($f_2 \gg f_1$ og f_o), er forstærkningen ved f_2 meget nær $\sqrt{2}$ gange mindre end (dvs. 3 dB under) middelfrekvensforstærkningen, og f_2 er da med god tilnærmelse lig med grænsefrekvensen f_n.

I tilfælde b er der ikke tale om nogen enkelt dominant knækfrekvens, men hvis de sammenfaldende knækfrekvenser f_o og f_2 er store i forhold til f_1, vil forstærkningen ved $f_o(f_2)$ være meget nær 2 gange mindre end (dvs. 6 dB under) middelfrekvensforstærkningen. I så tilfælde vil 3 dB grænsefrekvensen f_n ligge ved ca. $1.55 \cdot f_2$.

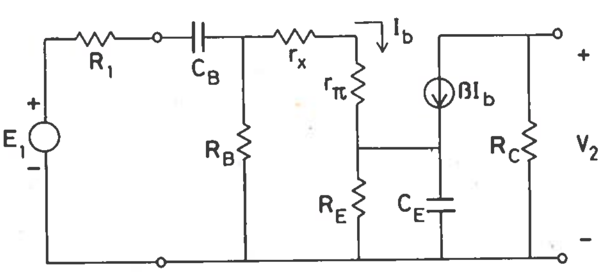


Fig. 4.3.3

Fig. 4.3.3 viser tilsvarende et fælles-emitter trin, hvori der både indgår en koblings- og en afkoblingskondensator.

Dette kredsløb har i princippet en frekvenskarakteristik af samme art som fælles-source trinet, dvs. $A_{vo,1}$ kan udtrykkes på formen (4.3.1). Det er imidlertid forbundet med betydelige vanskeligheder at gennemføre analysen , da der - på grund af r_x og r_π - er direkte kobling imellem den kreds, der indeholder koblingskondensatoren og den kreds, der indeholder afkoblingskondensatoren. Dette indebærer bl.a., at nævnerknækfrekvenserne f_o og f_2 hver for sig afhænger af både C_B og C_E, og kun lader sig udtrykke som irrationelle rødder i en kompliceret andengradsligning.

I de fleste tilfælde gælder der dog $f_2 >> f_o$, og det kan da vises, at de tilnærmede udtryk nedenfor fører til værdier af f_o og f_2, der kun er få procent forkerte.

For $A_{vo,1}$ gælder udtrykket (4.3.1) idet:

$$A_{vo} = \frac{-g_m R_C}{(1+\frac{R_1}{R_B})(1+\frac{r_x}{r_\pi}) + \frac{R_1}{r_\pi}} \quad \text{(jfr. 3.1.9)} \qquad (4.3.6)$$

$$f_1 = 1/(2\pi R_E C_E) \quad \text{(jfr. 4.2.15)} \qquad (4.3.7)$$

$$\left.\begin{aligned} f_2 &\simeq \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_{Bk}} + \frac{1}{\tau_{Ek}}\right) \qquad (4.3.8) \\ f_o &\simeq \frac{1}{2\pi(\tau_{Bt} + \tau_{Et})} \qquad (4.3.9) \end{aligned}\right\} (f_2 >> f_o)$$

hvor

$$\tau_{Bk} = C_B \cdot (R_1 + R_B || (r_x + r_\pi)) \qquad (4.3.10)$$

$$\tau_{Ek} = C_E \cdot \left(R_E || \frac{(r_\pi + r_x + R_B || R_1)}{1+\beta}\right) \qquad (4.3.11)$$

$$\tau_{Bt} = C_B \cdot (R_1 + R_B || (r_x + r_\pi + (1+\beta)R_E)) \qquad (4.3.12)$$

$$\tau_{Et} = C_E \cdot \left(R_E || \frac{r_\pi + r_x + R_B}{1+\beta}\right) \qquad (4.3.13)$$

<u>Kortslutningstidskonstanten</u> τ_{Bk} er produktet af C_B og den modstand C_B ser ind i, når C_E er kortsluttet. Tilsvarende for τ_{Ek}.

<u>Tomgangstidskonstanten</u> τ_{Bt} er produktet af C_B og den modstand C_B ser indd i, når C_E er afbrudt. Tilsvarende for τ_{Et}.

'aleksempel

Antag, at der for det ydre kredsløb på fig. 4.3.3 gælder:

$R_1 = 1k\Omega$, $R_B = 25k\Omega$, $R_C = 5k\Omega$, $R_E = 1k\Omega$, $C_B = 1\mu F$ og $C_E = 50\mu F$

og for transistoren gælder:

$r_x = 100\,\Omega$, $r_\pi = 900\,\Omega$, $g_m = 0.04\,\Omega^{-1}$, $\beta(=g_m r_\pi) = 36$

Man finder da:

$$A_{vo,m} = \frac{-40\cdot 5}{\left(1+\frac{1}{25}\right)\left(1+\frac{0.1}{0.9}\right)+\frac{1}{0.9}} = \underline{\underline{-88.2}}$$

$$f_1 = 1/(2\pi\cdot 10^3\cdot 50\cdot 10^{-6}) = \underline{\underline{3.18\text{ Hz}}}$$

$$\tau_{Bk} = 10^{-6}(10^3+(25\cdot 10^3)\|10^3) = 1.96\cdot 10^{-3}\text{ sek}$$

$$\tau_{Ek} = 50\cdot 10^{-6}\left(10^3\|\frac{10^3+(25\cdot 10^3)\|10^3}{37}\right) = 2.52\cdot 10^{-3}\text{sek}$$

$$f_2 \simeq \frac{10^3}{2\pi}\left(\frac{1}{1.96}+\frac{1}{2.52}\right) = \underline{\underline{144\text{ Hz}}}$$

$$\tau_{Bt} = 10^{-6}(10^3+(25\cdot 10^3)\|(10^3+37\cdot 10^3)) = 16.1\cdot 10^{-3}\text{ sek}$$

$$\tau_{Et} = 50\cdot 10^{-6}\cdot(10^3\|\frac{10^3+25\cdot 10^3}{37}) = 20.6\cdot 10^{-3}\text{ sek}$$

$$f_o \simeq \frac{10^3}{2\pi(16.1+20.6)} = \underline{\underline{4.33\text{ Hz}}}$$

De eksakte værdier af f_2 og f_o fundet på regnemaskine er med tre cifres nøjagtighed: $f_2 = 140$ Hz og $f_o = 4.47$ Hz. Den gode overensstemmelse hænger sammen med, at betingelsen for anvendeligheden af de tilnærmede udtryk: $f_2 >> f_o$ er godt opfyldt her.

Da f_2 er klart dominant er værdien af den samtidig en god tilnærmelse til den nedre 3-dB grænsefrekvens f_n. Bemærk i øvrigt at tællerknækfrekvensen f_1 og nævnerknækfrekvensen f_o ligger så tæt ved hinanden, at de næsten vil ophæve hinandens virkning på frekvenskarakteristikken. (Dette svarer til, at det nedre vandrette plateau på fig. 4.3.2a forsvinder).

I kredsløb med flere koblings- og afkoblingskonsatorer kan det mere generelt vises, at der gælder tilnærmelserne:

$$f_{Nmax} \simeq \frac{1}{2\pi} \sum \frac{1}{\tau_{ik}} \quad \text{og} \quad f_{Nmin} \simeq \frac{1}{2\pi\Sigma\tau_{it}} \tag{4.3.14}$$

hvor f_{Nmax} er den største nævner-knækfrekvens og f_{Nmin} er den mindste nævnerknækfrekvens. τ_{ik} er tidskonstanten for C_i, når alle andre kondensatorer er kortsluttede, og τ_{it} er tidskonstanten for C_i, når alle andre kondensatorer er afbrudte. Tilnærmelserne forudsætter, at f_{Nmax} er væsentlig større og f_{Nmin} er væsentlig mindre end alle andre nævnerknækfrekvenser. Se i øvrigt kap. 6.

Dette afrunder behandlingen af koblings- og afkoblingskondensatorernes indflydelse på de dynamiske forhold, idet den teknik, der ovenfor er anvendt til belysning af fælles-source (emitter) koblingens egenskaber, også er illustrativ for fremgangsmåden overfor de andre grundkoblinger.

5 Indflydelsen af transistorernes egenkapaciteter på de dynamiske forhold i simple forstærkertrin

Ved høje frekvenser falder forstærkningen på grund af de små parasitiske kapaciteter i transistorernes småsignalmodeller. Alternativt vil det gælde, at en højfrekvent firkantspænding af forstærkertrinet vil blive forvrænget, fordi det tager en endelig tid at oplade og aflade disse kapaciteter. I det følgende belyses disse forhold ved benyttelse af passende tilnærmelser.

5.1 C_{eff}-tilnærmelsen udviklet for fælles-emitter koblingen

Fig. 5.1.1a viser højfrekvenssmåsigalmodellen af et simpelt fællesemittertrin (jfr. fig. 4.1.1c-d). For transistoren benyttes den simplificerede hybrid-π model.

Ved hjælp af de successive generatoromformninger vist på b- og c-figurerne kan det oprindelige kredsløb ækvivaleres med det mere overskuelige kredsløb vist på d-figuren. Knudepunktsligningerne for indgangs- og udgangsknudepunktet i dette kredsløb lyder:

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{1}{R_\pi} + j\omega(C_\pi + C_\mu)\right)V_\pi - j\omega C_\mu V_2 = I_1' \\ &(g_m - j\omega C_\mu)V_\pi + \left(\frac{1}{R_C} + j\omega C_\mu\right)V_2 = 0 \end{aligned}\right\} \tag{5.1.1}$$

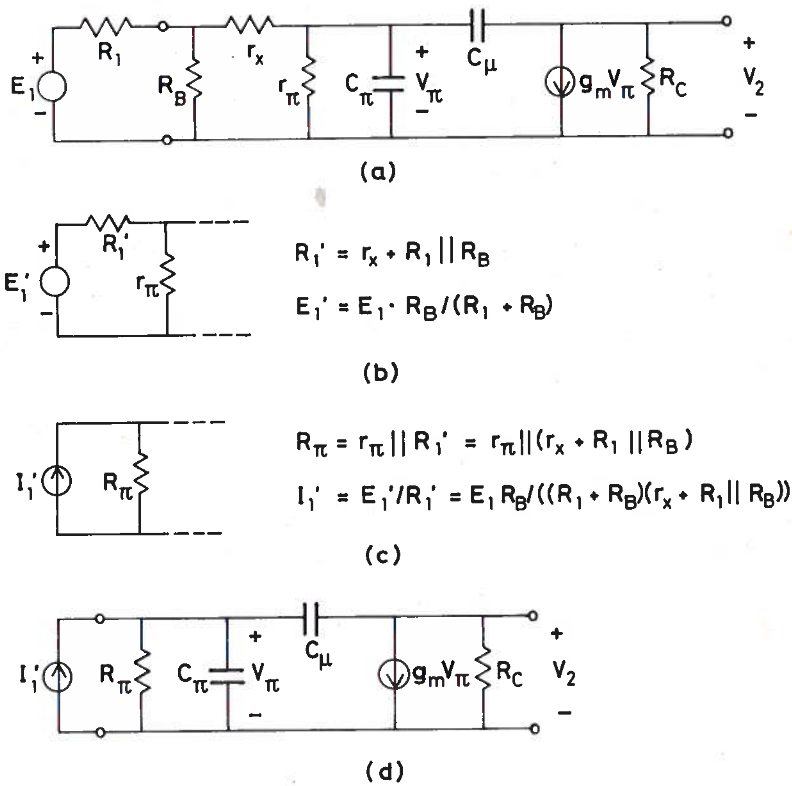


Fig. 5.1.1

Løsningen for V_2 bliver:

$$V_2 = \frac{-(g_m - j\omega C_\mu) I_1'}{\frac{1}{R_\pi R_C} + j\omega\left(\frac{C_\mu}{R_\pi} + \frac{C_\pi + C_\mu}{R_C} + g_m C_\mu\right) + (j\omega)^2 C_\pi C_\mu} \tag{5.1.2}$$

Ved normering af dette udtryk og udregning af den resulterende konstante faktor foran brøken ved hjælp af udtrykkene på fig. 5.1.1 finder man, at højfrekvensforstærkningen $A_{vo,h} = V_2/E_1$ kan skrives:

$$A_{vo,h} = A_{vo} \frac{1 - j\omega C_\mu/g_m}{1 + j\omega R_\pi(C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_C + R_C/R_\pi)) + (j\omega)^2 R_\pi R_C C_\pi C_\mu} \qquad (5.1.3)$$

hvor middelfrekvensforstærkningen A_{vo} som sædvanlig er givet ved:

$$A_{vo} = \frac{-g_m R_C}{(1 + \frac{R_1}{R_B})(1 + \frac{r_x}{r_\pi}) + \frac{R_1}{r_\pi}} \qquad (5.1.4)$$

Det eksakte udtryk (5.1.3) er unødigt kompliceret at arbejde med. En betydelig simplifikation kan opnås ved følgende betragtninger:

Den vinkelfrekvens, hvor den numeriske værdi af sidste led i tælleren er vokset til værdien 1, og hvor leddet derfor har en væsentlig indflydelse, er:

$$\omega = \frac{g_m}{C_\mu} >> \frac{g_m}{C_\pi + C_\mu} = 2\pi f_T \, {}^{\dagger} \qquad (5.1.5)$$

Den vinkelfrekvens, hvor den numeriske værdi af sidste led i nævneren (dvs. andengradsleddet) er lig med den numeriske værdi af det midterste led (dvs. førstegradsleddet), og hvor sidste led derfor har en væsentlig indflydelse, er:

$$\begin{aligned} \omega &= \frac{R_\pi(C_\pi+C_\mu(1+g_m R_C+R_C/R_\pi))}{R_\pi R_C C_\pi C_\mu} \\ &= \frac{1}{R_C C_\mu} + \frac{1}{R_C C_\pi} + \frac{g_m}{C_\pi} + \frac{1}{R_\pi C_\pi} \\ &> \frac{g_m}{C_\pi+C_\mu} = 2\pi f_T \end{aligned} \qquad (5.1.6)$$

Sidste led i såvel tæller som nævner bliver således først af betydning ved vinkelfrekvenser over $2\pi f_T$. Imidlertid gælder hybrid-π modellen - og med den hele grundlaget for (5.1.3) - kun for vinkelfrekvenser mindre end ca. $2\pi f_T/3$ (jfr. afsnit 4.7, del II), og det er derfor i virkeligheden meningsløst at medtage de omtalte led.

Med denne simplifikation kan $A_{vo,h}$ skrives:

---

† f_T er den frekvens, hvor $|\beta(f)| = 1$, jfr. afsnit 4.6, del II. For småsignaltransistorer ligger f_T i området 100 - 1000 MHz.

$$A_{vo,h} = \frac{A_{vo}}{1 + j\omega R_\pi \cdot C_{eff}} \quad (5.1.7)$$

ıvor

$$C_{eff} = C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_C + R_C/R_\pi) \quad (5.1.8)$$

)enne simplifikation kaldes $\underline{C_{eff}\text{-tilnærmelsen}}$.

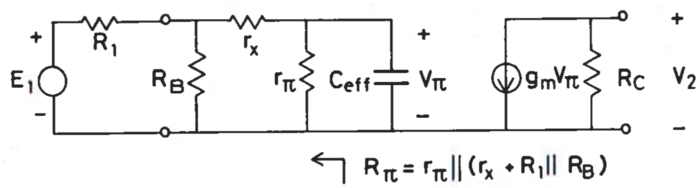


Fig. 5.1.2

Fig. 5.1.2 viser en ofte benyttet måde at simplificere den oprindelige småsignalmodel på, således at overføringsfunktionen netop er givet ved (5.1.7).

5.2 Miller-tilnærmelsen og dens relation til C_{eff}-tilnærmelsen

En alternativ tilnærmelse kan opnås ved anvendelse af Millers sætning (se afsnit 2.7) på C_μ. Antages det at C_μ er så lille, at den indre forstærkning: $K_v = V_2/V_\pi$ kan betragtes som uafhængig af C_μ indenfor det vinkelfrekvensområde hybrid-π modellen omfatter ($\omega < 2\pi f_T/3$), er $K_v \simeq -g_m R_C$, og sætningen fører da til den simplificerede model vist på fig. 5.2.1.

Den tilsyneladende kapacitet i indgangskredsen er lidt mindre end C_{eff}, men til gengæld optræder der nu en lille kapacitet $\simeq C_\mu$ i udgangskredsen. Man finder let, at overføringsfunktionen kan skrives

$$A_{vo,h} = \frac{A_{vo}}{(1 + j\omega R_\pi(C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_C))(1 + j\omega C_\mu R_C)} \quad (5.2.1)$$

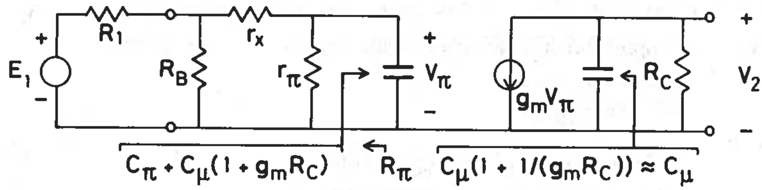


Fig. 5.2.1

Inden for hybrid-π modellens gyldighedsområde i frekvensmæssig henseende er det også her meningsløst at tage hensyn til det andengradsled i (jω), der fremkommer ved udregning af nævneren. Bortkastes andengradsleddet bliver udtrykket imidlertid identisk med C_{eff}-tilnærmelsen (5.1.7-8) og de to metoder er derfor lige gode.

Den tilnærmede Miller-transformation af kredsløbet er fordelagtig i én henseende:

Hvis forstærkeren er kapacitivt belastet (f.eks. af indgangskapaciteten af en oscillograf) skal man blot addere belastningskapaciteten C_L til C_μ i udgangskredsen på fig. 5.2.1 og modificere sidste nævnerfaktor i (5.2.1) tilsvarende. Herefter udregner man atter nævneren og bortkaster andengradsleddet.

5.3 Frekvens- og transientrespons

Af (5.1.7) følger, at den frekvensafhængige højfrekvensforstærkning kan skrives:

$$\underline{A_{vo,h}(f) = \frac{A_{vo}}{1 + jf/f_\emptyset}} \tag{5.3.1}$$

hvor

$$\underline{f_\emptyset = 1/(2\pi C_{eff} R_\pi)} \tag{5.3.2}$$

kaldes den øvre grænsefrekvens. Ved $f = f_\emptyset$ er $|A_{vo,h}| = |A_{vo}|/\sqrt{2}$.

Ligesom for lavfrekvenstilfældet beskriver man i praksis overførings-unktionen ved en logaritmisk størrelsesfunktion og en vinkelfunktion:

$$20 \log|A_{vo,h}|$$

$$= (20 \log|A_{vo}| - 20 \log \sqrt{1+(f/f_\emptyset)^2})\mathrm{dB} \qquad (5.3.3)$$

$$\angle A_{vo,h} = \angle A_{vo} - \angle(1 + j(f/f_\emptyset))$$

$$= \frac{180}{\pi}(-\pi - \mathrm{arctg}(f/f_\emptyset))^\circ \qquad (5.3.4)$$

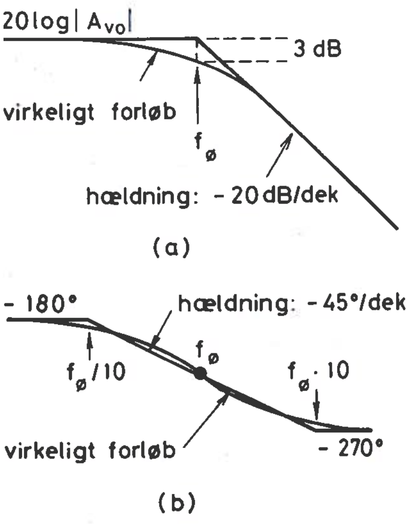


Fig. 5.3.1

Ved anvendelse af logaritmisk frekvensakse kan disse funktioner tilnærmes med knækkurver ganske som for lavfrekvenstilfældet. Konstruktionen er vist på fig. 5.3.1 a-b.

På grund af det begrænsede gyldighedsområde for hybrid-π modellen samt de foretagne tilnærmelser gælder knækkurverne i praksis kun i frekvensområdet op til ca. 10 $f_\emptyset$. (Det er navnlig fasetilnærmelsen, der svigter ved meget høje frekvenser, idet fasen vil fortsætte med at aftage under -270°.)

Udsætter man forstærkeren med den tilnærmede småsignalmodel vist på fig. 5.1.2 for en trinpåvirkning i stedet for en stationær sinuspåvirkning, og forudsættes det, at kredsløbet er i hvile, når trinspændingen påtrykkes, vil styrespændingen V_π vokse op imod sin stationære værdi efterhånden som C_{eff} oplades. Tidsforløbet er bestemt af tidskonstanten hvormed C_{eff} oplades, dvs. af $R_\pi C_{eff}$. Det indses umiddelbart, at trinsvaret $T_{vo,h} = V_2(t)/E_1$ kan skrives:

$$\underline{T_{vo,h} = A_{vo}(1-\exp(-t/\tau_{eff}))} \tag{5.3.5}$$

hvor

$$\underline{\tau_{eff} = R_\pi C_{eff}} \tag{5.3.6}$$

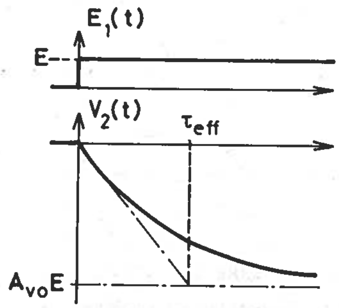


Fig. 5.3.2a

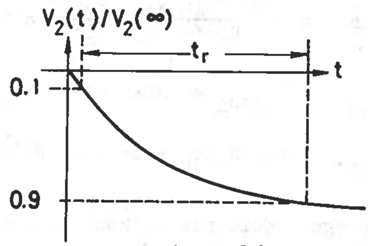


Fig. 5.3.2b

Tidsforløbene af $E_1(t)$ og $V_2(t)$ er skitserede på fig. 5.3.2a.

Ofte karakteriserer man forstærkeren ved <u>stigetiden t_r</u> (rise-time) defineret som den tid det tager udgangsspændingen at nå fra 10% til 90% af sin stationære værdi, se fig. 5.3.2b.

En elementær udregning giver som resultat:

$$\underline{t_r = t(90\%)-t(10\%) = 2.2\tau_{eff}} \tag{5.3.7}$$

Af (5.3.2), (5.3.6) og (5.3.7) fremgår sluttelig, at der eksisterer følgende bånd imellem $f_ø$, τ_{eff} og t_r:

$$\underline{f_ø = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}} = \frac{2.2}{2\pi t_r} = \frac{0.35}{t_r}} \tag{5.3.8}$$

<u>Taleksempel</u>

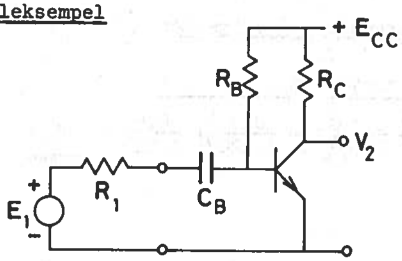


Fig. 5.3.3

I forstærkeren på fig. 5.3.3 benyttes en siliciumtransistor med følgende data:

$h_{fe}=100$, $f_T \approx 200$ MHz, $r_{bb'} \approx 100\,\Omega$, $C_{CBO} \approx 2$pF.

For det ydre kredsløb gælder:

$_{CC}$= 6 V, R_C= 1.8 kΩ, R_B= 270 kΩ, R_1= 0.6 kΩ og C_B= 1μF. Tempera-uren er 25°C.

Bestem middelfrekvensforstærkning, nedre og øvre grænsefrekvens og kitser frekvenskarakteristikken. Angiv desuden stigetiden t_r.

.: Hvilepunkt:

$$I_{Bh} = \frac{E_{CC} - V_{BE(on)}}{R_B} = \frac{6-0.7}{270} = 0.0196 \text{ mA}$$

$$I_{Ch} = h_{fe} I_{Bh} = 100 \cdot 0.0196 = \underline{1.96 \text{ mA}}$$

$$V_{CEh} = E_{CC} - R_C I_{Ch} = 6 - 1.8 \cdot 1.96 = 2.47 \text{ V}$$

V_{CEh} beregnes dels for at kontrollere at transistoren ikke er mættet $V_{CE} \approx 0$), og dels fordi $C_{CBO} \approx$ kollektor-spærrelagskapaciteten opfører sig som ca. $(V_{CB})^{-1/3}$. Det antages her, at det ikke er nødvendigt at omskalere C_{CBO}).

3: Transistorens simplificerede hybrid-π model:

I henhold til fremgangsmåden i afsnit 4.9 del II fås:

$$g_m = I_{Ch}/V_t = 1.96/26 = \underline{0.0754 \,\Omega^{-1}}$$

$$r_\pi = h_{fe}/g_m = 100/0.0754 = \underline{1326 \,\Omega}$$

r_x = $\underline{100\ \Omega}$ (r_x (nyere notation) er synonym med $r_{bb'}$ (ældre notation))

$C_\mu \approx C_{CBO}$ = $\underline{2 \text{ pF}}$ (C_{CBO}: kollektor-basis kapacitet med åben emitter)

$$C_\pi = (g_m/2\pi f_T) - C_\mu = 0.0754/(2\pi \cdot 2 \cdot 10^8) - 2 \cdot 10^{-12} = 58 \cdot 10^{-12} = \underline{58 \text{ pF}}$$

(r_o og r_μ regnes for uendeligt store i den simplificerede model).

C: Middelfrekvensforstærkning, grænsefrekvenser og stigetid:

$$A_{vo} = -\frac{g_m R_C}{\left(1 + \frac{R_1}{R_B}\right)\left(1 + \frac{r_x}{r_\pi}\right) + \frac{R_1}{r_\pi}} = -\frac{0.0754 \cdot 1800}{\left(1 + \frac{0.6}{270}\right)\left(1 + \frac{0.1}{1.326}\right) + \frac{0.6}{1.326}} = \underline{\underline{-88.7}}$$

Den modstand C_B ser ind i ved lave frekvenser er:

$$R_{CB} = R_1 + R_B \| (r_x + r_\pi) = 0.6 + 270 \| (0.1 + 1.326) = \underline{2.02k\Omega}$$

$$\tau_B = R_{CB} \cdot C_B = 2.02 \cdot 10^3 \cdot 10^{-6} = \underline{2.02 \cdot 10^{-3}\ \text{sek}}$$

$$f_n = \frac{1}{2\pi\tau_B} = \frac{10^3}{2\pi \cdot 2.02} = \underline{\underline{79\ \text{Hz}}}$$

Den effektive modstand R_π set fra π-knudepunktet ud imod generatoren ved høje frekvenser bliver (jfr. fig. 5.1.2):

$$R_\pi = r_\pi \| (r_x + R_1 \| R_B) = 1.326 \| (0.1 + 0.6 \| 270) = \underline{0.458k\Omega}$$

Den effektive kapacitet C_{eff} bliver (jfr. fig. 5.1.2):

$$C_{eff} = C_\pi + C_\mu (1 + g_m R_C + R_C / R_\pi)$$

$$= (58 + 2 \cdot (1 + 0.0754 \cdot 1800 + 1800/458)) \cdot 10^{-12} = \underline{339 \cdot 10^{-12} F}$$

$$\tau_{eff} = R_\pi C_{eff} = 458 \cdot 339 \cdot 10^{-12} = \underline{1.553 \cdot 10^{-7}\ \text{sek}}$$

$$f_\emptyset = \frac{1}{2\pi\tau_{eff}} = \frac{10^7}{2\pi \cdot 1.55} = \underline{\underline{1.025 \cdot 10^6\ \text{Hz}}}$$

$$t_r = \frac{0.35}{f_\emptyset} = \frac{0.35}{1.03 \cdot 10^6} = \underline{\underline{0.34 \cdot 10^{-6}\ \text{sek}}}$$

D: <u>Frekvenskarakteristik</u>

Den logaritmiske størrelsesfunktion og fasefunktion får følgende udseende

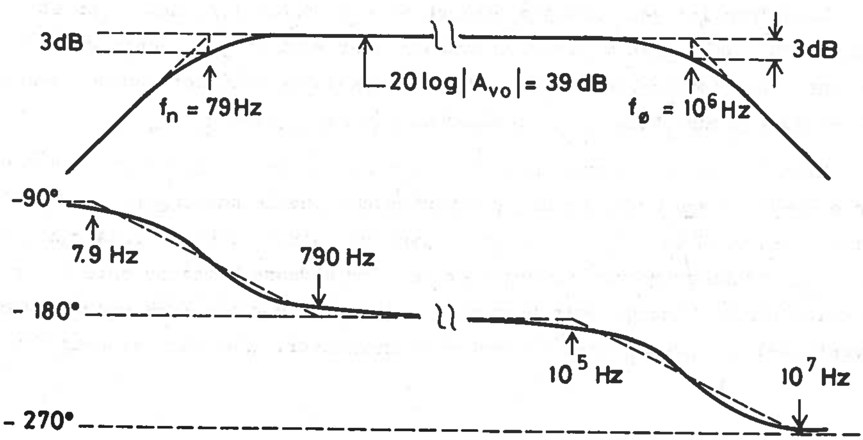


Fig. 5.3.4

Den eksakte værdi af f_ϕ beregnet på regnemaskine er med 3 cifres nøjagtighed også 1.03 MHz. (Den ikke dominante knækfrekvens falder her ved 258 MHz > f_T).

Eksempel slut.

Fig. 5.3.5 viser højfrekvenssmåsignalmodellen for et fælles-source rin. Ved sammenligning med fig. 5.1.1 fremgår det, at resultaterne for ælles-emitter trinet kan anvendes her, når man sætter $r_\pi=\infty$, $r_x=0$ og derdover jævnfører topologisk identiske elementer i de to figurer.

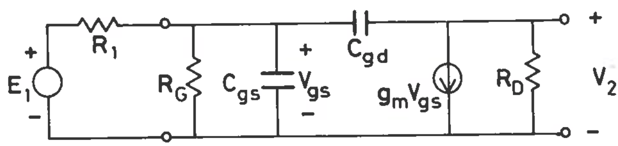


Fig. 5.3.5

Højfrekvensegenskaberne af de øvrige grundkoblinger - dvs. fællesasis (-gate) og fælles-kollektor (-drain) trinene belyses i næste kapiel som eksempler på anvendelsen af en mere generel og mindre regnekrævene metode til skøn af grænsefrekvenser.

5 Skøn af grænsefrekvenser for større forstærkerkredsløb ved inspektion af tidskonstanter

Hovedformålet ved småsignalanalyse af RC-koblede forstærkere er at bestemme forstærkningen i middelfrekvensområdet samt øvre og nedre grænsefrekvens. Det detaljerede forløb af frekvenskarakteristikkerne under nedre og over øvre grænsefrekvens er derimod af mindre interesse.

Middelfrekvensforstærkningen er som regel simpel at bestemme selv for større elektroniske kredsløb eller for ukonventionelle koblinger. Dette gælder i særdeleshed, når man anvender passende simplificerede småsignalmodeller for transistorerne. Derimod er det for sådanne kredsløb ofte uoverkommeligt eller i bedste fald besværligt at bestemme grænsefrekvenserne ved konventionel analyse og derpå baserede tilnærmelser. Det man har brug for i sådanne tilfælde er en simpel, direkte og generel metode til skøn af grænsefrekvenserne uden omfattende regninger.

I det følgende skal en sådan teknik demonstreres. Metoden er begrænset til forstærkerkredsløb med resistive og kapacitive koblingselementer. Den er mest nøjagtig, når grænsefrekvensen domineres af en enkelt knækfrekvens. (For lavfrekvensmodellen vil dette sige, at de øvrige knækfrekvenser ligger langt under f_n og for højfrekvensmodellen, at de øvrige knækfrekvenser ligger langt over $f_ø$). Der findes ingen a priori metode til at afgøre, om dette er tilfældet, men eksakt knækfrekvensberegning på datamaskine viser, at der som regel er tale om dominante knækfrekvenser for RC-koblede forstærkere.

6.1 Formulering af metoden

Tidskonstantmetoden, der her skal fremsættes uden bevis† kan formuleres som følger:

A. Skøn af nedre grænsefrekvens

a) Tegn forstærkerens småsignalmodel gældende for lave frekvenser. Dette diagram indeholder alle de "store" koblings- og afkoblingskapaciteter, men ingen af de "små" interne transistorkapaciteter.

b) Bestem for hver kapacitet C_j (j=1,2...) kortslutningstidskonstanten:

$$\tau_{jk} = C_j \cdot R_{jk} \tag{6.1.1}$$

hvor R_{jk} er indgangsmodstanden af kredsløbet set fra klemmerne af C_j, når alle andre kapaciteter kortsluttes.

c) Skøn nedre grænsefrekvens af udtrykket:

$$\underline{f_n \simeq \frac{1}{2\pi} \sum_j \frac{1}{\tau_{jk}}} \qquad (j=1,2\ldots \text{ alle C}) \tag{6.1.2}$$

---

† For bevis se:

Semiconductor Electronics Educational Comittee/Vol 5
Multistage Transistor Circuits. Chap. 1, pp. 3-30.
John Wiley 1965.

Eller:

Paul E. Gray and Cambell L. Searle:
Electronic Principles, Physics, Models and Circuits.
Chap. 15: Multistage Amplifiers, pp. 521-553.
John Wiley 1969.

B. Skøn af øvre grænsefrekvens

a) Tegn forstærkerens småsignalmodel gældende for høje frekvenser. Dette diagram indeholder de "små" interne transistorkapaciteter, hvorimod alle de "store" koblings- og afkoblingskapaciteter er erstattet af kortslutninger.

b) Bestem for hver kapacitet C_j (j=1,2...) tomgangstidskonstanten

$$\tau_{jt} = C_j R_{jt} \tag{6.1.3}$$

hvor R_{jt} er indgangsmodstanden af kredsløbet set fra klemmerne af C_j, når alle andre kapaciteter afbrydes.

c) Skøn øvre grænsefrekvens af udtrykket:

$$f_{\phi} \simeq \frac{1}{2\pi \sum_j \tau_{jt}} \quad (j=1,2\ldots \text{ alle C}) \tag{6.1.4}$$

Inden reglerne demonstreres for mere komplicerede kredsløb er det på sin plads at drage sammenligning med tidligere opnåede resultater for de simplere koblinger.

6.2 Fælles-emitter koblingen

Skøn af nedre grænsefrekvens ved hjælp af tidskonstantmetoden er allerede omtalt i afsnit 4.3 i forbindelse med den dominante knækfrekvens f_2, jfr. (4.3.8), (4.3.10) og (4.3.11).†

Ved skøn af øvre grænsefrekvens er udgangspunktet småsignalmodellen vist på fig. 6.2.1a.

Kredsløbet for bestemmelse af tomgangstidskonstanten for C_π er vist på b-figuren.

Man finder:

$$R_{\pi t} = r_\pi \| (r_x + R_1 \| R_B) \tag{6.2.1}$$

$$\tau_{\pi t} = C_\pi R_{\pi t} \tag{6.2.2}$$

Det bemærkes, at $R_{\pi t}$ er identisk med modstanden R_π fra kapitel 5.

† I afsnit 4.3 skønnes desuden den ikke-dominante knækfrekvens f_o ved anvendelse af tomgangstidskonstantmetoden på lavfrekvensmodellen.

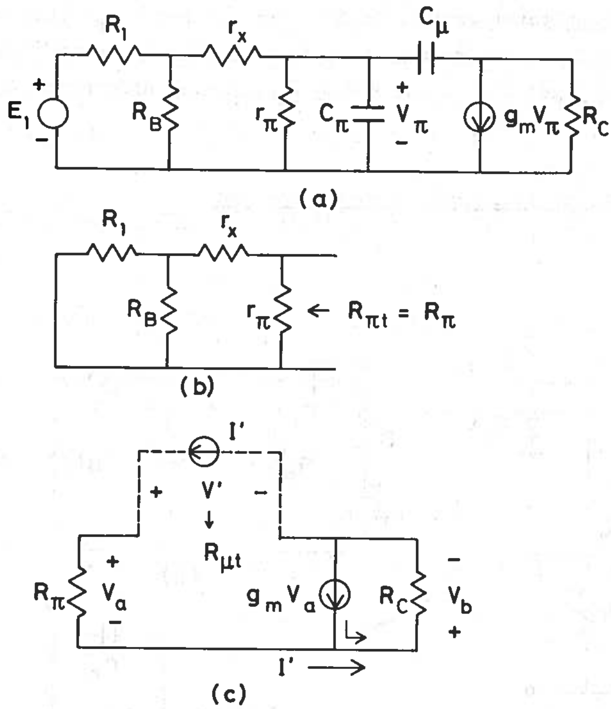


Fig. 6.2.1

Kredsløbet for bestemmelse af tomgangstidskonstanten for C_μ er vist på c-figuren. r_π kan sammen med modstandene til venstre for r_π atter slås sammen til R_π . Indføres en hjælpestrømkilde I' som vist, kan $R_{\mu t}$ bestemmes som V'/I'. Med de på figuren indførte størrelser fås:

$$V' = V_a + V_b = R_\pi I' + (R_C I' + g_m R_\pi I' \cdot R_C) \tag{6.2.3}$$

dvs.

$$R_{\mu t} = \frac{V'}{I'} = R_\pi(1 + g_m R_C + R_C/R_\pi) \tag{6.2.4}$$

$$\tau_{\mu t} = C_\mu R_{\mu t} \tag{6.2.5}$$

Anvendelse af (6.1.4) giver herefter:

$$f_\emptyset \simeq \frac{1}{2\pi(\tau_{\pi t}+\tau_{\mu t})} = \frac{1}{2\pi R_\pi(C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_C + R_C/R_\pi))} \tag{6.2.6}$$

Det bemærkes, at resultatet er fuldstændig identisk med C_{eff}-tilnærmelsen diskuteret i kapitel 5. Der er blot tale om at spalte den effektive tidskonstant τ_{eff} i bidraget hidrørende fra C_π og bidraget hidrørende fra C_μ.

6.3 Fælles-kollektor koblingens grænsefrekvenser

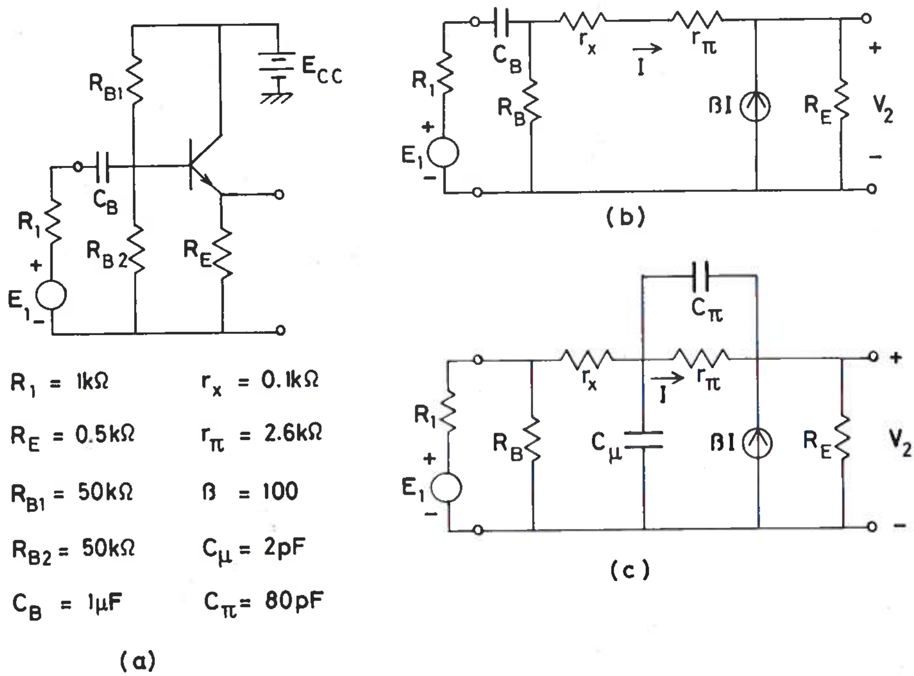


Fig. 6.3.1

Fig. 6.3.1 viser et emitterfølgertrin (a) med småsignalmodeller gældende for lave (b) og høje (c) frekvenser. For transistoren anvendes den simplificerede hybrid-π model ($r_\mu \simeq \infty$, $r_o \simeq \infty$). Grænsefrekvenserne for kredsløbet med de på a-figuren anførte talværdier ønskes bestemt ved hjælp af tidskonstantmetoden.

A. Nedre grænsefrekvens

Idet indgangsimpedansen af kredsløbet til højre for R_B på fig. 6.3.1b er $(r_x + r_\pi + (1+\beta)R_E)$ fås umiddelbart, at C_B ser ind i modstanden:

$$R_{Bk} = R_1 + R_B \| (r_x + r_\pi + (1+\beta)R_E)$$

$$= 1 + 25 \| (0.1 + 2.6 + 101 \cdot 0.5) = 18 \text{ k}\Omega \qquad (6.3.1)$$

dvs.

$$\tau_{Bk} = C_B \cdot R_{1k} = 10^{-6} \cdot 18 \cdot 10^3 = 18 \cdot 10^{-3} \text{ sek} \qquad (6.3.2)$$

$$f_n = \frac{1}{2\pi\tau_{Bk}} = \frac{10^3}{2\pi \cdot 18} = \underline{\underline{8.84 \text{ Hz}}} \qquad (6.3.3)$$

Transistorens høje indgangsimpedans bidrager til at gøre f_n lille.

B. Øvre grænsefrekvens

Ved bestemmelse af $\tau_{\mu t}$ fjernes C_π fra fig. 6.3.1c. Fra C_μ's klemmer ser man da imod højre ind i modstanden $r_\pi + (1+\beta)R_E$ og imod venstre ind i modstanden $r_x + R_1 \| R_B$, dvs.

$$R_{\mu t} = (r_\pi + (1+\beta)R_E) \| (r_x + R_1 \| R_B)$$

$$= (2.6 + 101 \cdot 0.5) \| (0.1 + 1 \| 25) = 1.04 \text{ k}\Omega \qquad (6.3.4)$$

$$\tau_{\mu t} = C_\mu R_{\mu t} = 2 \cdot 10^{-12} \cdot 1.04 \cdot 10^3 = 2.08 \cdot 10^{-9} \text{ sek}$$

Ved bestemmelse af $\tau_{\pi t}$ fjernes C_μ. Indføres en hjælpespændingskilde E' over r_π som vist på fig. 6.3.2 kan $R_{\pi t}$ bestemmes som E'/I'. I' er lig med $I_x + I_y$. For I_y gælder:

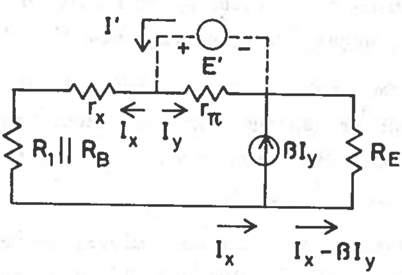


Fig. 6.3.2

$$I_y = \frac{E'}{r_\pi} \qquad (6.3.5)$$

Ved gennemløb af den ydre maske fås maskeligningen:

$$E' - (r_x + R_1 \| R_B)I_x - R_E(I_x - \beta I_y) = 0 \qquad (6.3.6)$$

er ved indsættelse af (6.3.5) kan løses for I_x. Resultatet er:

$$I_x = \frac{E'}{(R_E + r_x + R_1 \| R_B)/(1 + \beta R_E/r_\pi)} \qquad (6.3.7)$$

erefter fås:

$$R_{\pi t} = \frac{E'}{I_x + I_y} = r_\pi \| \left(\frac{R_E + r_x + R_1 \| R_B}{1 + \beta R_E/r_\pi} \right)$$

$$= 2.6 \| \left(\frac{0.5 + 0.1 + 1 \| 25}{1 + 100 \cdot 0.5/2.6} \right) = 0.075 \text{ k}\Omega \qquad (6.3.8)$$

$$\tau_{\pi t} = C_\pi \cdot R_{\pi t} = 80 \cdot 10^{-12} \cdot 75 = 6 \cdot 10^{-9} \text{ sek} \qquad (6.3.9)$$

Øvre grænsefrekvens bliver:

$$f_\emptyset \simeq \frac{1}{2\pi(\tau_{\mu t} + \tau_{\pi t})} = \frac{10^9}{2\pi(2.08 + 6)} = \underline{\underline{19.7 \cdot 10^6 \text{Hz}}} \qquad (6.3.10)$$

En eksakt beregning på datamaskine giver her den dominante knækfrekvens 21.1 MHz og den ikke-dominante knækfrekvens 294 MHz og - svarende hertil - 3dB grænsefrekvensen $f_\emptyset$ = 22.7 MHz.

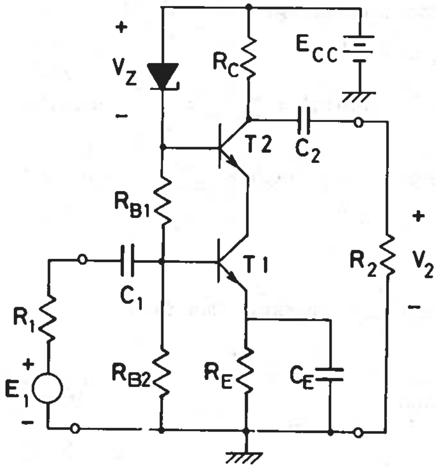
Da f_T for den her anvendte transistor er ca. 75 MHz, ser man, at emitterfølgeren har stor relativ båndbredde.

6.4 Fælles-emitter-fælles-basis parret (kaskodeforstærkeren)

Som eksempel på en mere sammensat kobling betragtes nu den såkaldte kaskodeforstærker, der kan opfattes som en kaskadekobling af et fælles-emitter indgangstrin og et fælles-basis udgangstrin, se fig. 6.4.1.

At den øverste transistor er et fælles-basis trin fremgår af, at emitteren er indgangsterminal og kollektoren er udgangsterminal, medens basis ved hjælp af batterispændingen E_{CC} og zenerdiodespændingen V_Z holdes på fast jævnspændingspotential (dvs. på ac-mæssigt nulpotential).

I det følgende bestemmes hvilepunkt, småsignalmodel, middelfrekvensforstærkning og grænsefrekvenser, og til slut diskuteres koblingens egenskaber i lyset af de opnåede resultater.



$E_{CC} = 12\,V$

$V_Z = 6V$

$R_{B1} = R_{B2} = 10k\Omega$

$R_C = 0.82k\Omega$

$R_E = 0.47k\Omega$

$R_1 = R_2 = 1k\Omega$

$C_1 = C_2 = 1\mu F$

$C_E = 50\mu F$

$T_1 = T_2$:

$\beta = 100$

$r_x = 0.1k\Omega$

$C_\mu \approx 2pF$

(for $V_{CE} = 3\,V$)

$f_T = 300\,MHz$

$V_{BE(on)} \approx 0.7V$

$T = 25°C$

Fig. 6.4.1

A. Hvilepunkt

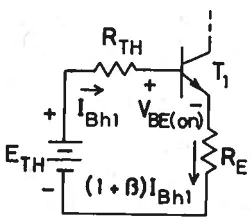


Fig. 6.4.2

Fig. 6.4.2 viser T1 med Theveninækvivalentet for dc-basiskredsløbet. Der gælder:

$$E_{TH} = (E_{CC}-V_Z)\,\frac{R_{B2}}{R_{B1}+R_{B2}} = 3\text{ V} \qquad (6.4.1)$$

og

$$R_{TH} = R_{B1}\,||\,R_{B2} = 5\text{ k}\Omega \qquad (6.4.2)$$

Af Kirchhoffs spændingslov for basismasken fås:

$$I_{Bh1} = \frac{E_{TH} - V_{BE(on)}}{R_{TH} + (1+\beta)R_E} = \frac{3-0.7}{5+101\cdot 0.47} \simeq 0.044\text{ mA} \qquad (6.4.3)$$

$$I_{Ch1} = \beta I_{Bh1} = 100\cdot 0.044 = \underline{4.4\text{ mA}} \qquad (6.4.4)$$

I_{Ch2} afviger kun fra I_{Ch1} med ca. 1% og sættes derfor også til 4.4 mA.

Hvilespændingerne over transistorerne er:

$$V_{CEh2} = V_Z + V_{BE(on)} - R_C I_{Ch2} = 6 + 0.7 - 0.82 \cdot 4.4 = \underline{3.1\ V} \qquad (6.4.5)$$

$$V_{CEh1} = E_{CC} - V_Z - V_{BE(on)} - R_E I_{Eh1} \simeq 12-6-0.7-0.47 \cdot 4.4 = \underline{3.2\ V} \qquad (6.4.6)$$

B. Transistorernes småsignalmodeller

Transistorerne er identiske og har samme hvilepunkt. Den fælles småsignalmodel får følgende elementværdier:

$$g_m = I_{Ch}/V_t = 4.4/26 = \underline{0.169\ \Omega^{-1}} \qquad (6.4.7)$$

$$r_\pi = \beta/g_m = 100/0.169 = \underline{592\ \Omega} \qquad (6.4.8)$$

$$r_x = \underline{100\ \Omega}\ \text{(opgivet)} \qquad (6.4.9)$$

$$C_\mu = \underline{2 \cdot 10^{-2}\ F}\ \text{(opgivet)} \qquad (6.4.10)$$

$$C_\pi = (g_m/2\pi f_T) - C_\mu$$

$$= (0.169/2\pi \cdot 3 \cdot 10^8) - 2 \cdot 10^{-12} = \underline{87.7 \cdot 10^{-12}\ F} \qquad (6.4.11)$$

Der ses bort fra virkningerne af r_μ og r_o.

C. Middelfrekvensforstærkningen

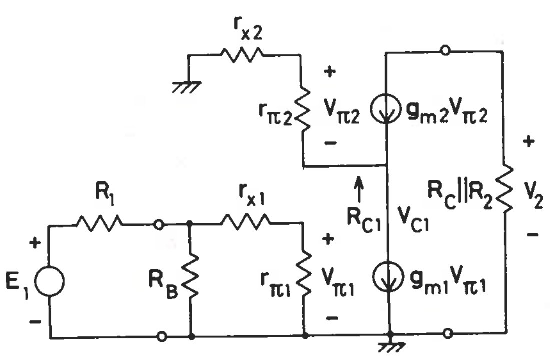


Fig. 6.4.3

Fig. 6.4.3 viser småsignalmodellen for middelfrekvenser.

Kollektorimpedansen R_{C1} for den nederste transistor er lig med emitterindgangsimpedansen for den øverste transistor. I henhold til (3.2.10) er:

$$R_{C1} = \frac{r_{x2} + r_{\pi 2}}{1 + \beta_2} = \frac{100 + 592}{101} = \underline{6.85\ \Omega} \tag{6.4.12}$$

Det ses, at belastningsimpedansen for T_1 er ekstrem lille. Spændingsforstærkningen V_{c1}/E_1 for T_1 bliver ifølge (3.1.9)

$$A_{vo1} = \frac{-g_{m1}R_{C1}}{(1 + \frac{R_1}{R_B})(1 + \frac{r_{x1}}{r_{\pi 1}}) + \frac{R_1}{r_{\pi 1}}} = \frac{-0.169 \cdot 6.85}{(1 + \frac{1}{5})(1 + \frac{0.1}{0.592}) + \frac{1}{0.592}} = \underline{-0.374} \tag{6.4.13}$$

Den lave spændingsforstærkning i indgangstrinet skyldes den lille værdi af R_{C1}.

Styrespændingen $V_{\pi 2}$ for T_2 kan skrives:

$$V_{\pi 2} = -\frac{r_{\pi 2}}{r_{\pi 2} + r_{x2}} V_{c1} = -\frac{r_{\pi 2} \cdot A_{vo1}}{r_{\pi 2} + r_{x2}} E_1 = \frac{592 \cdot 0.374}{592 + 100} = 0.320 E_1 \tag{6.4.14}$$

(hvor minusset, der ophæves af fortegnet for A_{vo1}, hidrører fra den angivne polaritet for $V_{\pi 2}$).

Udgangsspændingen bliver:

$$V_2 = -g_{m2} \cdot (R_C \| R_2) V_{\pi 2} = -0.169 \cdot (820 \| 1000) \cdot V_{\pi 2} = -76.1 V_{\pi 2} \tag{6.4.15}$$

De to sidste relationer giver:

$$A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = \underline{\underline{-24.4}} \tag{6.4.16}$$

For den senere diskussion noterer man sig, at T_1 og T_2 arbejder med henholdsvis meget lille og stor spændingsforstærkning.

D. Nedre grænsefrekvens

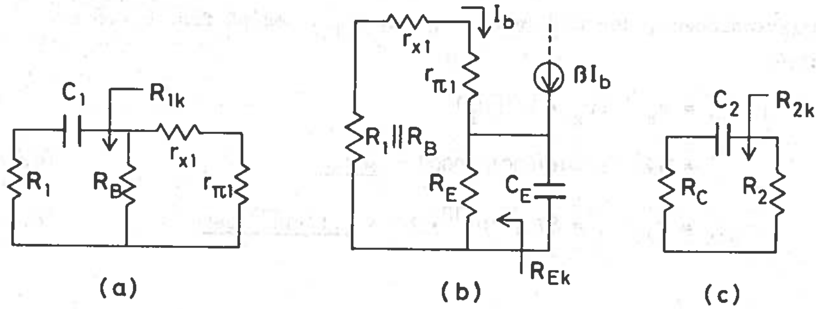


Fig. 6.4.4

Underkredsløbene til bestemmelse af de tre kortslutningstidskonstanter for C_1, C_E og C_2 er vist på fig. 6.4.4. Ved inspektion af disse fås:

$$\tau_{1k} = C_1R_{1k} = C_1(R_1 + R_B \| (r_x + r_\pi))$$

$$= 10^{-6}(10^3 + 5\cdot 10^3 \| (100+592)) = \underline{1.61\cdot 10^{-3}\ \text{sek}} \qquad (6.4.17)$$

$$\tau_{Ek} = C_ER_{Ek} = C_E(R_E \| \frac{r_{x1} + r_{\pi 1} + R_1 \| R_B}{1 + \beta})$$

$$= 5\cdot 10^{-5}\cdot(470 \| \frac{100+592+1000 \| 5000}{101}) = \underline{0.73\cdot 10^{-3}\ \text{sek}} \qquad (6.4.18)$$

$$\tau_{2k} = C_2R_{2k} = C_2(R_C + R_2)$$

$$= 10^{-6}(820+1000) = \underline{1.82\cdot 10^{-3}\ \text{sek}} \qquad (6.4.19)$$

Herefter fås:

$$f_n \simeq \frac{1}{2\pi}\left(\frac{1}{\tau_{1k}} + \frac{1}{\tau_{Ek}} + \frac{1}{\tau_{2k}}\right)$$

$$= \frac{10^3}{2\pi}\left(\frac{1}{1.61} + \frac{1}{0.73} + \frac{1}{1.82}\right) = \underline{\underline{404\ \text{Hz}}} \qquad (6.4.20)$$

E. Øvre grænsefrekvens

Småsignalmodellen gældende for høje frekvenser er vist på fig. 6.4.5.

Til skøn af øvre grænsefrekvens bliver der brug for de fire tomgangstidskonstanter svarende til $C_{\pi 1}$, $C_{\mu 1}$, $C_{\pi 2}$ og $C_{\mu 2}$.

Delkredsløbene, der definerer $\tau_{\pi 1t}$ og $\tau_{\mu 1t}$, ses på fig. 6.4.6 a-b. Der gælder:

$$R_{\pi 1} = r_{\pi 1} \| (r_{x1} + R_1 \| R_B)$$

$$= 592 \| (100+1000 \| 5000) = \underline{362\ \Omega} \qquad (6.4.21)$$

$$\tau_{\pi 1t} = C_{\pi 1}R_{\pi 1} = 87.7\cdot 10^{-12}\cdot 362 = \underline{3.17\cdot 10^{-8}\ \text{sek}} \qquad (6.4.22)$$

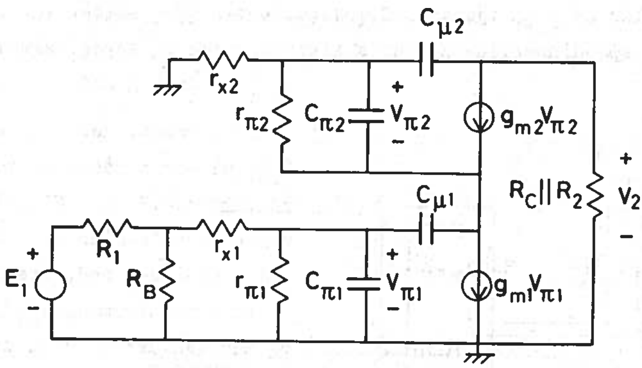


Fig. 6.4.5

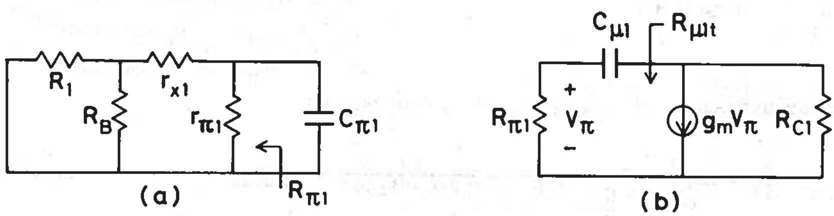


Fig. 6.4.6

I henhold til (6.2.4) haves videre:

$$R_{\mu 1t} = R_{\pi 1}(1 + g_{m1}R_{c1} + R_{c1}/R_{\pi 1})$$

$$= 362(1 + 0.169 \cdot 6.85 + 6.85/362) = \underline{788\ \Omega} \qquad (6.4.23)$$

$$\tau_{\mu 1t} = C_{\mu 1} \cdot R_{\mu 1t} = 2 \cdot 10^{-12} \cdot 788 = \underline{0.158 \cdot 10^{-8}\ \text{sek}} \qquad (6.4.24)$$

Til bestemmelse af $R_{\pi 2t}$ fjernes alle kapaciteter og i stedet for $C_{\pi 2}$ indkobles en hjælpespændingskilde E', hvis afgivne strøm I' søges bestemt. $R_{\pi 2t}$ er da lig med E'/I'.

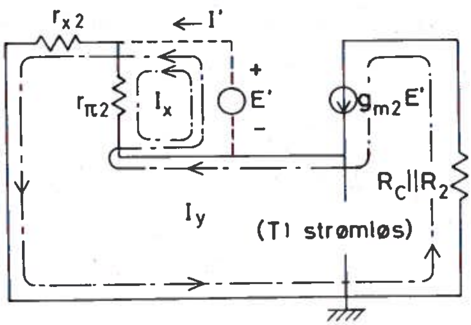


Fig. 6.4.7

Kredsløbet, der definerer $R_{\pi 2t}$ på denne måde, er vist på fig. 6.4.7. Da E' ikke kan give anledning til styrespænding i den nederste transistor, er strømmen $g_{m1}V_{\pi 1}=0$ og man kan derfor helt udelade kredsløbet med den nederste transistor.

For de indførte maskestrømme I_x og I_y gælder: $I_x = E'/r_{\pi 2}$ og $I_y = g_{m2}E'$. (I_y er bestemt af den styrede strømgenerator og er derfor uafhængig af r_{x2} og $R_C || R_2$). Man har nu

$$R_{\pi 2t} = \frac{E'}{I'} = \frac{E'}{I_x+I_y} = \frac{1}{g_{m2}+1/r_{\pi 2}} = \frac{1}{0.169+1/592} = \underline{5.86\,\Omega} \qquad (6.4.25)$$

$$\tau_{\pi 2t} = C_{\pi 2}\cdot R_{\pi 2t} = 87.7\cdot 10^{-12}\ 5.86 = \underline{5.14\cdot 10^{-10}\text{sek}} \qquad (6.4.26)$$

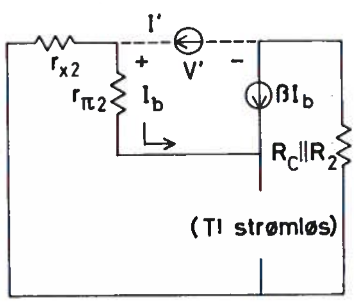


Fig. 6.4.8

Til bestemmelse af $R_{\mu 2t}$ fjernes alle kapaciteter og i stedet for $C_{\mu 2}$ indkobles en hjælpestrømkilde I' hvis klemspænding V' søges bestemt. $R_{\mu 2t}$ er da lig med V'/I'.

Kredsløbet, der definerer $R_{\mu 2t}$ er vist på fig. 6.4.8. Igen gælder det, at den nederste transistor kan fjernes, da den ikke kan aktiveres af I'.

Anvendelse af Kirchhoffs strømlov på emitterknudepunktet for T_2 giver:

$I_b + \beta I_b = 0$ der kun har løsningen $I_b = 0$, dvs. der løber ingen strøm i $r_{\pi 2}$ eller i den styrede strømgenerator. Den påtrykte strøm I' er derfor henvist til den ydre kreds med modstanden $r_{x2} + R_C \| R_2$ og denne modstand må da netop være $R_{\mu 2t}$:

$$R_{\mu 2t} = r_{x2} + R_C \| R_2 = 100 + 820 \| 1000 = \underline{551\,\Omega} \qquad (6.4.27)$$

$$\tau_{\mu 2t} = C_{\mu 2} \cdot R_{\mu 2t} = 2 \cdot 10^{-12} \cdot 551 = \underline{11.02 \cdot 10^{-10}\ \text{sek}} \qquad (6.4.28)$$

Herefter kan $f_\emptyset$ beregnes:

$$f_\emptyset \simeq \frac{1}{2\pi(\tau_{\pi 1t} + \tau_{\mu 1t} + \tau_{\pi 2t} + \tau_{\mu 2t})}$$

$$= \frac{10^8}{2\pi(3.17+0.158+0.0514+0.1102)} = \underline{\underline{4.56 \cdot 10^6\ \text{Hz}}} \qquad (6.4.29)$$

F. Sammenligning af tilnærmede og eksakt beregnede grænsefrekvenser

En datamatanalyse af den småsignalmodel, der ovenfor blev lagt til grund for tidskonstantbestemmelserne, giver følgende sammenligningsgrundlag:

	f_n Hz	$f_\emptyset$ Hz
Tidskonstantskøn	404	$4.56 \cdot 10^6$
Datamatberegning	320	$4.83 \cdot 10^6$

Det ses, at den skønnede værdi af f_n er ca. 26% for høj. Dette hænger sammen med, at der for dette kredsløb knap nok er tale om en dominant knækfrekvens i lavfrekvensområdet. Den største beregnede knækfrekvens i lavfrekvensmodellen er 295 Hz og den næststørste 87.4 Hz, dvs. kun ca. 3.4 gange mindre end den største.

Den skønnede værdi af $f_\emptyset$ er ca. 6% for lav. Her er der i højere grad tale om en dominant situation, idet den mindste beregnede knækfrekvens i højfrekvensmodellen er 4.85 MHz, medens den næstmindste er 103.8 MHz. (Herefter følger nogle tætliggende knækfrekvenser).

G. Diskussion

Fælles-emitter-fælles-basis koblingen udmærker sig ved stor bånd-
bredde kombineret med stor samlet forstærkning. Samtidig hermed er tilbagevirkningen fra udgang til indgang via $C_{\mu 1}$ ekstraordinært lille på grund af den meget ringe spændingsforstærkning i T_1. Dette forhold er f.eks. af betydning for stabilitetsegenskaberne, når koblingen anvendes i en forstærkerkæde med afstemte høj-Q resonanskredse.

Ved betragtning af de indsatte talværdier for tomgangstidskonstanterne i (6.4.29) ser man, at det i det væsentlige er $C_{\pi 1}$, der begrænser $f_\emptyset$. Millervirkningen af $C_{\mu 1}$ er forsvindende lille på grund af den lille spændingsforstærkning, og virkningerne af $C_{\pi 2}$ og $C_{\mu 2}$ er også små. Situationen kan kort karakteriseres som følger:

T_1 arbejder med en for fælles-emitter koblingen relativt stor båndbredde på grund af den unormalt lave spændingsforstærkning. T_2 arbejder som fælles-basis forstærker med langt større båndbredde (til gengæld for lav indgangsimpedans) og stor spændingsforstærkning. Man kan i en vis forstand sige, at T_1 bestemmer den effektive båndbredde, medens T_2 sørger for forstærkningen.

Hvis T_1 arbejdede alene som fælles-emitter forstærker direkte belastet med $R_C' = R_C \| R_2$ ville middelfrekvensforstærkningen A_{vo} blive næsten den samme som for hele koblingen ovenfor (da T_2 arbejder med strømforstærkningen $\alpha \approx 1$), men grænsefrekvensen ville nu ifølge (5.1.8) og (5.3.2) være:

$$f_\emptyset \approx \frac{1}{2\pi \cdot R_{\pi 1}(C_{\pi 1} + C_{\mu 1}(1 + g_{m1}R_C' + R_C'/R_{\pi 1}))}$$

$$= \frac{1}{2\pi \cdot 362(87.7 \cdot 10^{-12} + 2 \cdot 10^{-12}(1 + 0.169 \cdot 451 + 451/362))} = \underline{1.8 \cdot 10^6 \text{Hz}} \qquad (6.4.30)$$

Kaskodekoblingen giver for samme forstærkning i dette tilfælde ca. 2.7 gange større båndbredde på bekostning af en ekstra transistor.

6.5 Afsluttende bemærkninger om tidskonstantmetoden

I samtlige numeriske eksempler på anvendelse af tidskonstant-metoden til skøn af grænsefrekvenser har det vist sig, at den eksakte værdi af f_n

ligger lidt under den skønnede værdi af f_n samt at den eksakte værdi af $f_ø$ ligger lidt over den skønnede værdi af $f_ø$. Dette er en heldig egenskab, der muliggør anvendelse af tidskonstantudtrykkene til den omvendte proces af analyse, dvs. til dimensionering af kredsløb med foreskrevne grænsefrekvenser.

7 Spændingsfølgerkoblinger

En spændingsfølger er et forstærkertrin, hvor udgangsspændingen følger indgangsspændingen, dvs. hvor forstærkningen $A_v \approx 1$. Herudover stiller man det krav til spændingsfølgere, at indgangsimpedansen skal være stor og udgangsimpedansen skal være lille.

De simple fælles-kollektor og fælles-drain koblinger (også kaldet emitter-følger og source-følger koblingerne) beskrevet i afsnit 3.3 er eksempler på primitive spændingsfølgere. I afsnit 6.3 er det vist, at disse koblinger har stor båndbredde.

7.1 Indgangsimpedansproblemet

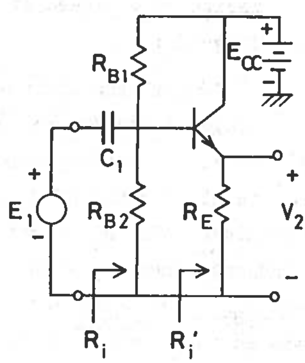


Fig. 7.1.1

Fig. 7.1.1 viser en simpel emitterfølgerkobling. Hvis $R_E < \text{ca. } 0.1 \cdot r_o$ kan r_o og r_μ i transistorens hybrid-π model negligeres, og for selve transistorens indgangsimpedans R_i' gælder da:

$$R_i' = r_x + r_\pi + (1+\beta)R_E \approx (1+\beta)R_E \tag{7.1.1}$$

På grund af faktoren $(1+\beta)$ bliver R_i' - for sædvanlige værdier af R_E - af størrelsesordenen $10^4 - 10^5\ \Omega$. Set fra indgangen optræder denne store impedans imidlertid i parallel med $R_B = R_{B1} \| R_{B2}$:

$$R_i \approx R_{B1} \| R_{B2} \| (1+\beta)R_E \tag{7.1.2}$$

og medmindre R_{B1} og R_{B2} er ekstremt store, vil det være disse modstande, der begrænser R_i, og man udnytter da ikke den modstandsmultiplikation, transistoren selv giver.

Store værdier af R_{B1} og R_{B2} går imidlertid ud over stabiliseringen f transistorens hvilepunkt. Dette er diskuteret i afsnit 3.9, del III, vor det blev konkluderet, at $R_{B1} \parallel R_{B2}$ skal være mindre end ca. $(1+\beta)R_E/10$ or god hvilepunktsstabilisering.

Disse betragtninger viser, at man med den simple kobling er konfroneret med et alvorligt kompromis imellem ønsket om høj indgangsimpedans og nsket om god hvilepunktsstabilisering. I det følgende anvises forskellige øsninger på dette problem.

.2 Anvendelse af bootstrap-teknik på forspændingskredsløbet

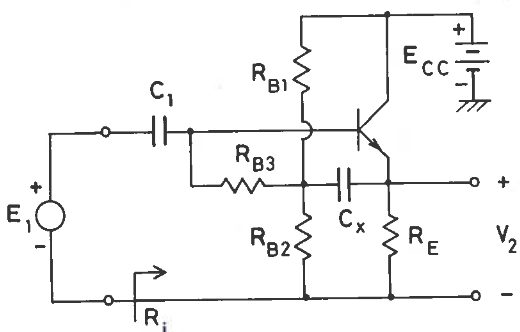


Fig. 7.2.1

Fig. 7.2.1 viser en kobling, hvor der er indskudt en tredie forspændingsmodstand R_{B3} imellem basis og udtaget på spændingsdeleren R_{B1}- R_{B2} og hvor udtaget ac-mæssigt er "tøjret" til emitteren ved hjælp af en stor kapacitet C_x. Ideen er følgende:

Da spændingsforstærkningen $A_v = V_2/E_1$ næsten er 1, og spændingsdelerudtaget på grund af C_x påtrykkes småsignaludgangsspændingen, bliver vekselspændingen over R_{B3} meget lille i forhold til E_1, og R_{B3} belaster derfor kun indgangen med et beløb svarende til en modstand, der er mange gange større end R_{B3}. Den belastende virkning af R_{B1} og R_{B2} på indgangen er samtidigt næsten totalt elimineret.

Koblinger, der som her er baseret på et element (R_{B3}), hvor begge terminaler er på (næsten) samme ac-potential, men på forskelligt dc-potential og hvor elementet følgelig sættes ud af spillet i ac-mæssig henseende, kaldes <u>bootstrap</u>† <u>koblinger.</u> (Et andet eksempel på bootstrap-teknik er omtalt i af-

---

† Bootstrap = støvlestrop. Udtrykket refererer til "at løfte sig selv op ved hjælp af støvletroppen". (Dansk:"at løfte sig selv op ved håret").

snit 4.4, punkt C, del III i forbindelse med kollektormodstanden for styretransistoren til et klasse B-udgangstrin).

En mere præcis redegørelse for bootstrap-emitterfølgerens egenskaber må baseres på småsignalanalyse. Fig. 7.2.2 viser middelfrekvens-småsignalmodellen for trinet. På grund af bootstrapkondensatoren optræder R_{B1} og R_{B2} effektivt som parallelmodstande til R_E, og R_{B3} optræder effektivt som en parallelmodstand til $r_x + r_\pi$.

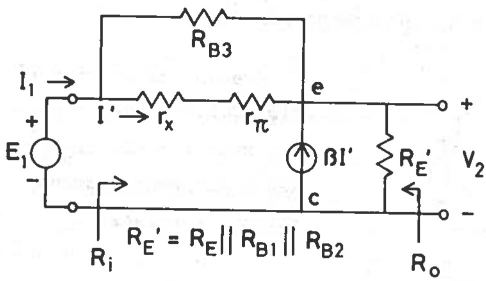


Fig. 7.2.2

Kirchhoffs strømlov anvendt på emitterknudepunktet giver:

$$\frac{V_2}{R_E'} + \frac{V_2 - E_1}{R_{B3} || (r_x + r_\pi)} - \beta \frac{E_1 - V_2}{r_x + r_\pi} = 0 \tag{7.2.1}$$

For $A_v = V_2/E_1$ fås efter nogle mellemregninger udtrykket:

$$\underline{A_v = \frac{V_2}{E_1} = \frac{1}{1+\varepsilon}} \quad \text{hvor} \quad \underline{\varepsilon = \left(R_{B3} || \frac{r_x + r_\pi}{1+\beta}\right)/R_E'} \tag{7.2.2 a}$$

For indgangsstrømmen I_1 gælder, idet $\varepsilon << 1$:

$$I_1 = \frac{E_1 - V_2}{R_{B3} || (r_x + r_\pi)} = E_1 \frac{(1 - 1/(1+\varepsilon))}{R_{B3} || (r_x + r_\pi)} \simeq E_1 \frac{\varepsilon}{R_{B3} || (r_x + r_\pi)} \tag{7.2.3}$$

Heraf fås for indgangsimpedansen:

$$R_i = \frac{E_1}{I_1} \simeq \frac{R_{B3} || (r_x + r_\pi)}{\varepsilon} = \underline{\left(\frac{R_{B3}}{\varepsilon}\right) || \left(\frac{(r_x + r_\pi)}{\varepsilon}\right)} \tag{7.2.4}$$

Hvis $R_{B3} >> (r_x + r_\pi)$ og R_{B1} samt R_{B2} er store i forhold til R_E (hvad der under normale omstændigheder vil være tilfældet), kan ε tilnærmes med

$r_x + r_\pi)/(1+\beta)R_E$ og R_i med:

$$R_i \simeq \frac{r_x+r_\pi}{\varepsilon} \simeq (1+\beta)R_E \qquad (7.2.5)$$

vs. forspændingskredsløbets reducerende indflydelse på R_i er nu elimieret, og der opnås fuldt udbytte af transistorens modstandsmultiplikaion.

Udgangsimpedansen kan findes ved hjælpegeneratormetoden:

Kredsløbet er vist på fig. 7.2.3: Idet styrestrømmen $I = -E'/(r_x + r_\pi)$ kan hjælpegeneratorens strøm I' skrives:

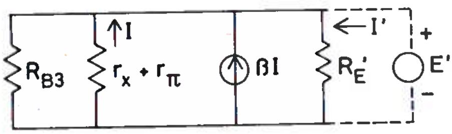


Fig. 7.2.3

$$I' = \frac{E'}{R_E'} + \frac{E'}{R_{B3}} - (1+\beta)I = E'\left(\frac{1}{R_E'} + \frac{1}{R_{B3}} + \frac{1+\beta}{r_x+r_\pi}\right) \qquad (7.2.6)$$

ivs.

$$\underline{R_o = \frac{E'}{I'} = R_E' \,||\, R_{B3} \,||\, \frac{r_x+r_\pi}{1+\beta}} \qquad (7.2.7)$$

7.3 Darlington-spændingsfølgeren

Da der for en emitterfølger gælder, at transistorens indgangsimpedans er (tilnærmet) proportional med β, og at den relative fejl ε, hvormed spændingsforstærkningen afviger fra 1, er (tilnærmet) omvendt proportional med β, gælder det om at anvende en transistor med så høj strømforstærkning som mulig.

Da $\beta <$ ca. 10^3 for de fleste transistorer, er der dog grænser for, hvor langt man kan nå ad denne vej. Denne begrænsning kan imidlertid elimineres ved anvendelse af flere transistorer koblet sammen på en sådan måde, at den størst mulige nettostrømforstærkning opnås. Fig. 7.3.1 viser en sådan spændingsfølger baseret på to transistorer i den såkaldte <u>Darlingtonkobling.</u>

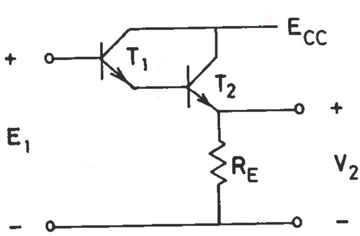


Fig. 7.3.1

Forspændingskredsløbet, der frembyder problemer af samme art som i afsnit 7.1, omend i mere udtalt grad, behandles i næste afsnit.

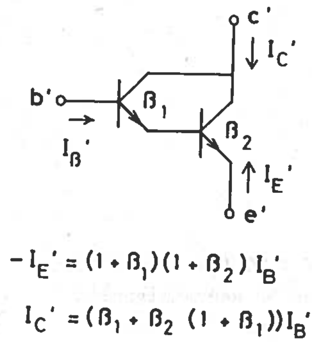


Fig. 7.3.2

Som det fremgår af fig. 7.3.2 kan man med hensyn til strømforstærkning opfatte Darlingtonkoblingen som en supertransistor med strømforstærkningen:

$$\beta' = I_C'/I_B' = \beta_1+\beta_2(1+\beta_1) \simeq \beta_1\beta_2 \qquad (7.3.1$$

Værdien af β' ligger typisk i området 10^3– 10^4. At værdien trods alt ikke er større skyldes, at β_1 på grund af den lille kollektorstrøm i T_1 er meget beskeden (jfr. afsnit 3.6, del II vedrørende strømforstærkningens strømafhængighed).

Ved vurdering af indgangsimpedansen af en Darlington-følger skal man være lidt varsom med tilnærmelserne for transistormodellerne. Fig. 7.3.3 viser den fuldstændige middelfrekvens småsignalmodel for kredsløbet på fig. 7.3.1, idet de eksakte hybrid-π modeller benyttes.

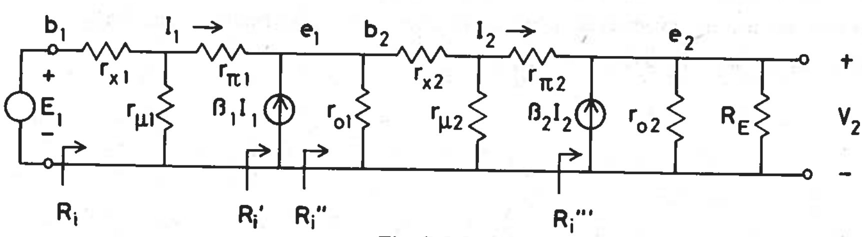


Fig. 7.3.3

Idet der så godt som altid gælder: R_E<<$0.1r_{o2}$ kan r_{o2} negligeres. Der vil da gælde:

$$R_i''' \simeq (1+\beta_2)R_E \qquad (r_{o2} \simeq \infty) \qquad (7.3.2)$$

Flyttes snittet imod venstre, kan man sætte $r_{\pi 2} \simeq 0$, da $r_{\pi 2} << R_i'''$ og $r_{\mu 2} \simeq \infty$, da $r_{\mu 2} >> R_i'''$ og endelig $r_{x2} \simeq 0$, da $r_{x2} << R_i'''$. Derimod kan er ikke ses bort fra r_{o1}, der kan være af samme størrelsesorden som $_i'''$. Med disse tilnærmelser vil der for R_i'' gælde:

$$R_i'' \approx r_{o1} \| (1+\beta_2)R_E \qquad (7.3.3)$$

$$(r_{o2} \approx \infty, r_{\pi 2} \approx 0, r_{\mu 2} \approx \infty \text{ og } r_x \approx 0)$$

g for R_i' følgelig gælde:

$$R_i' \approx (1+\beta_1)(r_{o1} \| (1+\beta_2)R_E) \qquad (7.3.4)$$

$$(r_{o2} \approx \infty,\ r_{\pi 2} \approx 0,\ r_{\mu 2} \approx \infty,\ r_{x2} \approx 0)$$

år man videre på denne måde, kan man se bort fra $r_{\pi 1}$ og r_{x1}, men ikke ra $r_{\mu 1}$, idet R_i' meget vel kan være så stor, at den er sammenlignelig ed $r_{\mu 1}$. For R_i fås derfor følgende vurdering:

$$\underline{R_i \approx r_{\mu 1} \| ((1+\beta_1)(r_{o1} \| (1+\beta_2)R_E))} \qquad (7.3.5)$$

$$(r_{o2} \approx \infty, r_{\pi 2} \approx 0, r_{\mu 2} \approx \infty, r_{x2} \approx 0, r_{\pi 1} \approx 0, r_{x1} \approx 0)$$

hvor resultatet er, at $r_{\mu 1}$ og r_{o1} kan spille en begrænsende rolle på indgangsimpedansen.

Til disse betragtninger svarer det simplificerede ækvivalensdiagram fig. 7.3.4, der netop giver indgangsimpedansen (7.3.5),(men hvor tilnærmelserne, hvorved alle seriemodstandene er bortfaldet, samtidig indebærer, at $A_v = 1$ (dvs. $\varepsilon=0$) og at $R_o=0$).

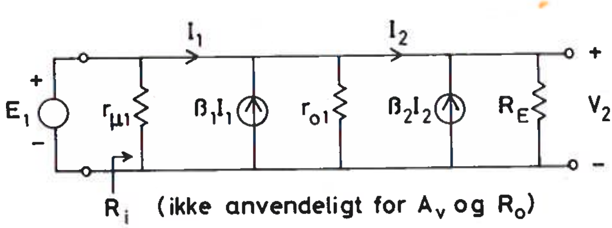
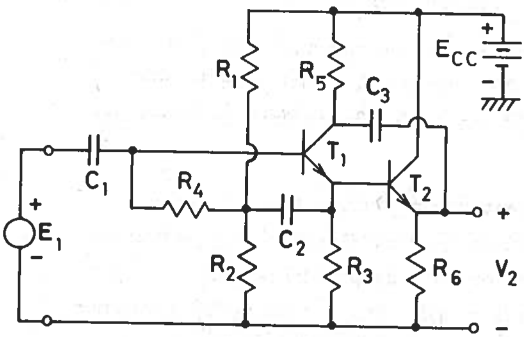


Fig. 7.3.4

7.4 Darlington-følger med dobbelt bootstrap

Det største impedansniveau man har i småsignalkæden fig. 7.3.3 er repræsenteret ved impedansen R_i' givet ved (7.3.4). Går man videre hen imod indgangen, degraderes dette niveau af $r_{\mu 1}$, se (7.3.5) samt - i en virkelig kobling - af det nødvendige forspændingskredsløb, medmindre der træffes særlige forholdsregler.



$E_{CC} = 6\,V$

$R_1 = 47\,k\Omega$	$R_2 = 100\,k\Omega$
$R_3 = 22\,k\Omega$	$R_4 = 100\,k\Omega$
$R_5 = 6.8\,k\Omega$	$R_6 = 1.5\,k\Omega$
$C_1 = 0.01\,\mu F$	$C_2 = C_3 = 100\,\mu F$

T1 og T2 Si. $I_{Ch1} \simeq 0.2\,mA$; $I_{Ch2} \simeq 2\,mA$.

Fig. 7.4.1

Kredsløbet vist på fig. 7.4.1† anvender en modificeret Darlington kobling. (Modifikationen består i at kollektoren på T_1 ikke er direkte forbundet til kollektoren på T_2 samt at emitteren på T_1 er forbundet til en ydre modstand R_3. Dette er ikke omfattet af det egentlige Darlington-patent, der foreskriver, at de to transistorer tilsammen kun må have tre forbindelser til det ydre kredsløb).

I kredsløbet R_1- R_2- R_3- R_4- C_2 genkender man den i afsnit 7.2 beskrevne bootstrapkobling til eliminering af R_1 og R_2's dæmpende indflydelse på indgangsimpedansen. Kredsløbet R_5C_3 er en anden bootstrapkobling, der tilsigter at eliminere den dæmpende virkning af $r_{\mu 1}$ på indgangsimpedansen. Virkemåden er følgende:

---

† Angivet i: Semiconductor Electronics Education Committee/Vol 7: Handbook of Basic Transistor Circuits and Measurements, fig 1C4, pp 14-15. John Wiley 1966.

$r_{\mu 1}$ er en modstand, der indgår imellem basis og kollektor på T_1. Ved at indskyde kollektormodstanden R_5 kan man ved hjælp af bootstrapkondensatoren C_3 tvinge kollektoren på T_1 til at følge udgangsspændingen V_2, men herved eliminerer man praktisk talt vekselspændingen over $r_{\mu 1}$ og denne modstand sættes dermed ud af spillet.

Da emitterstrømmen fra T_1 deler sig imellem basis på T_2 og R_3 opererer koblingen ikke med den fulde strømforstærkning $\beta_1 \cdot \beta_2$, men dette opvejes til dels af, at β_1 er større end den ville have været i en ægte Darlington kobling, fordi I_{Ch1} på grund af R_3 er større.

Det angives at indgangsimpedansen - når der anvendes højfrekvenstransistorer - kan blive større end hvad der svarer til 10 MΩ parallelt med 1 pF. Med de angivne værdier af C_1, C_2 og C_3 får kredsløbet en nedre grænsefrekvens på ca. 40 Hz.

Et kredsløb af denne art repræsenterer det ultimative af, hvad der kan opnås med hensyn til indgangsimpedans i kredsløb med bipolære transistorer. Større indgangsimpedanser kan opnås i compound-kredsløb med felteffekttransistorer i indgangen, men til gengæld kan der da opstå problemer med statisk elektricitet, der kan ødelægge indgangstransistorerne.

8. Differensforstærkere

8.1 Grundlæggende definitioner vedrørende differensforstærkere

Fig. 8.1.1 definerer den ideelle differensforstærker. Udgangsspændingen V_o er proportional med differensen imellem de to indgangsspændinger V_{i2} og V_{i1}. Der er her tale om de øjeblikkelige absolutte spændingsværdier målt i forhold til jord. A_{vd} kaldes differensforstærkningen. Ofte haves to udgange til rådighed med udgangsspændingerne:

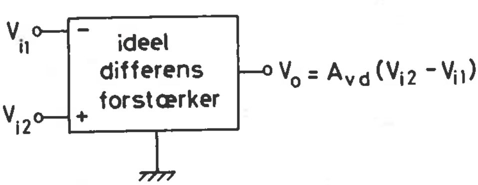


Fig. 8.1.1

$$\left.\begin{aligned} V_{o1} &= +A_{vd}(V_{i2} - V_{i1}) \\ V_{o2} &= -A_{vd}(V_{i2} - V_{i1}) \end{aligned}\right\} \quad (8.1.1)$$

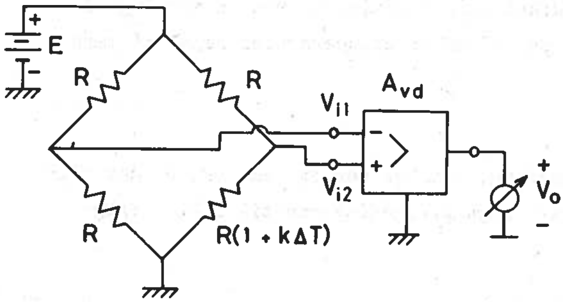


Fig. 8.1.2

Som eksempel på anvendelsen af en differensforstærker viser fig. 8.1.2 et simpelt elektronisk termometer. Systemet består af en målebro indeholdende en temperaturafhængig modstand, en differensforstærker og en indikator. En afvigelse ΔT af temperatur fra referenceværdien bring broen ud af balance, hvorved V_{i2} bliver forskellig fra V_{i1}, og indikatoren gi udslag. Hvis forstærkeren indgangsimpedanser er uendeligt store er:

$$V_{i1} = \frac{E}{2} \tag{8.1.2}$$

$$V_{i2} = E \cdot \frac{R(1+k\Delta T)}{R+R(1+k\Delta T)} \approx \frac{E}{2}\left(1 + \frac{1}{2}k\Delta T\right) \tag{8.1.3}$$

hvor tilnærmelsen forudsætter, at $k\Delta T \ll 1$.

For V_o fås da:

$$V_o = A_{vd}(V_{i2} - V_{i1}) \approx \frac{A_{vd}E}{4}k\Delta T \tag{8.1.4}$$

dvs. spændingsindikatoren kan kalibreres direkte i $^{\circ}$C.

En ideel differensforstærker kan ikke realiseres. Man kan derimod lave en forstærker, hvor den absolutte udgangsspænding foruden en stor differenskomponent indeholder en lille fejlkomponent proportional med middelværdien af indgangsspændingerne samt en hvilekomponent V_{oh}:

$$V_o = A_{vd}(V_{i2} - V_{i1}) + A_{vf} \cdot \frac{1}{2}(V_{i2} + V_{i1}) + V_{oh} \tag{8.1.5}$$

A_{vf} kaldes <u>fællessignalforstærkningen.</u> Idet det er relativt simpelt at kompensere for V_{oh}, angives differensforstærkerens godhed ved <u>fællessignalundertrykkelsen CMRR</u> (<u>c</u>ommon <u>m</u>ode <u>r</u>ejection <u>r</u>atio) defineret ved:

$$\text{CMRR} = \left|\frac{A_{vd}}{A_{vf}}\right| \tag{8.1.6}$$

Eksempel

Hvor stor skal CMRR være for differensforstærkeren i temperaturmålekredsløbet på fig. 8.1.2, når indikatorens fejlvisning ved en ændring af den temperaturafhængige modstand på 10% af referenceværdien højst må være 1% ? Der kan ses bort fra V_{oh}.

Svar:

For en så lille modstandsændring, som der her er tale om, er det tilladeligt at sætte middelværdien af indgangsspændingerne til E/2. Ifølge (8.1.4) og (8.1.5) gælder da:

$$V_o = \frac{A_{vd}E}{4} k\Delta T + \frac{A_{vf}E}{2} \qquad (8.1.7)$$

hvor sidste led er fejlleddet. Fejlen ε i % kan skrives:

$$\varepsilon = 100 \frac{2}{k\Delta T} \left|\frac{A_{vf}}{A_{vd}}\right| = \frac{200}{k\Delta T \cdot \mathrm{CMRR}} \% \qquad (8.1.8)$$

For $k\Delta T = 0.1$ (10% modstandsændring) må ε ikke overstige 1%. Dertil kræves ifølge (8.1.8) at CMRR $\geq$ 2000.

Eksempel slut.

Gode differensforstærkere har værdier af CMRR i området 10^3- 10^5.

Af (8.1.5) følger, at man i princippet kan måle A_{vd} og A_{vf} for en differensforstærker ved at gøre følgende tre forsøg:

1) Mål V_o med $V_{i1} = V_{i2} = 0$ Resultat: V_{oh}
2) Mål V_o med $V_{i1} = -V_{i2}$ Resultat: $2A_{vd}V_{i2} + V_{oh}$
3) Mål V_o med $V_{i1} = V_{i2}$ Resultat: $A_{vf}V_{i2} + V_{oh}$

8.2 Det emitterkoblede differensforstærkertrin

Kredsløbet på fig. 8.2.1 kaldes den emitterkoblede differensforstærker. Kredsløbets funktion, der forklares nedenfor, kræver, at de to transistorer er identiske. I praksis er det navnlig nødvendigt at udvælge transistorerne således, at de har samme strømforstærkning β og samme indgangs"knæk"-spænding

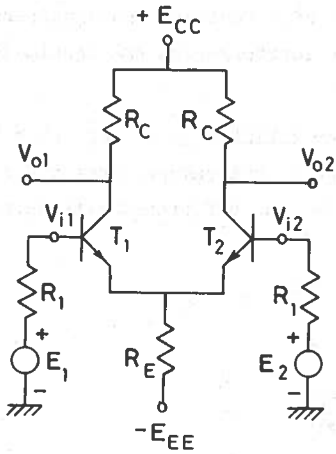


Fig. 8.2.1

$V_{BE(on)}$. Koblingen er særligt egnet for integrerede kredsløb, hvor den relative forskel på transistorparametrene let holdes under nogle få procent, da transistorparret i så fald fremstilles i samme proces og på samme siliciumskive.

Betingelsen for at dette forstærkertrin arbejder under småsignalforhold er, at differensspændingen $(V_{i2}-V_{i1}) << V_t$ ($V_t \simeq 26$ mV ved stuetemperatur). Derimod må middelværdien $(V_{i1}+V_{i2})/2$ gerne udvise variationer af størrelsesordenen 1 Volt.

For at bestemme transistorernes småsignalparametre må man først kende hvilepunktet. Af symmetrigrunde kan man ved bestemmelse af hvilepunktet nøjes med at betragte venstre (eller højre) halvdel af kredsløbet. En sådan halvdel er vist på fig. 8.2.2. (For at splitte kredsløbet på fig. 8.2.1 op, må man tænke sig R_E opdelt i $2R_E \| 2R_E$, idet $2R_E$ knyttes til hver sin transistor).

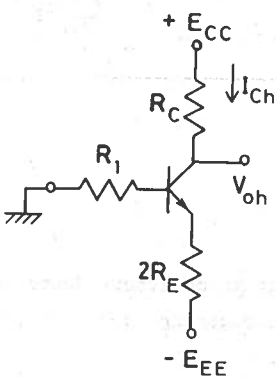


Fig. 8.2.2

For I_{Ch} må der da gælde (jfr. fig 3.7.1b og formel (3.7.9) del III):

$$I_{Ch} = \frac{E_{EE}-V_{BE(on)}}{2R_E} \cdot \frac{1}{1+(1+R_1/2R_E)/\beta} \quad (8.$$

(Ved grovere overslagsregninger kan I_{Ch} tilnærmes med første faktor, der er strømmen i modstanden $2R_E$, når basisstrømmen negligeres eller - hvad der er det samme - β regnes for uendelig stor).

Hvileudgangspotentialet bliver:

$$V_{oh} = E_{CC} - R_C I_{Ch} \quad (8.2.2)$$

Med kendskab til I_{Ch} kan man på sædvanlig måde bestemme småsignalpara-
etrene (jfr. afsnit 4.9 del II). Herefter kan forstærkerens småsignalmodel
onstrueres.

En nøjere undersøgelse vil vise, at det er tilladeligt at negligere r_o
g r_μ i transistormodellen dersom R_C og R_E begge er små sammenlignet med r_o.
nder denne forudsætning bliver småsignalmodellen for differensforstærkeren
ig. 8.2.1 som vist på fig. 8.2.3.

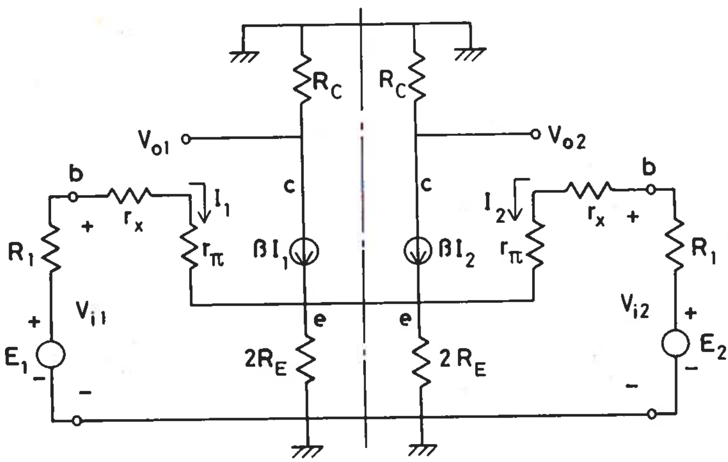


Fig. 8.2.3

Selv om det i og for sig ikke er vanskeligt at analysere dette kredsløb direkte, er det dog nemmere at anlægge en betragtning, der udnytter den indbyggede symmetri om den stiplede midterlinie.

Med henblik herpå opløses de to generatorspændinger E_1 og E_2 i deres <u>differenskomponent E_d</u> og <u>fælleskomponent E_f</u> definerede ved:

$$\left.\begin{aligned} E_d &= E_2 - E_1 \\ E_f &= \frac{E_2 + E_1}{2} \end{aligned}\right\} \qquad (8.2.3)$$

Opløsningen kan skrives:

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= -\frac{1}{2}E_d + E_f \\ E_2 &= +\frac{1}{2}E_d + E_f \end{aligned}\right\} \qquad (8.2.4)$$

Fremgangsmåden er herefter, at man først påtrykker et rent differens-signal: $E_2 = -E_1 = E_d/2$ og beregner den hertil svarende værdi af V_o, der kaldes V_{od}. Derpå påtrykker man et rent fællessignal: $E_2 = E_1 = E_f$ og beregner den hertil svarende værdi af V_o, der kaldes V_{of}. Til slut kan man så finde V_o ved superposition: $V_o = V_{od} + V_{of}$ $(+V_{oh})$.

8.3 Påtrykning af et rent differenssignal. Bestemmelse af A_{vod}† og R_{id}

Hvis $E_2 = -E_1$ $(= E_d/2)$ indser man, at spændinger og strømme knyttede til symmetrisk beliggende elementer i fig. 8.2.3 fysisk set må være lige store, men modsat rettede (det vil f.eks. sige: $I_2 = -I_1 = I_d$). Heraf følger imidlertid at småsignalspændingen over de to parallelkoblede emittermodstande $(2R_E)$ må være nul. (Dette kan også indses derved, at den samlede strøm: $(1+\beta)I_d$, der ankommer til emitterknudepunktet e via T_2, igen fjernes fra emitterknudepunktet via T_1 hvorved emittermodstanden bliver strømløs).

Da der således ikke optræder nogen småsignalspænding over de to modstande: $2R_E$ kan disse erstattes med kortslutninger, men herved opdeles kredsløbet i to ens halvdele, der arbejder i modfase, men ikke kobler indbyrdes. Ved analysen kan man naturligvis nøjes med at undersøge den ene af disse halvdele. Fig. 8.3.1 viser den højre halvdel med $2R_E$ kortsluttet:

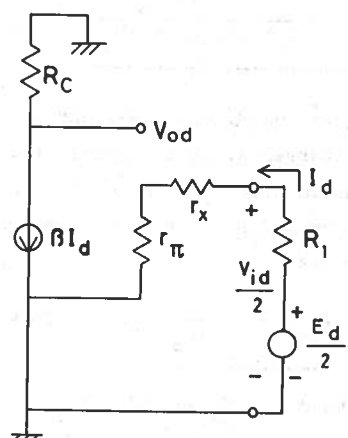


Fig. 8.3.1

Defineres A_{vod} som V_{od}/E_d giver en elementær beregning:

$$A_{vod} = -\frac{1}{2}\beta\frac{R_C}{R_1 + r_\pi + r_x} \qquad (8.3.1)$$

Differensindgangsimpedansen R_{id} defineret som V_d/I_d (dvs. defineret for hele forstærkeren) bliver:

$$R_{id} = 2(r_x + r_\pi) \qquad (8.3.2)$$

† A_{vod} er differensforstærkningen under hensyntagen til R_1, jfr. definitionen i afsnit 2.6.

Det ses, at differensforstærkningen er det halve af den forstærk-
ing, der kan opnås med den ene transistor i fælles-emitterkobling med
amme værdi af R_1 og R_C og samme hvilepunkt (jfr. (3.1.9) med $R_B=\infty$,
$_1 = E_d/2$ og $g_m = \beta/r_\pi$). Differensindgangsimpedansen er det dobbelte af
ndgangsimpedansen for et sådant fælles-emitter trin.

.4 Påtrykning af et rent fællessignal. Bestemmelse af A_{vof} og R_{if}

Hvis $E_2 = E_1$ (= E_f) indser man, at spændinger og strømme knyttede
il symmetrisk beliggende elementer i fig. 8.2.3 må være lige store og
ave samme retning (det vil f.eks. sige $I_2 = I_1 = I_f$). Dette indebærer
pecielt, at den vandrette forbindelsesledning imellem de to emitter-
unkter e må være strømløs og følgelig kan fjernes. Herved opdeles kreds-
øbet imidlertid i to ens halvdele, der arbejder i fase, men ikke kobler
ndbyrdes. Ved analysen kan man atter nøjes med at betragte den ene af
lisse halvdele. Fig. 8.4.1 viser den højre halvdel. Kredsløbet afviger fra differens-halvkredsløbet fig. 8.3.1 ved at $2R_E$, som nu ikke kan være strømløs, ikke er kortsluttet.

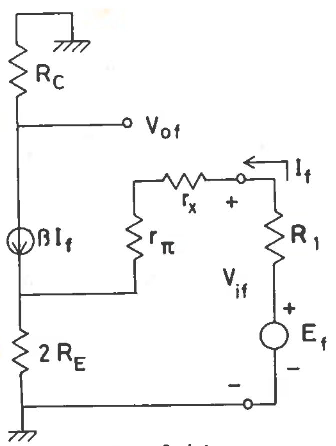


Fig. 8.4.1

Idet indgangsstrømmen I_f må være

$$I_f = \frac{E_f}{R_1+r_x+r_\pi+(1+\beta)2R_E} \tag{8.4.1}$$

fås for A_{vof} defineret som V_{of}/E_f:

$$A_{vof} = -\beta \frac{R_C}{R_1+r_x+r_\pi+(1+\beta)2R_E} \tag{8.4.2}$$

Da $\beta>>1$ og R_E som regel har en sådan størrelse, at det sidste led i nævneren bliver dominerende, kan A_{vof} også med rimelig god tilnærmelse skrives

$$A_{vof} \simeq -\frac{R_C}{2R_E} \tag{8.4.3}$$

Fællessignalindgangsimpedansen R_{if} defineret som V_{if}/I_f bliver

$$R_{if} = r_x + r_\pi + (1+\beta)2R_E \simeq (1+\beta)2R_E \tag{8.4.4}$$

8.5 Diskussion af CMRR. Den strømfødede differensforstærker

For $CMRR_o$ defineret som $|A_{vod}/A_{vof}|$, dvs. under hensyntagen til generatorimpedansen R_1, fås af (8.3.1) og (8.4.3):

$$CMRR_o \simeq \frac{\beta R_E}{R_1 + r_\pi + r_x} \tag{8.5.1}$$

Taleksempel

Antag at der for differensforstærkeren fig. 8.2.1 for det ydre kredsløb gælder: $E_{CC} = +\ 10$ V; $-E_{EE} = -10$ V; $R_C = 5\,k\Omega$; $R_E = 4.7\ k\Omega$ og $R_1 = 1k\Omega$ og for transistorerne gælder: $\beta = 100$; $V_{BE(on)} = 0.6$ V; $r_x = 50\,\Omega$. Bestem V_{oh}, A_{vod}, A_{vof} og $CMRR_o$. (V_t sættes til 25 mV).

Svar:

Negligeres basishvilestrømmen bliver I_{Ch} (pr transistor):

$$I_{Ch} \simeq \frac{E_{EE} - V_{BE(on)}}{2R_E} = \frac{10-0.6}{2 \cdot 4.7} = \underline{1\ mA}$$

$$V_{oh} = E_{CC} - R_C I_{Ch} = 10-5\cdot 1 = \underline{\underline{5\ \text{Volt}}}$$

Småsignalparametrene bliver

$$g_m = I_{Ch}/V_t = 1/25 = 0.04\ \Omega^{-1}$$

$$r_\pi = \beta/g_m = 100/0.04 = \underline{2500\ \Omega}$$

Herefter fås

$$A_{vod} = -\frac{1}{2}\beta \cdot \frac{R_C}{R_1 + r_\pi + r_x} = -\frac{1}{2}\cdot 100\ \frac{5000}{1000+2500+50} = \underline{\underline{-70.4}}$$

$$A_{vof} \simeq -\frac{R_C}{2R_E} = -\frac{5000}{2\cdot 4700} = \underline{\underline{-0.53}}$$

$$CMRR_o \simeq \left|\frac{A_{vod}}{A_{vof}}\right| = \frac{70.4}{0.53} = \underline{\underline{132.8}}$$

Eksempel slut.

En så lav værdi af $CMRR_o$ er utilfredsstillende i de fleste tilfælde. Ønsker man nu at forøge $CMRR_o$ uden at ændre transistorernes hvilestrøm og dermed A_{vod}, fremgår det af (8.2.1) og (8.5.1), at man må forøge såvel R_E

ıom E_{EE}, og dermed effekten der afsættes i R_E. Det er indlysende, at den-
ıe fremgangsmåde hurtigt bliver upraktisk.

Antag nu at man lader R_E gå imod uendelig uden at ændre E_{EE}. Man må la, for at opretholde konstant emitterhvilestrøm i de to transistorer, shun-
ıe R_E med en ideel strømkilde (uendelig stor indre modstand), der overtager nere og mere af hvilestrømmen efterhånden som $R_E \to \infty$, se fig. 8.5.1. Under en sådan grænseovergang vil A_{vod} være uændret, A_{vof} vil gå imod nul, dvs. $CMRR_o$ vil gå imod uendelig. I grænsen opnås et såkaldt <u>konstantstrømsfødet differensforstærkertrin.</u>

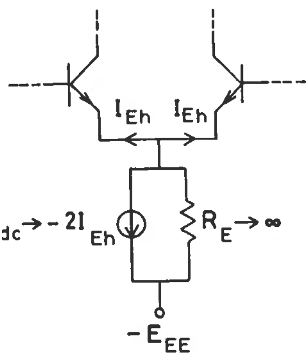


Fig. 8.5.1

I virkeligheden er udtrykkene (8.4.2) for A_{vof} og (8.5.1) for $CMRR_o$ imidlertid uanvendelige under en sådan grænseovergang, idet der ikke kan ses bort fra virkningen af r_o og r_μ i transistorernes småsignalmodeller, når R_E bliver stor. Da en almindelig undersøgelse af dette er kompliceret, skal der her kun redegøres for A_{vof} og $CMRR_o$ ved ideel strømfødning ($R_E = \infty$).

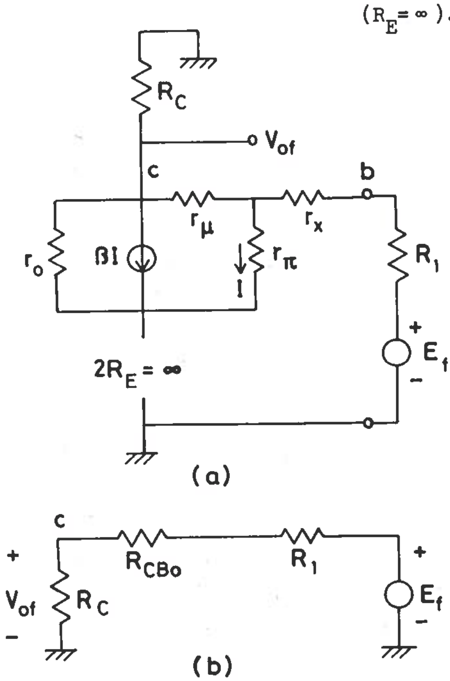


Fig. 8.5.2

Når $R_E = \infty$, og der tages hensyn til r_o og r_μ må småsignalhalvkredsløbet fig. 8.4.1 til beregning af A_{vof} erstattes med halvkredsløbet på fig. 8.5.2a. I dette kredsløb vil transistoren blot virke som en stor seriemodstand R_{CBO} (impedansen fra kollektor til basis når emitteren er åben) indskudt imellem kollektor-og basisknudepunktet, og A_{vof} kan derfor findes af det simple ækvivalensdiagram fig. 8.5.2b.

En elementær udregning viser, at R_{CBO} er givet ved:

$$R_{CBO} = r_x + r_\mu \,\|\, (r_\pi + (1+\beta) r_o)$$

$$\approx r_\mu \,\|\, (1+\beta) r_o \qquad (8.5.2)$$

A_{vof} bliver:

$$\underset{(R_E=\infty)}{A_{vof}} = \frac{R_C}{R_C + R_1 + R_{CBO}} \simeq \frac{R_C}{R_{CBO}} \simeq \frac{R_C}{r_\mu \| (1+\beta) r_o} \tag{8.5.3}$$

og for $CMRR_o$ fås, idet A_{vod} er uændret:

$$\underset{(R_E=\infty)}{CMRR_o} \simeq \frac{1}{2} \beta \frac{r_\mu \| (1+\beta) r_o}{R_1 + r_x + r_\pi} \tag{8.5.4}$$

For transistorer med ensartet doteret basis er $r_\mu \simeq \beta r_o$ og $CMRR_o$ kan da skrives

$$\underset{(R_E=\infty)}{CMRR_o} \simeq \frac{1}{4} \beta \frac{r_\mu}{R_1 + r_x + r_\pi} \tag{8.5.5}$$

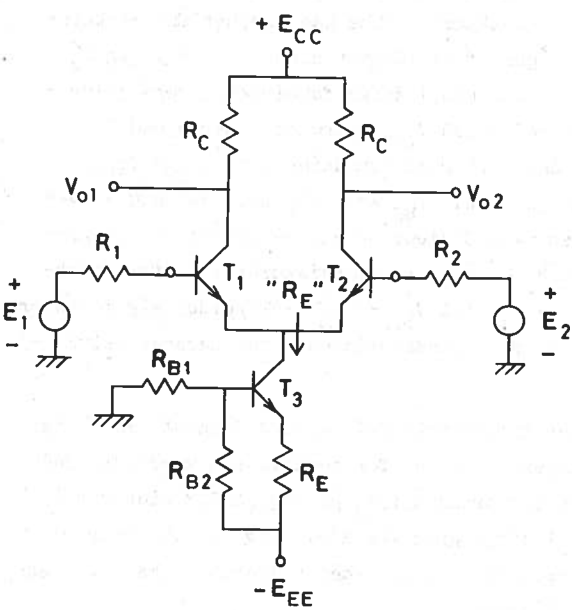


Fig. 8.5.3

Med $\beta \simeq 10^2$ og r_μ ca. 3 størrelsesordener større end modstanden i nævneren antager denne grænseværdi for $CMRR_o$ værdier i området 10^4 til 10^5.

En praktisk version af en strømfødet differensforstærker er vist på fig. 8.5.3. T3 spiller her rollen som strømkilde, idet dens emitterstrøm er stabiliseret af det stive basispotential og emittermodstanden R_E. Negligeres basishvilestrømmene i alle transistorerne, fås for

.ollektorhvilestrømmen i T_1 og T_2:

$$I_{Ch1} = I_{Ch2} \simeq \frac{1}{2} I_{Eh3} \simeq \frac{\frac{R_{B2}}{R_{B1}+R_{B2}} E_{EE} - V_{BE3(on)}}{R_E} \qquad (8.5.6)$$

Den tilsyneladende emittermodstand "R_E" for T_1- T_2 er lig med kollek- ;orudgangsimpedansen for T_3. Med T_3 koblet som vist er denne udgangsimpe- lans overordentlig stor (af størrelsesorden som r_μ for T_3).

Differensforstærkeren er en direkte koblet forstærker, dvs. den indeholder ingen spærrekondensatorer for jævnspænding. Dette indebærer, at den i princippet er i stand til at forstærke statiske eller ekstremt langsomt varierende signaler. Ved forstærkning af sådanne signaler må man drage omsorg for, at hvilepunkterne ikke ændrer sig med temperaturen, idet hvilepunktsdrift ikke kan skelnes fra virkningen af et påtrykt signal. For T_1 og T_2 skal man i denne forbindelse være opmærksom på, at V_{BE1} optræder i serie med E_1 og V_{BE2} optræder i serie med E_2.

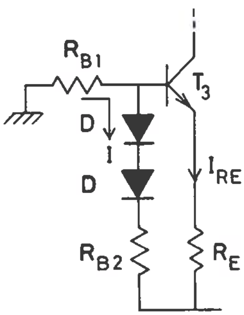


Fig. 8.5.4

Ved dc-differensforstærkning er det derfor af betydning, at $(V_{BE2} - V_{BE1}) \simeq 0$ over hele forstærkerens temperaturområde. V_{BE} er i sig selv ca. 600 mV ved stuetemperatur og har en temperaturkoefficient på ca. -2 mV/^{o}C. I integrerede kredsløb opnår man nemt, at V_{BE} for de to transistorer i differenskoblingen sporer indenfor ca. 3-10 mV og at $d(V_{BE2} - V_{BE1})/dT$ holder sig indenfor ca. 10μV/^{o}C. I denne henseende er differenskoblingen altså nærmest selvkompenserende.

For et strømfødet dc differensforstærkertrin er det dernæst væsentligt at fødestrømmen er temperaturkompenseret over forstærkerens temperaturområde. Temperaturafhængigheden af kollektorstrømmen i T_3 på fig. 8.5.3 hidrører i det væsentlige fra V_{BE3} (og kun i ringe grad fra β_3). Fig. 8.5.4 viser en metode til at kompensere for temperaturafhængigheden hidrørende fra T_3. Negligeres I_{B3} gennemløbes R_{B1} af strømmen

$$I = \frac{E_{EE} - 2V_D}{R_{B1} + R_{B2}} \qquad (8.5.7)$$

For strømmen I_{RE} gælder da

$$I_{RE} = \frac{V_E - (-E_{EE})}{R_E} = \frac{-R_{B1}I - V_{BE3} + E_{EE}}{R_E}$$

$$= \frac{E_{EE} \cdot R_{B2}/(R_{B1} + R_{B2}) + 2V_D R_{B1}/(R_{B1} + R_{B2}) - V_{BE3}}{R_E} \qquad (8.5.8)$$

Her er de to sidste led i tælleren temperaurafhængige, men har modsatte fortegn. Sættes $R_{B1} = R_{B2}$ ændres de til $V_D - V_{BE3}$, der ved passende valg af dioderne kan bringes til at forsvinde over hele temperaturområdet.

Indsættes betingelsen:

$$R_{B1} = R_{B2} \qquad (8.5.9)$$

i resten af udtrykket fås:

$$\underline{I_{Ch1} = I_{Ch2} \simeq \frac{1}{2} I_{RE} = \frac{E_{EE}}{4R_E}} \qquad (8.5.10)$$

Emnet dc-forstærkere er i øvrigt stort og falder udenfor rammerne af denne bog.

Appendix A

Eksakte udtryk for forskellige grundkoblinger ved middelfrekvenser

A1 Fælles-emitter trinet

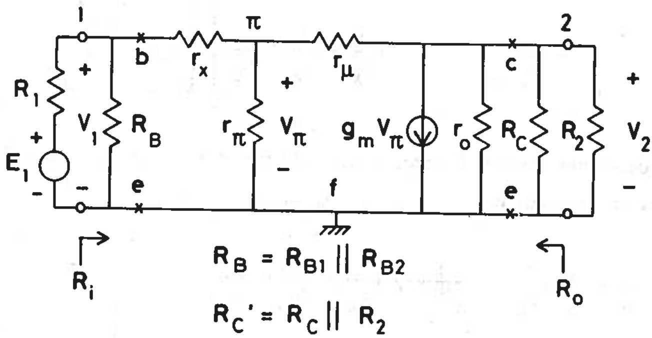


Fig. A 1.1

Fig. A1.1 gengiver middelfrekvens-småsignalmodellen af fælles-emitter trinet (jfr. fig. 3.1.1 c-d).

Foruden referenceknudepunktet f indeholder kredsløbet de to terminalknudepunkter 1 og 2 samt det indre knudepunkt π. Der bliver derfor tale om tre knudepunktsligninger:

Kirchhoffs strømlov for knudepunkterne 1, 2 og π lyder:

$$\left.\begin{aligned}
&\text{knp. 1:} && \frac{V_1 - E_1}{R_1} + \frac{V_1}{R_B} + \frac{V_1 - V_\pi}{r_x} = 0 \\
&\text{knp. 2:} && \frac{V_2 - V_\pi}{r_\mu} + g_m V_\pi + \frac{V_2}{r_o \| R_C'} = 0 \\
&\text{knp. } \pi\text{:} && \frac{V_\pi - V_1}{r_x} + \frac{V_\pi}{r_\pi} + \frac{V_\pi - V_2}{r_\mu} = 0
\end{aligned}\right\} \qquad (A1.1)$$

Dette ligningssystem kan bringes på den ordnede form:

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_B}+\frac{1}{r_x}\right) & 0 & -\frac{1}{r_x} \\ 0 & \left(\frac{1}{r_\mu}+\frac{1}{r_o \| R_C'}\right) & \left(g_m-\frac{1}{r_\mu}\right) \\ -\frac{1}{r_x} & -\frac{1}{r_\mu} & \left(\frac{1}{r_x}+\frac{1}{r_\pi}+\frac{1}{r_\mu}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_\pi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E_1}{R_1} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \tag{A1.2}$$

Ifølge løsningsmetoden beskrevet i afsnit 2.6 bliver der brug for determinanten Δ samt underdeterminanterne Δ_{11}, Δ_{12} og Δ_{22}:

$$\left.\begin{aligned} \Delta &= \left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_B}+\frac{1}{r_x}\right)\left(\frac{1}{r_\mu}+\frac{1}{r_o \| R_C'}\right)\left(\frac{1}{r_x}+\frac{1}{r_\mu}+\frac{1}{r_\pi}\right) \\ &\quad - \frac{1}{r_x^2}\left(\frac{1}{r_\mu}+\frac{1}{r_o \| R_C'}\right) + \left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_B}+\frac{1}{r_x}\right)\left(g_m-\frac{1}{r_\mu}\right)\frac{1}{r_\mu} \\ \Delta_{11} &= \left(\frac{1}{r_\mu}+\frac{1}{r_o \| R_C'}\right)\left(\frac{1}{r_x}+\frac{1}{r_\pi}+\frac{1}{r_\mu}\right) + \left(g_m-\frac{1}{r_\mu}\right)\frac{1}{r_\mu} \\ \Delta_{12} &= \left(g_m-\frac{1}{r_\mu}\right)\cdot\frac{1}{r_x} \\ \Delta_{22} &= \left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_B}+\frac{1}{r_x}\right)\left(\frac{1}{r_x}+\frac{1}{r_\pi}+\frac{1}{r_\mu}\right) - \frac{1}{r_x^2} \end{aligned}\right\} \tag{A1.3}$$

Idet $A_{vo} = -\Delta_{12}/(R_1\Delta)$ findes efter passende reduktion og omformning:

$$A_{vo} = \frac{-\left(g_m-\frac{1}{r_\mu}\right)\cdot\left(r_o \| R_C'\right)}{\left(1+\frac{r_o \| R_C'}{r_\mu}\right)\left[\left(1+\frac{R_1}{R_B}\right)\left(1+\frac{r_x}{r_\pi}\right)+\frac{R_1}{r_\pi}\right] + \frac{r_x}{r_\mu}\left(1+\frac{R_1}{R_B}+\frac{R_1}{r_x}\right)\left(1+g_m\left(r_o \| R_C'\right)\right)} \tag{A1.4}$$

A_v kan enten bestemmes som lim A_{vo} for $R_1 \to 0$ eller som $-\Delta_{12}/\Delta_{11}$.
Man finder:

$$A_v = \frac{-(g_m - \frac{1}{r_\mu}) \cdot (r_o \| R_C')}{(1 + \frac{r_o \| R_C'}{r_\mu})(1 + \frac{r_x}{r_\pi}) + \frac{r_x}{r_\mu}(1 + g_m(r_o \| R_C'))} \tag{A1.5}$$

R_i kan bestemmes som $\Delta_{11}/(\lim \Delta$ for $R_1 \to \infty)$, men kan også bestemmes på en mere direkte og anskuelig måde, idet man begynder med den impedans, man ser frem .i fra π-knudepunktet, og modificerer den successivt svarende til at snittet flyttes ud imod indgangen:

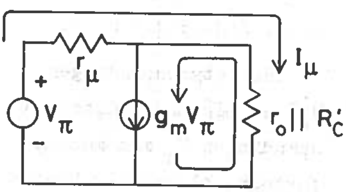


Fig. A 1.2

Den indre impedans er defineret ved forholdet V_π/I_μ på fig. A1.2. Ligningen for den ydre maske giver:

$$V_\pi = I_\mu(r_\mu + r_o \| R_C') - g_m V_\pi (r_o \| R_C') \tag{A1.6}$$

eller

$$V_\pi/I_\mu = \frac{r_\mu + (r_o \| R_C')}{1 + g_m(r_o \| R_C')} \tag{A1.7}$$

Flyttes snittet nu ud imod indgangen, passerer man først parallelmodstanden r_π, så seriemodstanden r_x og endelig parallelmodstanden R_B, (jfr. fig. A 1.1), dvs. R_i kan skrives:

$$R_i = \left(\frac{r_\mu + (r_o \| R_C')}{1 + g_m(r_o \| R_C')} \| r_\pi + r_x\right) \| R_B \tag{A1.8}$$

R_o kan bestemmes som $\Delta_{22}/(\lim \Delta$ for $R_2 \to \infty)$, men kan også findes på en måde, der ligner den, der blev anvendt for R_i. Resultatet er:

$$R_o = \frac{r_\mu + (r_\pi \| (r_x + (R_B \| R_1)))}{1 + g_m(r_\pi \| (r_x + (R_B \| R_1)))} \| r_o \| R_C \tag{A1.9}$$

Modstanden ($r_\pi \| \cdots\cdots$) er den impedans, der ses fra π-knudepunktet ıd imod generatoren. Som demonstreret for R_i giver den direkte betragtıing bedre indsigt i problemet og fører dermed til resultater, der er simplere at fortolke. Ved anvendelse af determinantmetoden skal der derimod adskillige intelligente omskrivninger til for at bringe resultatet på samme overskuelige form.

Som det fremgår af afsnit 3.1, har man kun behov for eksakte formler i ekceptionelle belastningssituationer.

A2 Fælles-gate og fælles-basis trinet

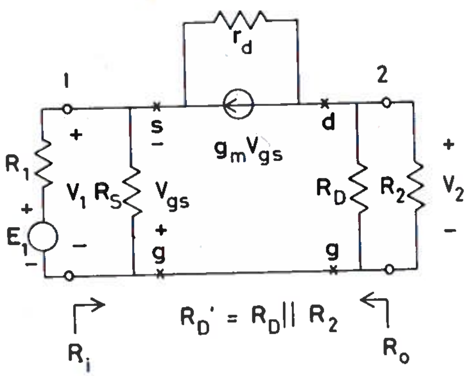


Fig. A 2.1

Fig. A2.1 gengiver middelfrekvens-småsignalmodellen af fælles-gate trinet (jfr. fig. 3.2.1 a-b).

Idet styrespændingen V_{gs} er lig med indgangsspændingen V_1 med modsat fortegn, bliver Kirchhoffs strømlov for knudepunkterne 1 og 2:

$$\left.\begin{aligned} &\text{knp. 1:} \quad \frac{V_1 - E_1}{R_1} + \frac{V_1}{R_S} + \frac{V_1 - V_2}{r_d} + g_m V_1 = 0 \\ &\text{knp. 2:} \quad \frac{V_2 - V_1}{r_d} - g_m V_1 + \frac{V_2}{R_D'} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (A2.1)$$

Eller på ordnet form:

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_S} + \frac{1}{r_d} + g_m\right) & -\frac{1}{r_d} \\ -\left(\frac{1}{r_d} + g_m\right) & \left(\frac{1}{r_d} + \frac{1}{R_D'}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E_1}{R_1} \\ 0 \end{bmatrix} \qquad (A2.2)$$

Via matricens determinant og underdeterminanter samt efter passende udregning og reduktion finder man:

$$A_{vo} = \frac{V_2}{E_1} = -\frac{\Delta_{12}}{R_1\Delta} = \frac{(g_m + \frac{1}{r_d})R_D'}{1 + R_1(\frac{1}{R_S} + g_m) + \frac{1}{r_d}(R_1 + R_D' + \frac{R_D'R_1}{R_S})} \tag{A2.3}$$

$$A_v = \frac{V_2}{V_1} = -\frac{\Delta_{12}}{\Delta_{11}} = \frac{(g_m + \frac{1}{r_d})R_D'}{1 + \frac{R_D'}{r_d}} \tag{A2.4}$$

(A_v kan også findes som lim A_{vo} for $R_1 \to 0$)

$$R_i = \frac{\Delta_{11}}{\lim\limits_{R_1 \to \infty} \Delta} = R_S \,||\, (\frac{r_d + R_D'}{1 + g_m r_d}) \tag{A2.5}$$

$$R_o = \frac{\Delta_{22}}{\lim\limits_{R_2 \to \infty} \Delta} = R_D \,||\, (r_d + R_1 \,||\, R_S + g_m r_d (R_1 \,||\, R_S)) \tag{A2.6}$$

Placeringen af r_μ på fig. 3.2.1d gør, at de tilsvarende beregninger bliver så komplicerede, at de falder uden for rammerne af denne tekst.

For en ordens skyld anføres resultaterne fra de eksakte beregninger dog på næste side.

De eksakte udtryk for fælles-basis trinet fig. 3.2.1c baseret på det fuldstændige ækvivalentdiagram fig. 3.2.1d bliver:

$$vo = \frac{\left(g_m \frac{r_\mu r_\pi}{N} + \frac{1}{r_o} + \frac{r_x(1+g_m r_\pi)}{N}\right)\left(R'_C \parallel \frac{N}{r_\pi}\right)}{1 + R_1\left(\frac{1}{R_E} + \frac{1+g_m r_\pi}{N} r_\mu\right) + \left(\frac{1}{r_o} + \frac{r_x(1+g_m r_\pi)}{N}\right)\left(R_1 + \left(R'_C \parallel \frac{N}{r_\pi}\right)\left(1 + \frac{R_1}{R_E} + \frac{R_1 r_\mu}{N}\right)\right)} \tag{A.2.7}$$

$$v = \frac{\left(g_m \frac{r_\mu r_\pi}{N} + \frac{1}{r_o} + \frac{r_x(1+g_m r_\pi)}{N}\right)\left(R'_C \parallel \frac{N}{r_\pi}\right)}{1 + \left(\frac{1}{r_o} + \frac{r_x(1+g_m r_\pi)}{N}\right)\left(R'_C \parallel \frac{N}{r_\pi}\right)} \tag{A.2.8}$$

$$i = R_E \parallel \frac{N}{r_\mu} \parallel \frac{r_o \parallel \frac{N}{r_x(1+g_m r_\pi)} + R'_C \parallel \frac{N}{r_\pi}}{1 + g_m \frac{r_\mu r_\pi}{N} \cdot \left(r_o \parallel \frac{N}{r_x(1+g_m r_\pi)}\right)} \tag{A.2.9}$$

$$o = R_C \parallel \frac{N}{r_\pi} \parallel \left(\left(r_o \parallel \frac{N}{r_x(1+g_m r_\pi)}\right) + \left(R_1 \parallel R_E \parallel \frac{N}{r_\mu}\right) + g_m \frac{r_\mu r_\pi}{N}\left(r_o \parallel \frac{N}{r_x(1+g_m r_\pi)}\right)\left(R_1 \parallel R_E \parallel \frac{N}{r_\mu}\right)\right) \tag{A.2.10}$$

Disse udtryk er anvendt ved beregning af talværdierne i første række i tabellen side 38.

A3 Fælles-kollektor trinet

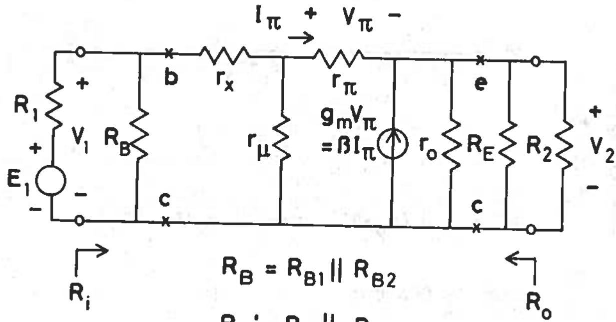


Fig. A 3.1

Fig. A3.1 gengiver middelfrekvensmodellen af fælles-kollektor trinet (jfr. fig. 3.3.1c-d).

Her kunne man også lægge knudepunktsligningerne til grund for analysen og finde løsningerne ved hjælp af determinantmetoden, men det giver dog større indsigt at anvende ækvivalentformninger.

For beregning af R_i kan man således ækvivalere hele kredsløbet til højre for r_π med en modstand af størrelsen $(1+\beta)(r_o \| R_E')$, se fig. A3.2. Herefter kan man for R_i umiddelbart aflæse:

$$\underline{R_i = R_B \| (r_x + r_\mu \| (r_\pi + (1+\beta)(r_o \| R_E')))} \quad \text{(A3.}$$

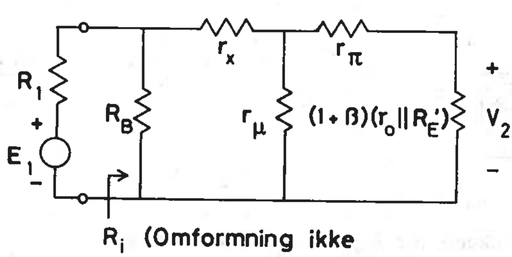


Fig. A. 3.2

For beregning af A_{vo} kan man herefter i fig. A3.2 omforme kredsløbet til venstre for r_π i to tempi, idet man først erstatter elementerne E_1, R_1 og R_B med deres Theveninækvivalent

$E' = E_1R_B/(R_1+R_B)$ og

$R' = R_1 \| R_B$ og derpå erstatter elementerne E', R', r_x og r_μ med deres Theveninækvivalent E" og R", se fig. A3.3. For E" og R" gælder:

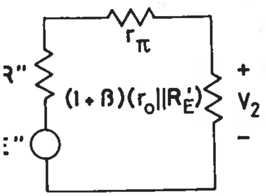


Fig. A.3.3

$$E'' = \frac{r_\mu}{r_\mu + r_x + R'} \cdot E' = \frac{r_\mu}{r_\mu + r_x + R_1 \| R_B} \cdot \frac{R_B}{R_1 + R_B} E_1 \qquad (A3.2)$$

$$R'' = r_\mu \| (r_x + R') = r_\mu \| (r_x + R_1 \| R_B) \qquad (A3.3)$$

For V_2 fås nu:

$$V_2 = \frac{(1+\beta)(r_o \| R_E')}{R'' + r_\pi + (1+\beta)(r_o \| R_E')} E''$$

$$= \frac{(1+\beta)(r_o \| R_E')}{r_\mu \| (r_x + R_1 \| R_B) + r_\pi + (1+\beta)(r_o \| R_E')} \cdot \frac{r_\mu}{r_\mu + r_x + R_1 \| R_B} \cdot \frac{R_B}{R_1 + R_B} E_1 \qquad (A3.4)$$

og dermed for $A_{vo} = V_2/E_1$ samt for $A_v = \lim A_{vo}$ for $R_1 \to 0$:

$$\underline{A_{vo} = \frac{1}{\left(1 + \frac{r_\mu \| (r_x + R_1 \| R_B) + r_\pi}{(1+\beta)(r_o \| R_E')}\right)\left(1 + \frac{r_x + R_1 \| R_B}{r_\mu}\right)\left(1 + \frac{R_1}{R_B}\right)}} \qquad (A3.5)$$

$$\underline{A_v = \frac{1}{\left(1 + \frac{r_x \| r_\mu + r_\pi}{(1+\beta)(r_o \| R_E')}\right)\left(1 + \frac{r_x}{r_\mu}\right)}} \qquad (A3.6)$$

Da alle nævnerfaktorer i udtrykkene for A_{vo} og A_v er af formen $(1+\varepsilon)$ hvor $\varepsilon \ll 1$ er forstærkningerne nær ved 1.

Ved bestemmelse af R_o kan man tænke sig belastningsmodstanden R_2 udskiftet med en hjælpespænding E^* hvis afgivne strøm I^* bestemmes når den virkelige signalgenerator E_1 på indgangen er erstattet af en kortslutning. R_o er da lig med E^*/I^*. Idet hele kredsløbet til venstre for r_π atter kan ækvivaleres med modstanden R", jfr. (A3.3) bliver kredsløbet som vist på fig. A3.4:

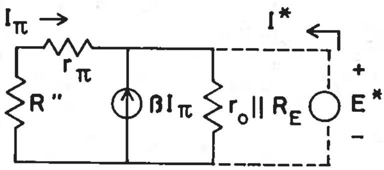


Fig. A.3.4

Man finder:

$$I^* = \frac{E^*}{r_o \| R_E} - (1+\beta)I_\pi$$

$$= \frac{E^*}{r_o \| R_E} + (1+\beta)\frac{E^*}{r_\pi + R''} \qquad \text{(A3.}$$

dvs.

$$R_o = \frac{E^*}{I^*} = r_o \| R_E \| \frac{r_\pi + R''}{1+\beta} = \underline{r_o \| R_E \| \left(\frac{r_\pi + r_\mu \| (r_x + R_1 \| R_B)}{1+\beta}\right)} \qquad \text{(A3.}$$

Stikord.

HOVEDSTIKORDSREGISTER