

INSTITUTTET FOR TELETEKNIK  
DANMARKS TEKNISKE HØJSKOLE

*F. F. D. H. J.*

## ELEMENTÆR ELEKTRONIK DEL 2

### Transistorer

E. V. Sørensen

Emne:

Transistorers virkemåde, statiske og dynamiske  
egenskaber samt kredsløbsmodeller

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

Tilføjelser og rettelser til

E. V. Sørensen: Elementær Elektronik  
del 2

- p 9 1. 3 f.n. "i næste del af lærebogen" erstattes af  
"i de næste to dele af lærebogen"
- p 11 figur 3.1.2 der mangler angivelsen  $I_C$  på ordinataksen
- p 15 figur 3.1.7 kurverne for  $V_{CE}=0$  og  $I_C=0$  skal gå igennem origo
- p 30 1. 14 f.o. sidste ord skal være småsignal-
- p 31 lign. (4.3.3) tilføj et  $\cdot$  foran exp.
- p 49 1. 9 f.o. del III skal være del IV
- p 60 lign. (5.3.7) der skal lyde  $V_{DSmax} = V_{GS} - V_P$   
figur 5.3.1  $V_{Dmax}$  erstattes af  $V_{DSmax}$
- p 61 1. 15 f.n. gate-substrat erstattes af gate-kanal
- p 62 figur 5.4.2a og b i stedet for a og a
- p 69 figur 5.5.4 de to fuldt optrukne kurver skal ikke skære  
abscisseaksen, derimod have vandret tangent  
i punktet  $(x,y) = (1,0)$
- p 73 1. 4 f.n. ligning (5.3.3) skal være ligning (5.3.2)
- p 76 lign. (5.9.2)  $I_{DO}$  erstattes af  $I_{D0}$
- p A2 figur A1.2b teksten nederst rettes til  $V_{DE} = -V_{EB}$ ,  $V_{DC} = -V_{CB}$

Stikord

- p 2 1. 13 f.o. lednings- rettes til ladnings-

Juni 1978



trykt på genbrugspapir  
ISBN 87-87285-77-9  
Stougaard Jensen/København  
Un 04-896 b

## Forord

Den bipolære transistor og felteffekttransistoren er de to vigtigste grundkomponenter i moderne elektroniske kredsløb, og enhver ingeniørmæssig kompetence på dette område må - hvad enten det drejer sig om analog- eller digitalkredsløb - nødvendigvis være baseret på et rimeligt godt kendskab til disse grundkomponenters statiske og dynamiske egenskaber.

At tilvejebringe et sådant kendskab er målsætningen for den foreliggende del II af lærebogen.

De to transistortyper behandles i ovennævnte rækkefølge, idet der gøres rede for opbygning, virkemåde, statiske strømspændingskarakteristikker, dynamiske forhold og småsignalmodeller samt betydningen af de parametre, hvormed transistorerne sædvanligvis beskrives i databladene.

Behandlingen forudsætter kendskab til den simple PN-overgangs virkemåde, således som fremstillet i del I af lærebogen, og den danner i sig selv forudsætning for forståelse af den elementære forstærkerteknik, der tages op i del III af lærebogen.

Lyngby den 1. februar 1975

E. V. Sørensen



# Indholdsfortegnelse

1	Indledning .....	1
2	Bipolære transistorer; opbygning og virkemåde .....	2
	2.1 Opbygning .....	2
	2.2 Strøm- og spændingskonventioner .....	3
	2.3 Transistorvirkningen .....	3
	2.4 Transistorens evne til at forstærke .....	7
3	Transistorens karakteristikkelfelter .....	10
	3.1 Fælles-emitter koblingens karakteristikker .....	10
	3.2 Fælles-basis koblingens karakteristikker .....	16
	3.3 Basisbredde-modulation .....	18
	3.4 Ladningsbærerkoncentrationerne i basisområdet .....	20
	3.5 Gennembrudseffekter ved høje kollektorspændinger .....	23
	3.6 Strømforstærkningens strømafhængighed .....	24
	3.7 Transistorkarakteristikkernes temperaturafhængighed .....	25
4	Småsignalmodeller for den bipolære transistor .....	27
	4.1 Generelle bemærkninger om storsignal- og småsignaldrift .	27
	4.2 Ladningskontrolrelationerne for en transistor i det aktive område .....	28
	4.3 Strømfændringerne svarende til en lille ændring af $V_{EB}$ ...	30
	4.4 Strømfændringerne svarende til en lille ændring af $V_{CB}$ ...	32
	4.5 Hybrid- $\pi$ modellen .....	33
	4.6 Strømforstærkningens frekvensafhængighed; $f_{\beta}$ og $f_T$ .....	37
	4.7 Hybrid- $\pi$ modellens gyldighedsområde .....	41
	4.8 H-parameter småsignalmodellen .....	42
	4.9 Bestemmelse af hybrid- $\pi$ modellen ud fra databladenes oplysninger .....	46

Felteffekttransistorer .....	52
5.1 MOSFET'ens konstruktion og virkemåde .....	53
5.2 Kanalprofilens udseende for små værdier af $V_{DS}$ .....	57
5.3 $I_D$ 's afhængighed af $V_{DS}$ og $V_{GS}$ når kanalen er intakt ....	59
5.4 $I_D$ 's afhængighed af $V_{DS}$ og $V_{GS}$ når kanalen er afsnøret ..	
Udgangs- og overføringskarakteristikkerne .....	61
5.5 JFET'ens virkemåde og opbygning .....	66
5.6 Temperaturafhængigheden af FET-karakteristikkerne .....	69
5.7 Konventioner og symboler for de forskellige FET-typer ...	71
5.8 Felteffekttransistorernes dynamiske forhold .....	72
5.9 Småsignalmodeller for felteffekttransistorer .....	76

## Appendix A

### EBERS-MOLL storsignalmodellerne for den bipolare transistor

- A1 Grundlæggende definitioner og konventioner
- A2 De spændingsstyrede EBERS-MOLL relationer
- A3 De strømstyrede EBERS-MOLL relationer
- A4 Emittervirkningsgrad, basistransportfaktor og strømforstærkning
- A5 En storsignalmodel, der tager hensyn til resistive og kapacitive effekter

## Appendix B

### Eksempler på anvendelse af EBERS-MOLL relationerne

- B1 Udledning af fælles-emitterkoblingens udgangskarakteristikker
- B2 Alternativ udledning af den tilnærmede hybrid- $\pi$  småsignalmodel

## Stikordsregister

## 1 Indledning

Den bipolære transistor er en PNP eller en NPN sandwichstruktur med en ydre terminal knyttet til hver sit område. Disse terminaler kaldes henholdsvis emitter, basis og kollektor. Forspændes emitter-basis PN-overgangen i lederretningen og kollektor-basis PN-overgangen i spærreretningen, vil en lille påtrykt basisstrøm bevirke, at der løber en stor hovedstrøm imellem emitter og kollektor via basisområdet. Denne transistortype er derfor i princippet en strømtystret strømventil med stor strømforstærkning. Betegnelsen bipolar refererer til, at hovedstrømmen igennem basisområdet og styrestrømmen ind i basisområdet befordres af hver sin ladningsbærertype (henholdsvis huller og elektroner for en PNP-transistor og omvendt for en NPN-transistor), altså at to ladningsbærertyper er involverede i ledningsmekanismen.

Felteffekttransistoren består i princippet af en halvlederkanal, der forbinder to hovedterminaler, source og drain, og hvis tykkelse og dermed ledningsevne kan kontrolleres ved hjælp af det elektriske felt fra en styrespænding, der påtrykkes en tredje terminal: gatekontakten. Den strøm der via kanalen løber imellem source og drain, når disse påtrykkes en ydre spændingsforskel, kan følgelig kontrolleres ved hjælp af gatespændingen, og der er derfor tale om en spændingsstyret strømventil. Felteffekttransistoren kaldes ofte unipolær, da kun én ladningsbærertype er involveret i ledningsmekanismen.

## 2 Bipolære transistorer; opbygning og virkemåde

### 2.1 Opbygning

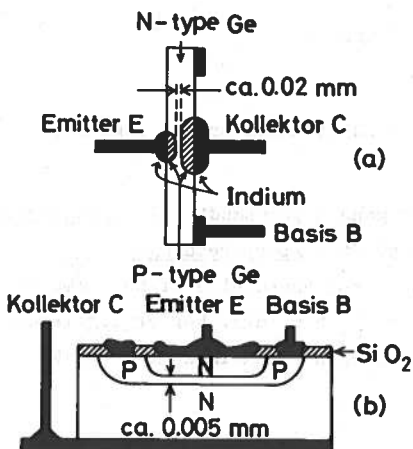


Fig. 2.1.1

Fig. 2.1.1a viser en PNP germanium-transistor af ældre type. To indiumperler er fra hver sin side legeret ind i en relativt svagt doteret germaniumskive af N-typen. Da indium er et acceptorstof, opstår der herved et højdoteret P-type grænselag under hver perle og alt i alt fås en sandwichstruktur bestående af et tyndt N-type lag imellem to P-type lag. Det lille P-type område til venstre kaldes emitteren. Det store P-type område til højre kaldes kollektoren, og det mellemtiliggende N-type område kaldes basis

isse områder er gjort elektrisk tilgængelige ved hjælp af de ohmske kontakter E, C og B. Under normale forhold er det emitterens opgave at injicere en strøm af huller i basis, kollektorens opgave at opsamle disse huller efter at de har passeret den tynde basisregion, og basis' opgave at kontrollere størrelsen af denne hulstrøm.

Fig. 2.1.1b viser en NPN silicium transistor af moderne type. Her er NPN andwichstrukturen skabt ved successiv inddiffusion i en N-type skive af et område og i dette igen et mindre N-område. Fremstillingsteknikken er en simpel udvidelse af den, der er beskrevet for diffunderede dioder i kapitel 7, del I af denne lærebog. Det lille N-område, der er kraftigt doteret, er emitteren; det store N-område, der er svagere doteret, er kollektoren og det mellemiggende tynde P-område, der er svagest doteret, er basis. Områderne er om ovenfor forsynede med ohmske kontakter.

For en ordens skyld skal det nævnes, at der også findes legerede NPN transistorer og diffunderede PNP transistorer. Der findes også andre knapt så almindelige fremstillingsprincipper, men det vil føre for vidt at komme ind på disse i denne tekst.

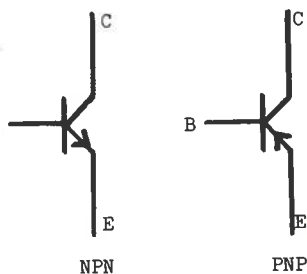


Fig. 2.1.2

På figur 2.1.2 er de her anvendte symboler for de to bipolære transistortyper anført. Disse symboler kan variere noget fra den ene tekst til den anden; fælles for alle anvendte symboler er en eller anden form for angivelse af lederretningen for basisemitterdioden.

## 2.2 Strøm- og spændingskonventioner

Fig. 2.2.1 viser en skematisk model af en PNP transistor med angivelse af terminalspændinger og -strømme.

Ved normal drift er emitter-basis PN-overgangen forspændt i lederretningen:  $V_{EB} > 0$ , og kollektor-basis PN-overgangen forspændt i spærreretningen:  $V_{CB} < 0$ . For en NPN transistor gælder ved normal drift og med anvendelse af de samme fortegnskonventioner som på fig. 2.2.1:  $V_{EB} < 0$  og  $V_{CB} > 0$ , dvs. her er ligeledes basis-emitter PN-overgangen forspændt i lederretningen og basis-kollektor PN-overgangen forspændt i spærreretningen.



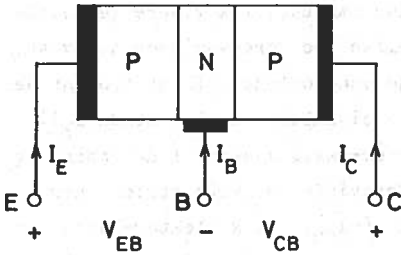


Fig. 2.2.1

	$V_{EB}$	$V_{CB}$	$I_E$	$I_C$	$I_B$
PNP	pos	neg	pos	neg	neg
NPN	neg	pos	neg	pos	pos

Virkelige fortegn ved normal drift

Fig. 2.2.2

	$V_{EB}$	$V_{CB}$	$I_E$	$I_C$	$I_B$
PNP	neg	pos	neg	pos	neg
NPN	pos	neg	pos	neg	pos

Virkelige fortegn ved inverteret drift

Fig. 2.2.3

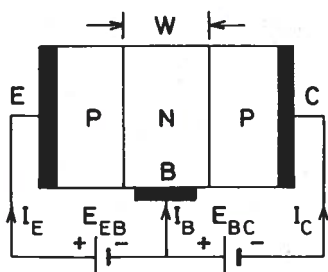
### 2.3 Transistorvirkningen

Ved en umiddelbar betragtning af fig. 2.3.1a skulle man tro, at en PNP transistor kunne ækvivaleres med den på fig. 2.3.1b viste diodemodel indeholdende to dioder, der vender imod hinanden. Dette er i og for sig også korrekt, men modellen afslører lige netop ikke det, der er interessant ved en transistor og som bl.a. gør, at man ikke kan lave en transistor ved blot at lodde to diskrete halvlederdiode sammen.

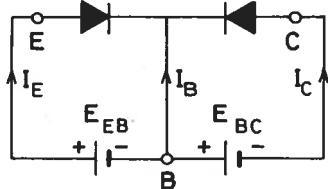
I overensstemmelse med normal praksis forsynes strømmene med pilretninger ind imod transistoren uanset om denne er af PNP eller NPN-typen. For en PNP-transistor betyder dette, at  $I_E$  bliver positiv, medens  $I_B$  og  $I_C$  bliver negativ. For en NPN-transistor fås de modsatte fortegn.

Fig. 2.2.2 sammenfatter de virkelige fortegn for spændinger og strømme for begge transistorer ved normal drift og med de på fig. 2.2.1 anvendte regnemæssige fortegn- og pilkonventioner.

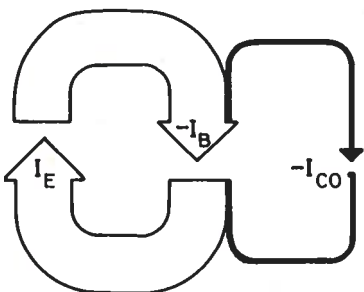
Ombyttes funktionen af kollektor og emitter taler man om inverteret drift, de virkelige fortegn ved inverteret drift fremgår af fig. 2.2.3. Kollektor- og basisstrømmen har altid samme fortegn, og da emitter her fungerer som kollektor, bliver fortegnene som angivet på figur 2.2.3.



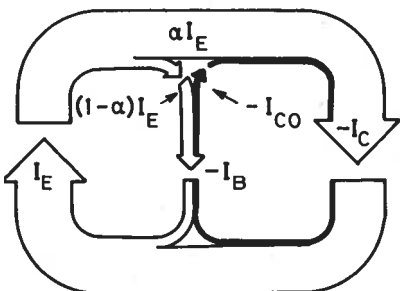
: PNP Transistor skematisk



: Tilsyneladende diodemodel



: Strømfordeling; lang basis



: Strømfordeling, kort basis

Fig. 2.3.1

Går man ukritisk videre med diodemodellen med forspændinger som vist, kunne man forledes til at tro, at der ville cirkulere en stor strøm  $I_E$  i emitter-basis maskens lederetning og en forsvindende lille strøm - her kaldt ( $-I_{CO}$ ) - i kollektor-basis maskens spærretetning, jfr. fig. 2.3.1c. Dette ville også være korrekt, hvis der var tale om en sammenlodning af to diskrete dioder, eller - hvad der næsten er ensbetydende hermed - hvis bredden  $W$  af basisområdet på fig.2.3.1a var så stor, at kollektordioden ikke kunne mærke, hvad der foregik i emitterdioden.

I en virkelig transistor er basisbredden  $W$  imidlertid så lille, at kollektordioden er kraftigt koblet til emitterdioden, og denne nærvirkning i forbindelse med specielle doteringsforhold bevirker, at man i stedet for får den på fig. 2.3.1d viste situation, hvor den store emitterstrøm  $I_E$  deler sig i en næsten lige så stor strøm:  $\alpha I_E$ , der passerer kollektor-basis dioden i dennes "spærretetning" og løber ud af kollektorkontakten, og en lille strøm:  $(1-\alpha)I_E$  der løber ud af basiskontakten. Herudover påvirkes  $I_B$  og  $I_C$  stadigvæk af den forsvindende lille strøm  $-I_{CO}$ , der kan fortolkes som kollektor-basis diodens mætningsstrøm  $I_s$ , når emitter-basis dioden er afbrudt ( $I_E=0$ ).

$I_{CO}$  er ved normal driftstemperatur så lille, at den store strøm ( $-I_C$ ), der løber ud af kollektoren, praktisk

talt er proportional med den lille strøm ( $-I_B$ ), der løber ud af basis. Man kan altså med ( $-I_B$ ) opfattet som en lille styrestrøm, der reguleres af det ydre basis-emitter kredsløb, kontrollere den langt større strøm ( $-I_C$ ), der gennemløber det ydre kollektor-emitter kredsløb. Denne strømforstærknings-evne i forbindelse med impedansforholdene bevirker, som det vil blive vist i afsnit 2.4, at transistoren kan præstere en betydelig effektforstærkning.

Den her postulerede transistorvirkning fremgår af den følgende redegørelse for strømmene:

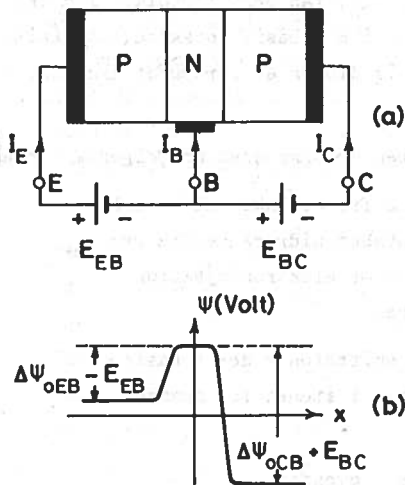


Fig. 2.3.2

også langt større end elektronbidraget  $I_{nE}$ , og  $I_E$  kan derfor i det væsentlige fortolkes som hulinjektion fra emitter til basis.

I basisområdet vil de injicerede huller diffundere dels imod kollektorområdet og dels imod basiskontakten. På grund af de virkelige geometriske forhold (som ikke fremgår klart af fig. 2.3.2a, men derimod af fig. 2.1.1), er det sidste bidrag imidlertid forsvindende lille i forhold til det første. Hovedstrømmen af huller imod kollektorområdet bliver formindsket noget på grund af rekombination i basisområdet, men da basisbredden  $W$  er langt mindre end mindelængden  $L_{pB}$  for huller i basismidiet, og da basisdoteringen er relativt svag, er det stadigvæk hovedparten (typisk 99%) af de injicerede huller, der når frem til basis-kollektor overgangen. Her møder de, som det fremgår af fig. 2.3.2b, en potentialafgrund og "falder" ind i kollektorområdet so

Fig. 2.3.2b viser potentialfordelingen i transistoren. Med forspændinger som angivet på fig. 2.3.2a bidrager  $E_{EB}$  til reduktion af emitter-basis potentialbarrieren og  $E_{BC}$  til forøgelse af kollektor-basis potentialbarrieren (jfr. redegørelsen for PN-overgangens potentialforhold, afsnittene 3.1 og 3.2, del I).

Emitter-basis barrierens reduktion medfører, at der injiceres huller fra emitter til basis og elektroner fra basis til emitter. Da acceptordoteringen  $N_{aE}$  i emitteren som nævnt i afsnit 2.1 er langt større end donor-doteringen  $N_{dB}$  i basis, bliver hullbidraget  $I_{pE}$  til emitterstrømmen  $I_E$

n stor driftstrøm. Denne driftstrøm kan skrives som  $\alpha \cdot I_E$ , hvor  $\alpha$  er den røkdæl af emitterstrømmen  $I_E$ , der når frem til kollektoren i form af huller.  $\alpha$  er i praksis meget nær ved 1. To faktorer bidrager hertil: a)  $\alpha E \gg N_{dB}$  og b)  $W \ll L_{pB}$ . Den første betingelse betyder, at emitteren er en god leverandør af huller. Den anden betingelse betyder, at hullerne har en stor chance for at overleve transporten igennem basisområdet.

Foruden bidraget  $\alpha I_E$  indgår der i  $(-I_C)$  også et meget lille driftstrøm- bidrag  $(-I_{CO})$ , der ikke hidrører fra hulinjektion ved emitteren, men derimod fra termisk genererede minoritetsladningsbærere i basisområdet (dvs. huller) og i kollektorområdet (dvs. elektroner).  $(-I_{CO})$  kan også fortolkes som den strøm, der løber ud af kollektorkontakten og ind i basiskontakten, når emitterkontakten svæver ( $I_E=0$ ) og kollektor-basis dioden er forspændt kraftigt i pærreretningen.

Strømmen  $(-I_B)$  ud igennem basiskontakten er sammensat af følgende bidrag:

- 1) Elektroner, der strømmer ind fra basiskontakten til løbende dækning af elektrontabet hidrørende fra rekombination i basisområdet samt elektroninjektion fra basis- til emitterområdet
- 2) De huller - hidrørende fra emitteren - der i basisområdet rammer basiskontakten i stedet for basis-kollektorovergangen
- 3) Strømmen  $(-I_{CO})$  der er omtalt ovenfor.

De to første bidrag, der på fig. 2.3.1d er slået sammen til strømmen  $(1-\alpha)I_E$ , påvirker  $(-I_B)$  i positiv retning. Det sidste bidrag, der er forvindende lille i forhold til  $(1-\alpha)I_E$  (medmindre drifttemperaturen er ekstrem høj) påvirker  $(-I_B)$  i negativ retning. Det er qva de to første bidrag il  $(-I_B)$ , at man kan kontrollere den langt større strøm  $(-I_C)$ .

Af fig. 2.3.1d fremgår det, at  $I_C$  kan udtrykkes som funktion af  $I_E$  på følgende måde:

$$\underline{I_C = -\alpha I_E + I_{CO}} \quad (2.3.1)$$

enne ligning er nyttig for koblinger, hvor emitterstrømmen er den kontrollerende størrelse. Elimineres  $I_E$  ved hjælp af Kirchhoffs strømlov:

$I_E = -(I_B + I_C)$  fås den alternative relation:

$$I_C = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{1}{1-\alpha} I_{CO} \quad (2.3.2)$$

Størrelsen  $\alpha/(1-\alpha)$  kaldes  $\beta$  - strømforstærkningen. Indføres  $\beta$  i (2.3.2) antager denne relation formen:

$$I_C = \beta I_B + (1+\beta) I_{CO} \quad (2.3.3)$$

Den sidste relation beskriver transistorvirkningen, når basisstrømmen er den kontrollerende størrelse.

Typiske talværdier i disse relationer er  $\alpha \approx 0.995$ , dvs.  $\beta \approx 200$ . For laveffekt-transistorer ved stuetemperatur ( $300^\circ\text{K}$ ) gælder, at  $I_{CO}$  er af størrelsesordenen  $10^{-9}$  Amp, når der er tale om siliciumtransistorer, og  $10^{-6}$  Amp, når der er tale om germaniumtransistorer. Disse værdier er så små, at de som regel kan negligeres. Man må imidlertid være opmærksom på, at  $I_{CO}$  vokser meget kraftigt med temperaturen. Som tommelfingerregel anføres ofte, at  $I_{CO}$  fordobles for hver  $10^\circ$  temperaturstigning, uanset om der er tale om germanium eller silicium. (I teorien udviser  $I_{CO}$  en noget større temperaturlafhængighed for siliciumtransistorer end for germaniumtransistorer). Denne temperaturlafhængighed betyder, at der må tages hensyn til  $I_{CO}$  for transistorer, der arbejder i nærheden af den maksimalt tilladelige temperatur (ca.  $100^\circ\text{C}$  for germanium og ca.  $200^\circ\text{C}$  for silicium).

#### 2.4 Transistorens evne til at forstærke

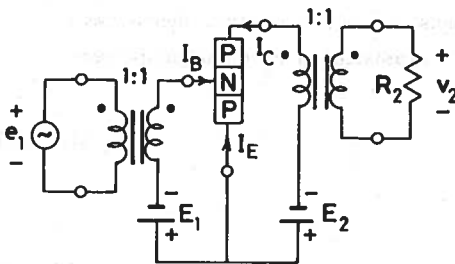


Fig. 2.4.1

Fig. 2.4.1 viser en simpel transistorforstærker, som ved hjælp af transformere er indskudt imellem en småsignalvekselspændingskilde  $e_1$  og en vekselstrømsbelastning  $R_2$ . Skilletransformerne antages at kunne tåle jævnstrømsmagnetiseringen hidrørende fra jævnstrømskomponenterne af henholdsvis  $I_B$  og  $I_C$ . Omsætningsforholdene vælges arbitrært til 1:1 og for

impedens skyld regnes transformerne for ideelle overfor signalvekselstrømmene. Batteriet  $E_1$  sikrer, at emitter-basis dioden er forspændt i ederetningen, således at emitterhvilestrømmen  $I_{Eh}$  ( $e_1=0$ ) får en passende værdi.  $E_2$ , der skal være større end  $E_1$ , sikrer, at kollektor-basis dioden er forspændt i spærretningen.

Transistorens indgangsport defineres af basis- og emitterterminalerne. dens udgangsport defineres af kollektor- og emitterterminalerne. Da emitteren således er fælles for indgang og udgang, siges transistoren at arbejde i fælles emitter kobling.

Analysen tager sit udgangspunkt i ligning (2.3.1). Hvis  $I_{CO}$  negligeres og  $I_E$  udtrykkes som strømmen igennem en diode med mætningsstrømmen  $I_S$  og diodespændingen  $V_{EB}$ , fås relationen:

$$I_C = -\alpha I_E = -\alpha I_S (\exp(V_{EB}/V_t) - 1) \approx -\alpha I_S \exp(V_{EB}/V_t) \quad (2.4.1)$$

hvor  $I_C$ ,  $I_E$  og  $V_{EB}$  skal forstås som totale øjebliksværdier og  $V_t$  repræsenterer den fysiske størrelse  $kT/q$  ( $\approx 26$  mV ved stuetemperatur,  $T=300^\circ\text{K}$ ). Af fig. 2.4.1 fremgår, at  $V_{EB} = E_1 - e_1(t)$ . Idet  $e_1(t)$  antages at være væsentlig mindre end  $V_t = 26$  mV, kan (2.4.1) omskrives som følger:

$$\begin{aligned} I_C &= -\alpha I_S \cdot \exp(E_1/V_t) \cdot \exp(-e_1/V_t) \\ &= -\alpha I_{Eh} \cdot (1 - e_1/V_t) \\ &= I_{Ch} - \frac{I_{Ch}}{V_t} e_1 \\ &= I_{Ch} + i_2 \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Her er  $i_2 = (-I_{Ch}/V_t) \cdot e_1$  kollektorstrømmens signalkomponent. Denne vekselstrøm overføres af transformeren til belastningen  $R_2$  og udgangsspændingen bliver derfor:

$$v_2 = -R_2 i_2 = R_2 \cdot \frac{I_{Ch}}{V_t} \cdot e_1 \quad (2.4.3)$$

Spændingsforstærkningen  $A_V = v_2/e_1$  bliver:

$$A_V = R_2 \cdot \frac{I_{Ch}}{V_t} = -R_2 \cdot \frac{|I_{Ch}|}{V_t} \quad (2.4.4)$$

<sup>†</sup> hvor det sidste understregede udtryk gælder uafhængig af, om der er tale om en PNP eller en NPN transistor.

Med typiske talværdier:  $R_2 = 2000 \Omega$ ;  $|I_{Ch}| = 1\text{mA}$  fås  $A_V = -2000 \cdot 1/26 = -76.9$  gange.

Bemærk at spændingsforstærkningen er proportional med belastningsmodstanden og med kollektorhvilestrømmen, samt at udgangssignalet er i modfase med indgangssignalet.

Transistorens indgangsimpedans  $r_B$  er lig med  $dV_{BE}/dI_B$  i hvilepunktet. Idet  $V_{BE} = -V_{EB}$  og  $I_B = -(1-\alpha)I_E$  fås for  $r_B$ :

$$\begin{aligned} r_B &= \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{1}{dI_E/dV_{EB}|_h} = \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{V_t}{I_s \exp(E_1/V_t)} \\ &= \frac{1}{1-\alpha} \cdot \frac{V_t}{I_{Eh}} = \frac{-\alpha}{1-\alpha} \cdot \frac{V_t}{I_{Ch}} = -\beta \cdot \frac{V_t}{I_{Ch}} = \beta \cdot \frac{V_t}{|I_{Ch}|} \quad \dagger \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

$r_B$  er altså proportional med  $\beta$  og omvendt proportional med  $I_{Ch}$ . Med de typiske talværdier  $\beta=200$  og  $|I_{Ch}| = 1\text{mA}$  bliver  $r_B$  lig med  $200 \cdot 26/1 = 5200 \Omega$ . Denne impedans ses også fra signalgeneratoren.

Hvis der er tale om sinusformede signaler med  $e_1$  og  $v_2$  som amplitudeværdier, bliver indgangseffekten  $P_1 = e_1^2/2r_B$  og udgangseffekten  $P_2 = v_2^2/2R_2$ . Effektforstærkningen  $A_P = P_2/P_1$  bliver derfor

$$A_P = \frac{r_B}{R_2} \cdot A_V^2 \quad (2.4.6)$$

Med de tidligere angivne og bestemte talværdier bliver  $A_P$  lig med  $(5200/2000) \cdot (76.9)^2 = 15400$  gange.

Den ovenfor betragtede kobling har flere praktiske ulemper og desuden er transistorberegningerne oversimplificerede. Det vil føre for vidt at komme ind på disse mangler her, idet den egentlige forstærkerteknik behandles samlet i næste del af lærebogen. Undersøgelsen her belyser dog de fundamentale træk af transistorens evne til at forstærke i fælles-emitter koblingen.

---

† hvor det sidste understregede udtryk gælder uafhængig af, om der er tale om en PNP eller en NPN transistor.

### 3 Transistorens karakteristikkfelter

#### 3.1 Fælles-emitter koblingens karakteristikker

Transistorens elektriske egenskaber ved lave frekvenser og ved relativt store strøm- og spændingsvariationer (storsignalforhold) karakteriseres ofte ved hjælp af grafiske fremstillinger af sammenhængen imellem strømmene og spændingerne.

Da transistoren i langt de fleste tilfælde anvendes således, at basis-emitter terminalerne fungerer som indgang, medens kollektor-emitter terminalerne fungerer som udgang, dvs. i fælles-emitter kobling, knytter de vigtigste karakteristikkfelter sig til denne kobling.

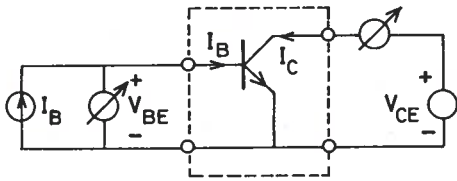


Fig. 3.1.1

dvs. basisstrømmen og kollektor-emitter spændingen er givne størrelser. Den resulterende basis-emitter spænding  $V_{BE}$  måles med et ideelt voltmeter og den resulterende kollektorstrøm  $I_C$  måles med et ideelt amperemeter.

Til en komplet beskrivelse af transistoren hører et udgangskaraktistikfelt, der angiver kollektorstrømmen som funktion af basisstrømmen og kollektor-emitter spændingen:

$$I_C = f(I_B, V_{CE}) \quad (3.1.1)$$

samt et indgangskaraktistikfelt, der angiver basis-emitter spændingen som funktion af de samme størrelser:

$$V_{BE} = g(I_B, V_{CE}) \quad (3.1.2)$$

Fig. 3.1.2 viser et typisk udgangskaraktistikfelt for en NPN transistor under normale driftsforhold ( $I_B > 0$ ,  $V_{CE} > 0$ ).  $I_C$  er her afbildet som funktion af  $V_{CE}$  for en række fastholdte ækvivalente værdier af  $I_B$ .

Fig. 3.1.1 viser, hvorledes man i princippet kan måle fælles-emitter koblingens karakteristikker. Transistoren (her en NPN) er på indgangen tilsluttet en ideel strømgenerator  $I_B$  og på udgangen tilsluttet en ideel spændingsgenerator  $V_{CE}$ ,



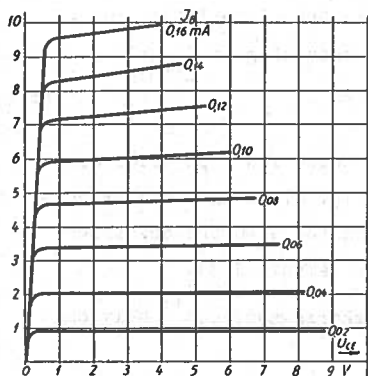


Fig. 3.1.2

Når en positiv strøm  $I_B$  tvinges ind i basis på en NPN transistor forspændes den PN-overgang, hvis N-terminal har det laveste potential, i lederetningen, og der indstiller sig en spænding på nogle få brøkdele af en volt over den. For positive værdier af  $V_{CE}$  på fig. 3.1.1 er det basis-emitter overgangen der bliver gjort ledende af  $I_B$ . Er  $V_{CE}$  ikke alene positiv, men også større end  $V_{BE}$ , bliver basis-kollektor overgangen samtidig forspændt i spærreretningen, og man har da netop de driftsforhold, der betinger den i afsnit 2.3 beskrevne transistorvirkning<sup>†</sup>. I udgangskaraktistikfeltet manifesterer dette sig ved, at karakteristikkene næsten bliver vandrette og ækvidistante, når blot  $V_{CE}$  overstiger nogle få brøkdele af en volt. Når dette gælder, befinder transistoren sig i sit aktive arbejdsområde, hvor  $I_C$  næsten er proportional med  $I_B$  og næsten er uafhængig af  $V_{CE}$ . I dette område er transistoren i besiddelse af en stor strømforstærkning. Forøger man således  $I_B$  fra 0.04 til 0.10 mA, dvs. med 0.06 mA vokser  $I_C$  samtidig fra ca. 2 mA til ca. 6 mA (svagt afhængig af  $V_{CE}$ ), dvs. med 4 mA. For strømforstærkningen  $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$  fås da:  $\beta = 4 / 0.06 = 66.7$  gange.

I afsnit 2.3 fandt transistorvirkningen i det aktive område udtryk i relationen:

$$I_C = \beta I_B + (1 + \beta) I_{CO} \quad (3.1.3)$$

Det første led er proportionalt med  $I_B$  og uafhængigt af  $V_{CE}$  og ville derfor svare til helt vandrette og ækvidistante karakteristikker i udgangskaraktistikfeltet. Den svage positive hældning af de virkelige karakteristikker er en andenordens effekt, der ikke tilgodeses af (3.1.3), og som vil blive forklaret i afsnit 3.3. Det andet led viser, at  $I_C$  ikke bliver eksakt nul, når  $I_B$  er nul. Denne reststrøm kan fortolkes som en lækstrøm,

<sup>†</sup> Med modifikationer svarende til at der i afsnit 2.3 var tale om en PNP transistor.

ler løber ind i kollektoren ( $I_{CO}$  er positiv for NPN tilfældet) og ud af emitteren (da  $I_B$  er nul). Denne strøm kaldes sædvanligvis  $I_{CEO}$ :<sup>†</sup>

$$I_{CEO} = (1+\beta)I_{CO} \quad (3.1.4)$$

Hvis ledningsevnen ved mindre driftstemperaturen er ekstrem høj er dette led - på trods af faktoren  $(1+\beta)$  - så lille, at man med den på fig. 3.1.2 anvendte enhed for  $I_C$  ikke ville kunne skelne karakteristikken for  $I_B=0$  fra abscisseaksen (jfr. diskussionen af  $I_{CO}$  i slutningen af afsnit 2.3).

Når  $I_B=0$  siges transistoren at være i afskæringsområdet<sup>††</sup> selv om der stadig løber den lille strøm  $I_{CEO}$ .

Betragtes området nær ordinataksen på fig. 3.1.2 er der her tale om så små værdier af  $V_{CE}$ , at basis-kollektor overgangen ikke længere er forspændt i spærretningen, dvs. nu er begge PN-overgangene forspændt i ledningen. Kollektoren vil da - samtidig med at den stadig opsamler elektroner, der injiceres fra emitteren - selv begynde at injicere elektroner i basis, og emitteren vil - samtidig med at den stadig injicerer elektroner i basis - selv begynde at opsamle elektroner, der injiceres fra kollektoren. Ved begge PN-overgange sker der således både en injektion af elektroner til basis og en opsamling af elektroner fra basis, og da disse strømbidrag er modsat rettede falder både  $I_C$  og  $(-I_E)$  hastigt ned aftagende  $V_{CE}$  for fastholdt  $I_B$ . Under disse forhold siges transistoren at være i mætningsområdet. I karakteristikfeltet manifesterer mætning sig ved at karakteristikkerne bøjer nedad og nærmer sig til hinanden. Den store hældning af mætningskarakteristikken repræsenterer i elektrisk henseende en mætningsmodstand  $r_{C,sat}$  (saturation) på nogle få ohm. Udover de ovenfor nævnte ledningsmekanismer er de ohmske modstande i transistorens ledning bestemte for størrelsen af  $r_{C,sat}$ .

Betragter man området nær begyndelsespunktet af karakteristikfeltet i stærk forstørrelse, fås det på fig. 3.1.3 viste billede, hvor der også

† Konventionen for denne notation er, at der er tale om en strøm ( $I$ ), der løber fra den først angivne terminal (C) til den næst angivne terminal (E), når den terminal der ikke er angivet (B), er afbrudt (open).

†† I nogle lærebøger siges transistoren først at være i afskæringsområdet, når  $I_C$  er aftaget til  $I_{CO}$  (og ikke til  $I_{CEO} = (1+\beta)I_{CO}$ ). For at opnå dette må man give basis-emitter overgangen en lille forspænding i spærretningen.

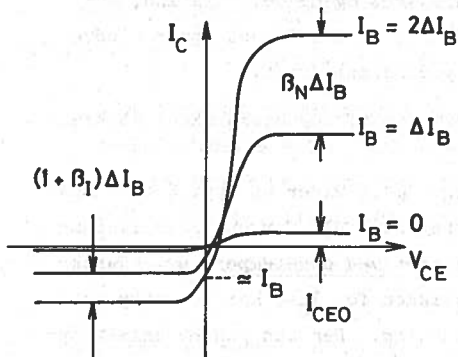


Fig. 3.1.3

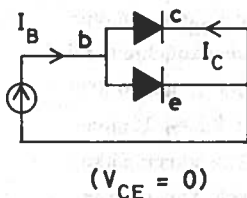


Fig. 3.1.4

er medtaget lidt af forløbet i tredje og fjerde kvadrant. Det ses at karakteristikkene ikke - som man kunne tro fra fig. 3.1.2 - går igennem begyndelsespunktet, når  $I_B \neq 0$ , men at  $V_{CE}$  antager en lille positiv værdi (på nogle få millivolt), når  $I_C = 0$ . Når  $V_{CE}$  er 0 bliver  $I_C$  negativ og numerisk lidt mindre end  $I_B$ . Dette forstås ved betragtning af fig. 3.1.4, der viser, at transistoren kan opfattes som en simpel parallelforbindelse af de to PN-overgange, når  $V_{CE}$  er

nul. Basisstrømmen vil her dele sig imellem to PN-overgange under indflydelse af størrelsesforholdene og doteringsforskellene. Da basis-kollektor overgangen har det største areal og den mindste potentiobarriere, overtager den det meste af basisstrømmen, hvoraf følger at  $I_C \approx -I_B$ .<sup>†</sup>

Lader man  $V_{CE}$  blive negativ, men bibeholder  $I_B$  positiv, bytter PN-overgangene rolle. Basis-kollektor over-

gangen bliver nu forspændt i lederretningen og fungerer som "emitter", medens basis-emitter overgangen bliver forspændt i spærreretningen og fungerer som "kolektor". Dette forklarer, at der også observeres "transistorvirkning" i tredje kvadrant. At faktoren  $\beta$  hvormed  $\Delta I_B$  multipliceres i første kvadrant er erstattet af faktoren  $(1 + \beta_I)$  i tredje kvadrant hidrører fra, at den strøm der måles (jfr. fig. 3.1.1) er kolektorstrømmen i første kvadrant, men bliver til "emitterstrømmen" i tredje kvadrant. Det "aktive område" i tredje kvadrant anvendes ikke i forstærkerteknikken, da den dertil knyttede strømforstærkning  $\beta_I$  (inverteret drift) på grund af transistorgeometrien og doteringsforholdene<sup>††</sup> er langt mindre end strømforstærkningen

<sup>†</sup> Betragtningen er noget oversimplificeret, idet doteringsforholdene også spiller en rolle for strømudelingen.

<sup>††</sup> Forskellen mellem den normale og den inverterede strømforstærkning belyses i afsnit A4 appendix A.

$\beta_N$ : (normal drift) knyttet til første kvadrant. I digitalteknikken, hvor transistorerne kun skal skifte imellem afskåret og mættet tilstand, anvender man i visse tilfælde inverteret drift, da man derved opnår mindre nætningsspændingsfald, end man ville få ved normal drift.

Dette afrunder den indledende beskrivelse af udgangskaraktistikkerne.

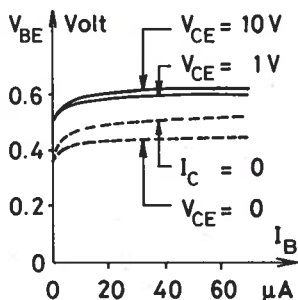


Fig. 3.1.5

Fig. 3.1.5 viser et typisk indgangskaraktistikfelt for en NPN siliciumtransistor ved stuetemperatur. Karakteristikken for  $I_C=0$  har den simpleste fortolkning. Den kan ganske enkelt opfattes som diodekarakteristikken for basis-emitter overgangen, når basis-kollektor overgangen er afbrudt.

Karakteristikken for  $V_{CE}=0$  kan opfattes som den effektive diodekarakteristik, der fremkommer, når de to PN-overgange parallelkobles (jfr. fig. 3.1.4). At kurven for  $V_{CE}=0$  ligger under kurven for  $I_C=0$  følger af, at spændingen for fastholdt strøm ikke behøver at være så stor for de parallelkoblede overgange som for basis-emitter overgangen alene.

Kurverne for  $I_C=0$  og  $V_{CE}=0$  svarer begge til, at transistoren er i mættet tilstand. Forøges  $V_{CE}$ , dvs. bringes transistoren gradvis ud af mætning, rykker karakteristikkerne først hurtigt og derpå langsommere og langsommere opad. Kurverne for  $V_{CE}=1$  Volt og  $V_{CE}=10$  Volt er repræsentative for det snævre bånd af kurver, der opnås, når transistoren er i det aktive område. Den svage afhængighed af  $V_{CE}$ , der observeres i det aktive område, dvs. det forhold, at der er tale om et snævert bånd af kurver og ikke en enkelt kurve, er en andenordenseffekt, der vil blive forklaret i afsnit 3.3. Den store forskydning opad, når transistoren går fra mættet til aktiv tilstand hænger derimod sammen med, at emitteren for fastholdt basisstrøm nu skal levere en langt større strøm end før, nemlig  $(1+\beta)I_B$  (hvoraf beløbet  $\beta I_B$  opsamles af kollektoren). Denne større emitterstrøm kræver en større værdi af basis-emitter spændingen.

Indgangskaraktistikker svarende til det mættede område kan være af betydning i digitalteknikken. I forstærkerteknikken interesserer man sig derimod kun for indgangskaraktistikker svarende til det aktive område. For de sidstnævnte gælder ved stuetemperatur, at strømmen stiger meget hurtigt med spændingen i omegnen af  $V_{BE}=0.6$  Volt, når der er tale om siliciumtransistorer, og i omegnen af  $V_{BE}=0.25$  Volt, når der er tale om germaniumtransistorer. Ved dimensionering af dc-forspændingskredsløb for forstærkere benytter man ligefrem den tilnærmelse at erstatte indgangskaraktistikkerne med en fælles ideel knækkarakteristik som vist på fig.

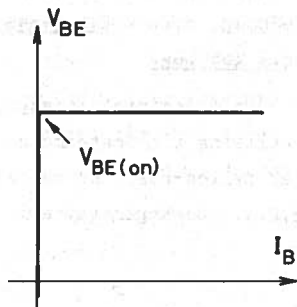


Fig. 3.1.6

3.1.6, hvor knækspændingen  $V_{BE(on)}$  sættes til 0.6 Volt for siliciumtransistorer og til 0.25 Volt for germaniumtransistorer ved stuetemperatur.

Betragter man området nær begyndelsespunktet i indgangskaraktistikfeltet i stærk forstørrelse, fås det på fig. 3.1.7 viste billede.

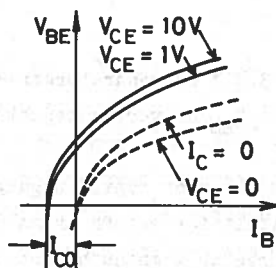


Fig. 3.1.7

Kurverne for  $V_{CE}=0$  og  $I_C=0$  er - som forklaret ovenfor - ægte diodekurver og passerer som sådan igennem begyndelsespunktet. Kurverne for  $V_{CE}=1$  Volt og  $V_{CE}=10$  Volt har derimod ikke helt form som diodekurver, idet der kræves en vis positiv værdi af  $V_{BE}$  for at  $I_B$  skal blive nul. Dette skyldes lækstrømmen  $I_{CO}$ , der cirkulerer i basis-kollektor masken så snart basis-kollektor overgangen er forspændt i spærretilstanden (jfr. fig. 2.3.1).

En anden faktor, der ligeledes bevirker, at indgangskaraktistikkerne afviger noget fra den ideelle diodekurveform, er, at  $\beta$  ikke er helt konstant, men afhænger noget af strømmen. Denne afhængighed vil blive omtalt i afsnit 3.6.

### 3.2 Fælles-basis koblingens karakteristikker

De ovenfor beskrevne karakteristikkfelter for fælles-emitter koblingen udgør langt det vigtigste værktøj ved grafisk dimensionering af storsig-nalforstærkertrin, og findes som regel angivet i transistorens datablade. Som eksempel på andre grafiske beskrivelser betragtes i det følgende et sæt karakteristikker, der egner sig bedre i tilfælde, hvor transistoren anvendes således, at emitter-basis terminalerne fungerer som indgang,

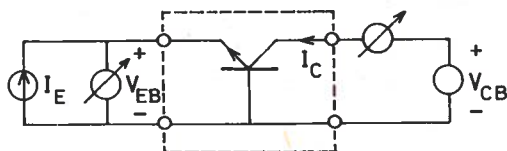


Fig. 3.2.1

stikkerne for en NPN transistor er vist på fig. 3.2.1. Udgangskarakti-  
stikkerne er definerede ved:

$$I_C = f(I_E, V_{CB}) \quad (3.2.1)$$

idet  $I_E$  anvendes som parameter, og indgangskaraktistikkerne er define-  
rede ved:

$$V_{EB} = g(I_E, V_{CB}) \quad (3.2.2)$$

idet  $V_{CB}$  anvendes som parameter.

Ved normal drift af NPN transistoren på fig. 3.2.1 er generatorstrøm-  
men  $I_E$  negativ og generatorspændingen  $V_{CB}$  positiv.  $V_{EB}$  bliver da negativ  
og  $I_C$  positiv.

Fig. 3.2.2 viser et typisk udgangs-  
karakteristikkfelt for en NPN transistor.  
Det ses at kurverne i endnu højere grad,  
end tilfældet er for fælles-emitter til-  
fældet (jfr. fig. 3.1.2), nærmer sig til  
at være vandrette og ækvidistante i før-  
ste kvadrant, men at der nu er tale om  
en strømforstærkning:  $\alpha = \Delta I_C / (-\Delta I_E)$ , som  
er meget nær 1, og ikke en stor strømfor-  
stærkning:  $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B$  som på fig. 3.1.2.

I afsnit 2.3 fandt transistorvirk-  
ningen i det aktive område udtryk i rela-  
tionen:

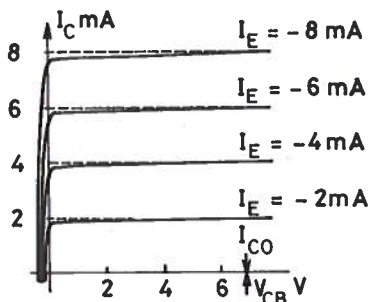


Fig. 3.2.2

$$I_C = -\alpha I_E + I_{CO} \quad (3.2.3)$$

Denne ligning forklarer udseendet af karakteristikkene i første kvadrant med undtagelse af den meget svage positive hældning. Det sidstnævnte skyldes en andenordenseffekt, der vil blive redegjort for i næste afsnit.

Da transistoren går i mætning for negative værdier af  $V_{CB}$  omfatter det aktive område her hele første kvadrant, medens mætningsforløbet udspiller sig i anden og tredje kvadrant. En simpel fortolkning af mætningsforløbet opnås igennem en letfattelig generalisering af (3.2.3), som udvider gyldighedsområdet til både positive og negative værdier af  $V_{CB}$ :

$$I_C = -\alpha I_E - I_{CO}(\exp(-V_{CB}/V_t) - 1) \quad (3.2.4)$$

Denne ligning, hvis udledning i øvrigt findes i appendix A, udsiger, at kollektorstrømmen kan opfattes som en superposition af strømmen hidrørende fra de elektroner, der injiceres af emitteren og opsamles af kollektoren (første led), og den diodestrøm der løber i basis-kollektor overgangen, når  $I_E$  er nul (andet led). I første kvadrant bliver eksponentialleddet forsvindende lille, hvorved (3.2.4) går over i (3.2.3). I anden og tredje kvadrant bliver eksponentialleddet dominerende, og nu får de to strømbidrag modsat fortegn, da generatorstrømmen  $I_E$  pr definition er negativ og  $I_{CO}$  er positiv for en NPN transistor. Udgangskarakteristikfeltet kan derfor (på nær den svage hældning i første kvadrant) opfattes som et sæt diodekurver, der vender på hovedet, og som er indbyrdes parallelforskuet i lodret retning.

Fig. 3.2.3 viser et typisk indgangskarakteristikfelt for en NPN silicium transistor ved stuetemperatur.

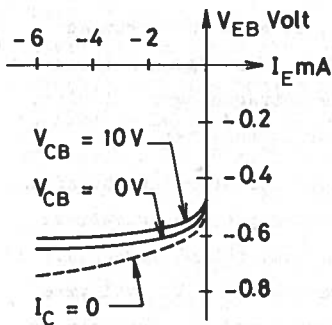


Fig. 3.2.3

Kurven for  $I_C=0$  er atter diodekarakteristikken for basis-emitter overgangen, når kollektoren er afbrudt. Kurverne for  $V_{CB}=0$  Volt og  $V_{CB}=10$  Volt er repræsentative for det snævre bånd af indgangskurver, der opnås i det aktive område. Den svage afhængighed af  $V_{CB}$  har også her sin forklaring i den andenordenseffekt, der skal omtales i næste afsnit. Forskydningen af kurverne for voksende spændingsparameter har

er retning ind imod abscisseaksen, medens den i fælles-emitter tilfældet er retning bort fra abscisseaksen (jfr. fig. 3.1.5). Også dette følger af redegørelsen i næste afsnit.

Den hidtil givne kvalitative redegørelse for transistorens fælles-emitter og fælles-basis karakteristikker kan - på nær de omtalte andenordenseffekter - verificeres analytisk ved hjælp af en kvantitativ storignalsmodel, den såkaldte Ebers-Moll model, for transistoren. Udviklingen af denne model er beskrevet i appendix A og dens anvendelse til bestemmelse af karakteristikkfelter er beskrevet i appendix B.

I de følgende afsnit omtales forskellige andenordenseffekter, temperaturafhængigheder og gennembrudseffekter, der har indflydelse på detaljer i karakteristikkfelterne.

### .3 Basisbredde-modulation

Som det vil erindres fra første del af lærebogen, hvor der gøres rede for PN-overgangens teori, findes der i en snæver omegn af selve den metallurgiske PN-overgang et område, der er relativt fattigt på mobile adningsbærere, og som derfor besidder en rumladning af "blottede" immobile ioner. Rumladningen er positiv på N-siden og negativ på P-siden, og de to ladninger er numerisk lige store. I rumladningszonen hersker derfor et stærkt elektrisk felt rettet fra N-siden imod P-siden, og varende hertil vokser potentialet monotont igennem rumladningszonen fra -området til N-området (feltet er lig med gradienten af potentialet med modsat fortegn). Udenfor rumladningszonen hersker der ladningsbalance, således at feltet dér er nul og potentialet konstant.

I appendix C i del I påvises det ligeledes, at bredden af rumladningsområdet vokser med den spænding, der påtrykkes PN-overgangen i spærretningen. Dette forhold får, som de følgende betragtninger vil vise, indflydelse på detaljerne i transistorens karakteristikkfelter.

Betragter man en PNP transistor, der arbejder som storsignals-spændingsforstærker i det normale arbejdsområde, vil  $V_{EB}$  være positiv og variere i størrelsesordenen 10 mV omkring hvileværdien: (ca. 600 mV for en siliciumtransistor og ca. 250 mV for en germaniumtransistor).  $V_{CB}$  vil være negativ og vil variere adskillige volt omkring hvileværdien, der selv er



på adskillige volt.  $V_{EB}$  er derfor lille og relativt konstant, medens  $|V_{CB}|$  er stor og kraftigt varierende. Dette reflekteres også i bredden af rumladningszonerne, som det fremgår af fig. 3.3.1, hvor  $|V_{CB}|$  antages at være større i tilfælde b end i tilfælde a. (At rumladningszonernes udstrækning i basisområdet er væsentlig større end i emitter- og kollektorområderne skyldes, at basisområdet er meget svagere doteret end emitter- og kollektorområderne). Figuren viser også potentialfordelingen i de to tilfælde.

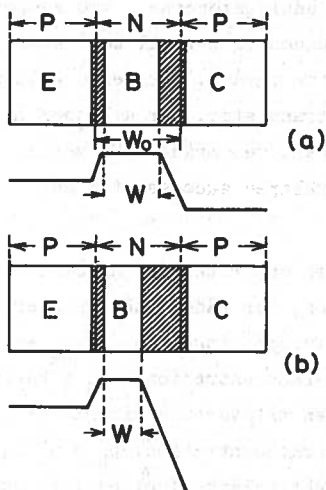


Fig. 3.3.1

Det figuren skal illustrere er, at bredden  $W$  af den neutrale del af basisområdet aftager, når  $|V_{CB}|$  vokser. Dette fænomen kaldes basisbredde-modulation eller Early effekten.

Når den elektriske basisbredde  $W$  aftager, har de minoritetsladningsbærere, emitteren injicerer, kortere vej at tilbagelægge over basis til kollektoren, og

er derfor mindre udsat for at forsvinde ved rekombination. Resultatet er, at strømforstærkningen  $\alpha = (-\Delta I_C / \Delta I_E)$ , der er lidt mindre end 1, nærmer sig yderligere til 1, dvs. at  $\alpha$  vokser svagt med  $|V_{CB}|$ . Dette forhold er forklaringen på den svage positive hældning fælles-basis koblingens udgangskaraktistikker besidder (jfr. fig. 3.2.2).

Hvis  $\alpha$  ændrer sig fra 0.98 til 0.99 ændrer  $\beta = \Delta I_C / \Delta I_B = \alpha / (1 - \alpha)$  sig fra 49 til 99.  $\beta$  vokser derfor væsentlig stærkere end  $\alpha$  med  $|V_{CB}|$ , eller - da  $\Delta V_{EB}$  er lille - med  $|V_{CE}|$ . Dette er forklaringen på den mere markante positive hældning fælles-emitter koblingens udgangskaraktistikker besidder (jfr. fig. 3.1.2).

Basisbredde-modulationen er også ansvarlig for indgangskaraktistikernes afhængighed af kollektorspændingen. For dels at forstå dette, og dels at forklare en række andre forhold, er det imidlertid nødvendigt at se nærmere på ladningsbærerkoncentrationerne i basisområdet.

#### 4 Ladningsbærerkoncentrationerne i basisområdet

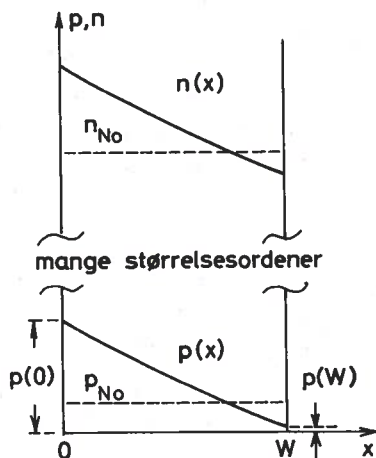


Fig. 3.4.1

Fig. 3.4.1 viser hulkoncentrationen  $p(x)$  og elektronkoncentrationen  $n(x)$  i den del af basisområdet, der ligger imellem rumladningszonerne.  $x=0$  svarer til emitterenden og  $x=W$  til kollektorenden af dette område. Kurverne gælder for en PNP transistor, der arbejder i det normale aktive område. Kurvernes udseende forklares successivt i det følgende:

$n_{No}$  er den majoritetladningsbærerkoncentration, der råder, når PN overgangene har forspændingen nul.  $n_{No}$  er lig med donorkoncentrationen  $N_d$  i basis, og  $p_{No}$  er den tilsvarende minoritetladningsbærerkoncentration:  $p_{No} = n_i^2/N_d$ . Der er perfekt balance imellem frie og faste ladninger i basis, når forspændingerne er nul.

Når der påtrykkes forspændinger forskellige fra nul, er den primære virkning, at minoritetladningsbærerkoncentrationerne på randen af rumladningszonerne ændrer sig. I henhold til appendix B, del I må der for disse randkoncentrationer gælde:

$$p(0) = p_{No} \exp(V_{EB}/V_t) \quad (3.4.1)$$

$$p(W) = p_{No} \exp(V_{CB}/V_t) \quad (3.4.2)$$

Da  $V_{EB}$  er positiv og  $V_{CB}$  er negativ, og begge er numerisk mange gange større end  $V_t$ , er  $p(0) \gg p_{No}$  og  $p(W) \ll p_{No}$ , dvs.  $p(0) \gg p(W)$ . Hermed er der gjort rede for de to yderpunkter af  $p(x)$ -kurven.

Antages det, at der med god tilnærmelse stadig er ladningsbalance i basis, dvs. at basis med tilnærmelse er feltfri, kan hulstrømmen igennem dette område i det væsentlige betragtes som en ren diffusionsstrøm og kan følgelig skrives:

$$I_p(x) = -qAD_p \cdot \frac{dp}{dx} \quad (3.4.3)$$

På grund af rekombinationen aftager  $I_p(x)$ , når  $x$  vokser, men ved god transistorvirkning er dette tab kun af størrelsesordenen 1%. Heraf følger, at  $dp/dx$  næsten er konstant og dermed, at  $p(x)$  næsten er lineær som vist på fig. 3.4.1.

(Forløbet af  $p(x)$  kunne være bestemt mere præcist ved direkte løsning af kontinuitetsligningen for basisområdet med anvendelse af randbetingelserne (3.4.1) og (3.4.2). I appendix B, del I fandt man ved løsning af denne ligning for en PN-diode, at overskudsminoritetskoncentrationen aftager eksponentielt med afstanden fra rumladningszonen. Dette gælder, når det betragtede område er af halvuelig udstrækning. For basisområdet i en transistor forløber regningerne lidt anderledes, fordi basisbredden er meget lille i forhold til diffusionslængden. Det er netop dette forhold, der fører til en næsten lineær løsning, og som betinger god transistorvirkning).

Dette afrunder diskussionen af  $p(x)$ . Kurven for  $n(x)$  har følgende forklaring:

Når basisområdet modtager huller fra emitteren modtager det samtidig elektroner fra basisterminalen. Elektronerne går dels til løbende dækning af elektrontabet hidrørende fra rekombination og fra baglæns injektion til emitteren, og dels til opbygning af en negativ rumladning, der søger at ophæve den positive rumladning fra de indtrængende huller. Perfekt lokal balance ville kræve at  $dn/dx = dp/dx$ , dvs. at  $n(x)$  - på nær den lodrette forskydning - er identisk med  $p(x)$ . Denne tilstand opnås imidlertid kun med tilnærmelse, som den følgende betragtning vil vise:

Den negative værdi af  $dn/dx$  må betyde, at der sker en diffusion af elektroner imod højre. Da kollektoren imidlertid på grund af potentialforholdene kun kan modtage huller, må der eksistere en mekanisme til, der sender elektroner den anden vej, således at den resulterende elektronstrøm i basis er nul. Denne mekanisme er et svagt elektrisk felt, der fremkommer ved, at elektronerne i virkeligheden fordeler sig lidt anderledes end hullerne, dvs. således at  $dn/dx$  afviger lidt fra  $dp/dx$ . Den kompenserende driftstrøm af elektroner er langt større end den driftstrøm af huller feltet også må give anledning til, da driftstrømme jo er proportionale med

absolutte koncentrationer. Diffusionsstrømmene er derimod af samme størrelsesorden, da disse er proportionale med koncentrationsgradienterne.† Heraf følger, at hulstrømmens diffusionsbidrag er langt større end dens driftsbidrag, hvilket berettiger den antagelse, der blev lagt til grund for omtalen af  $p(x)$ .

Det er nu en simpel sag at forklare basisbredde-modulationens indvirkning på indgangskaraktistikkerne. I fælles-basis tilfældet tænker man sig, at  $|V_{CB}|$  ændres fra  $|V_{CB1}|$  til en større værdi  $|V_{CB2}|$ , medens emitterstrømmen holdes konstant. Basisregionens bredde  $W$  bliver da mindre, derimod  $dp/dx$  forbliver konstant. Af fig. 3.4.2 følger da, at  $p(0)$  bliver mindre, men ifølge ligning (3.4.1)

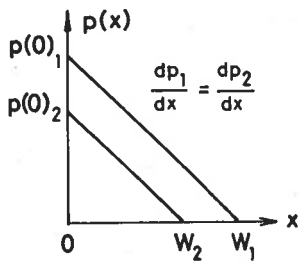


Fig. 3.4.2

betyder dette, at  $V_{EB}$  også bliver mindre. Altså: voksende  $|V_{CB}|$  medfører for konstant  $I_E$ , at  $V_{EB}$  aftager. Det er netop dette forhold fig. 3.2.3 viser (med den modifikation, at der dér er tale om en NPN-transistor.)

I fælles-emitter tilfældet tænker man sig, at  $|V_{CE}|$  ændres fra  $|V_{CE1}|$  til den større værdi  $|V_{CE2}|$ , medens  $|I_B|$  holdes konstant. Med  $|V_{CE}|$  stiger også  $|V_{CB}|$  og dermed bliver  $W$  mindre. Antages det for simpelhedens skyld, at hele basisstrømmen går til rekombination (i virkeligheden går en lille brøkdel af den til elektroninjektion fra basis til emitter), må konstant basisstrøm være ensbetydende med konstant hulmængde i basis, dvs. med konstant areal under  $p(x)$ -kurven. Af fig. 3.4.3 følger da, at  $p(0)$  vokser, men ifølge ligning (3.4.1) betyder dette, at  $V_{EB}$  og dermed  $|V_{BE}|$  vokser. Altså: Voksende  $|V_{CE}|$  medfører for konstant  $|I_B|$ , at  $|V_{BE}|$  vokser, jfr. fig. 3.1.5, der dog gælder for NPN-tilfældet.

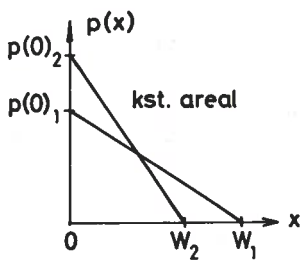


Fig. 3.4.3

Diffusionsstrømmene er dog ikke - som gradienterne - næsten lige store, da  $D_p \neq D_n$ .

### 3.5 Gennembrudseffekter ved høje kollektorspændinger

Ved tilstrækkelig stor spærrespænding over kollektor-basis overgangen optræder der et gennembrud, hvorved transistoren ophører med at fungere normalt. Gennembruddet kan enten tilskrives nå-igennem effekten (reach-through eller punch-through effect) eller lavinemultiplikationseffekten (avalanche-multiplication effect). I det følgende forklares disse for en PNP-transistor.

Nå-igennem effekten vedrører det forhold, at kollektor-basis overgangens rumladningslag på grund af basisbredde-modulationen udvider sig så meget, at hele den neutrale basisregion forsvinder. Hermed forsvinder også basispotentialplateauet, som antyd på fig. 3.5.1, hvilket virker som om kollektoren bliver kortsluttet til emitteren.

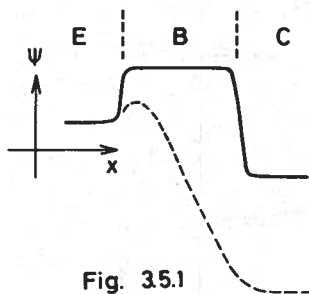


Fig. 3.5.1

Lavinemultiplikation vedrører det forhold, at hullerne på vej ned ad basis-kollektor potentialbakken får så stor energi, at de er i stand til at frigøre elektron-

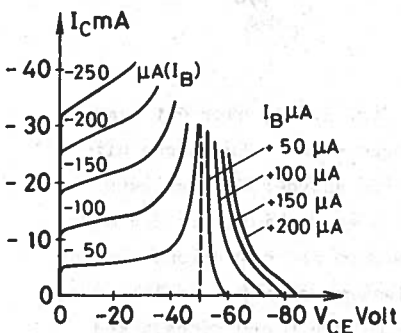


Fig. 3.5.2

Fig. 3.5.2 viser lavinegennembruddets indflydelse på udgangskaraktistikkerne for en PNP transistor i fælles-emitter kobling. Den værdi af  $V_{CE}$  for hvilke  $I_C$  går imod uendelig kaldes i databladene  $BV_{CEO}^{\dagger}$ .

†

Notationen står for: Break-down voltage between collector and emitter for open base.

Fælles-basiskoblingens udgangskaraktistikker udviser et lignende forløb, men den kritiske spænding:  $BV_{CBO}$  er her større, da den svarer til,  $\alpha$  går imod uendelig.

6. Strømførstærkningens strømfafhængighed

Som nævnt i afsnit 3.3 vokser strømførstærkningerne  $\alpha$  og  $\beta$  med spærreændingen over kollektor-basis overgangen på grund af basisbredde-modulationen.  $\alpha$  og  $\beta$  afhænger imidlertid også af kollektorstrømmens størrelse.

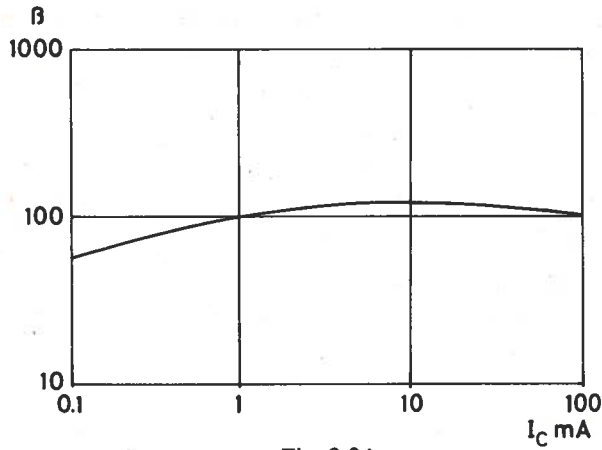


Fig. 3.6.1

Et typisk forløb af  $\beta$  med  $I_C$  er vist på fig. 3.6.1, hvor det bemærkes, at der er anvendt logaritmisk skala på begge akser. En mængde ulige mekanismer spiller ind her. I det følgende antydes de vigtigste. En årsag til, at  $\beta$  aftager, når  $I_C$  går imod nul, er det i afsnit 3.4 omtalte svage restfelt i basis. Dette felt er sammen med diffusionstilbøjeligheden med til at hjælpe minoritetsladningsbærerne over til kollektoren, og da feltet, som det følger af redegørelsen, må være proportionalt med strømmen, følger, at  $\alpha$  og  $\beta$  må aftage, når strømmen går imod nul. Virkningen er dog relativ svag, da driftsbidraget til strømmen under alle omstændigheder er lille i forhold til diffusionsbidraget.

En anden årsag til at  $\alpha$  og  $\beta$  aftager, når strømmen falder, er den rekombination, der finder sted i emitter-basis overgangens rumladningszone. Denne rekombination er yderst ringe, da ladningsbærerne opholder sig meget kort tid i zonen, og den har derfor hidtil været negligeret.

Ikke desto mindre er den med til at degradere emittervirkningsgraden<sup>†</sup>, der er forholdet imellem den strøm af minoritetsladningsbærere, emitteren afgiver til basis, og den totalstrøm, emitteren modtager igennem sin ydre terminal. Da rumladningslagetets bredde og med den rekombinationens relative indflydelse vokser, når forspændingen i lederetningen reduceres, følger, at emittervirkningsgraden - og med den strømforstærkningerne - må aftage, når strømmen falder.

Endelig vil tilstedeværelsen af overfladekrybe strømme ligeledes bewirke, at  $\alpha$  og  $\beta$  aftager, når strømmen falder.

Som det fremgår af figuren, passerer  $\beta$  et fladt maximum, når strømmen vokser. Årsagen til, at  $\beta$  atter aftager ved store strømme, er, at der nu er tale om så stor injektion, at  $p(0)$  på figur 3.4.1 i størrelsesorden nærmer sig til  $n_{No}$ .  $n(0)$  bliver da mærkbart større end  $n_{No}$ , men dette må betyde, at den unyttige elektroninjektion fra basis til emitter spiller en større relativ rolle. Dermed aftager emittervirkningsgraden og strømforstærkningerne. Den her beskrevne mekanisme kaldes højniveauinjektion.

### 3.7 Transistorkarakteristikkernes temperaturafhængighed

En væsentlig faktor, der må tages hensyn til ved dimensioneringen af transistor kredsløb, er temperaturafhængigheden af karakteristikkernes. De væsentligste mekanismer er:

- a) Minoritetsladningsbærerne får højere kinetisk energi, når temperaturen stiger. Herved unddrager de sig lettere rekombination, hvilket medfører, at  $\alpha$  og navnlig  $\beta$  stiger.
- b) Alle diodemætningsstrømme stiger kraftigt med temperaturen. Som tommelfingerregel kan der regnes med en fordobling for hver ca.  $10^\circ$  temperaturstigning.
- c)  $\exp(V/V_t)$  falder, da  $V_t$  er proportional med den absolutte temperatur.

Til illustration af a) viser fig. 3.7.1 fælles-emitter udgangskarakteristikkerne for Fairchild's NPN silicium transistor 2N1613 ved tre forskellige temperaturer. (Bemærk, at basisstrømspringene er dobbelt så store for  $T = -55^\circ\text{C}$  som for  $T = 25^\circ\text{C}$  og  $100^\circ\text{C}$ ).

---

†

jvf. appendix A.

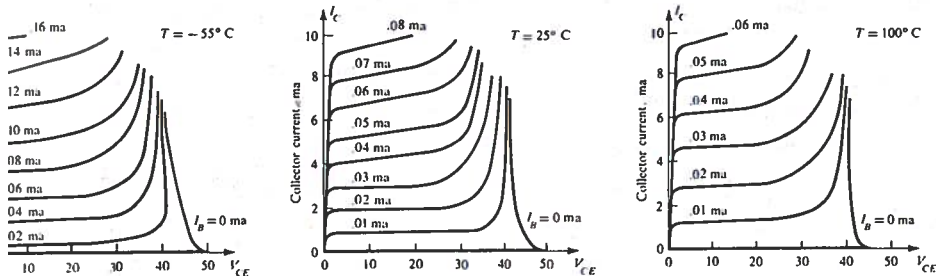


Fig. 3.7.1

Oftentimes give the data sheets simultaneous dependence of temperature and collector current (the last mentioned dependence was mentioned in the previous section). Fig. 3.7.2 shows an example of such a curve set (Fairchild 2N708).

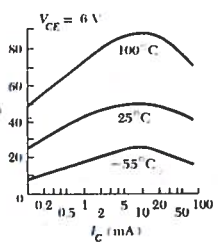


Fig. 3.7.2

For common-emitter circuit characteristics are more complicated, since all three mechanisms here are effective, but do not affect the characteristics

in the same direction. There is also a clear tendency, when one sticks to measured data:

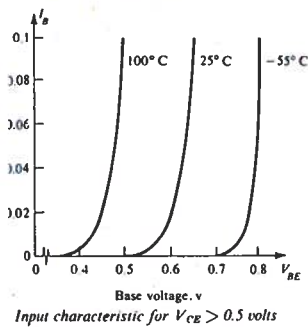


Fig. 3.7.3

Fig. 3.7.3 shows the input characteristics for 2N1613. (Note, that  $V_{BE}$  axis is omitted between 0 and 0.4 Volt). From the figure it can be seen, that the temperature dependence for  $V_{BE}$  with  $I_B$  held constant is:

$$\frac{dV_{BE}}{dT} \approx -2\text{mV}/^{\circ}\text{C} \tag{3.7.1}$$

This shows that it is a well-known thumb rule for all transistors. (For PNP-transistors  $V_{BE}$  is replaced by  $|V_{BE}|$ ).

Herewith concludes the treatment of the bipolar transistor characteristics.



## 4 Småsignalmodeller for den bipolære transistor

### 4.1 Generelle bemærkninger om storsignal- og småsignaldrift

Strømme og spændinger i lineære elektroniske forstærkerkredsløb kan opfattes som en superposition af en konstant hvilestrøm og en tidsvarierende signalstrøm. For en bipolær transistor kan dette f.eks. udtrykkes ved:

$$I_B = I_{Bh} + i_b$$

$$I_C = I_{Ch} + i_c \quad (4.1.1)$$

$$V_{CE} = V_{CEh} + v_{ce}$$

Disse relationer illustrerer den notation, der vil blive benyttet i det følgende. Størrelsen på venstre side er den totale øjebliksværdi, den første størrelse på højre side er hvileværdien og den sidste størrelse er signalværdien. I afsnit 4.5 og 4.8 anvendes store bogstaver med lille påskrift, f.eks.  $I_c$ ,  $V_{ce}$ , til at indikere signalstørrelserne i  $j\omega$ -notation svarende til stationær vekselstrømsdrift.

Ved lineær drift må transistoren til enhver tid befinde sig inden for det normale aktive område, og signalstørrelserne må derfor være numerisk mindre end hvilestrømstørrelserne. Hvis signalamplituderne nærmer sig hvileværdierne i størrelse, taler man om storsignaldrift. Er de meget mindre end hvileværdierne, f.eks. mindst 10 gange mindre, taler man om småsignaldrift. Ved dimensionering og analyse af storsignalkredsløb (f.eks. audio-udgangsforstærkere) kan man betjene sig af en grafisk teknik baseret på karakteristikkurterne eller - hvad der er knap så almindeligt - af en analytisk teknik baseret på den i appendix A beskrevne Ebers-Moll storsignalmodel, der beskriver de ulineære forbindelser imellem de totale øjebliksværdier. Drejer det sig derimod om småsignalkredsløb (f.eks. indgangsforstærkere), beskrives transistoren altid ved hjælp af en lineariseret kredsløbsmodel: småsignalmodellen, der alene vedrører sammenhængen imellem de små signalstrømme og -spændinger i omegnen af et forud valgt hvilepunkt.

Formålet med dette kapitel er at udvikle egnede småsignalmodeller for bipolære transistorer. Anvendelsen af modellerne i selve forstærkerteknikken er derimod henlagt til del IV.

Der bliver gjort rede for to småsignalmodeller for fælles-emitter koblingen:

- Hybrid- $\pi$  modellen, der redegør for både resistive og reaktive effekter, og som derfor er velegnet til både lave og høje frekvenser. Denne model udmærker sig desuden ved at kredsløbsselementerne er frekvensuafhængige, har simple fysiske forklaringer og simple afhængigheder af hvilepunkt og temperatur.
- H-parameter modellen, der kun redegør for resistive effekter, og derfor er uegnet ved høje frekvenser. Denne model, der er særlig simpel at udlede fra karakteristikfelterne, var tidligere den mest populære småsignalmodel for transistorer og er stadig den, der er mest tilgængelig i databladene.

Endelig omtales forbindelsen imellem de to modeller.

#### 4.2 Ladningskontrolrelationerne for en transistor i det aktive område

Det, der er den egentlige årsag til, at transistorvirkningen aftager ved høje frekvenser, er, at det tager en endelig tid for minoritetsladningsbærerne at passere basisområdet. En realistisk beskrivelse af højfrekvensegenskaberne må derfor tage sit udgangspunkt i den injicerede øjebliksladning samt rekombinations- og transitforholdene i basis.

I det følgende knytter fremstillingen sig til en PNP-transistor, om hvilken det foreløbig antages, at de ohmske modstande i de tre områder kan negligeres, og at hulladningen i rumladningszonerne er uvæsentlig i forhold til hulladningen i det neutrale basisområde.

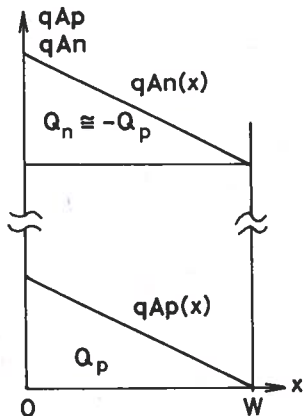


Fig. 4.2.1

Fig. 4.2.1 viser ladningsbærerkoncentrationerne i basis normerede således, at arealet af den nederste trekant repræsenterer den injicerede hulladning:

$$Q_p \approx \frac{1}{2} q A W p(0) \quad (4.2.1)$$

medens arealet af den øverste trekant repræsenterer den dermed balancerende elektronladning  $Q_n \approx -Q_p$ . (Fig. 4.2.1 negligerer den lille ladning svarende til  $p_{No}$ , jvf. fig. 3.4.1).

$Q_p$  består af huller, der er på vej igennem basis fra venstre, hvor emitteren befinder sig, imod højre, hvor kollektoren befinder sig. Antages det, at det i middel varer  $\tau_t$  sekunder at udskifte hele ladningen, kan  $I_C$  skrives:

$$I_C = - \frac{Q_p}{\tau_t} \quad (4.2.2)$$

$\tau_t$  kaldes transittiden og er af størrelsesordenen  $10^{-9} - 10^{-10}$  sekunder for højfrekvenstransistorer.

Ifølge afsnit 3.4 kan  $I_C$  alternativt udtrykkes som en diffusionsstrøm:

$$I_C = qAD_p \cdot \frac{dp}{dx} \approx - qAD_p \cdot \frac{p(0)}{W} \quad (4.2.3)$$

Ved anvendelse af (4.2.1) i (4.2.3) og sammenligning af resultatet med (4.2.2) fremkommer følgende relation imellem  $\tau_t$  og basisbredden:

$$\tau_t = \frac{W^2}{2D_p} \quad (4.2.4)$$

At  $\tau_t$  er proportional med  $W^2$  og ikke blot med  $W$  skyldes, at  $|dp/dx|$  og dermed diffusionshastigheden selv er omvendt proportional med  $W$ .

Dernæst betragtes basisstrømmen. Denne opstår ved, at der fra basisterminalen afgives elektroner til basisområdet til:

- a) løbende dækning af elektrontabet hidrørende fra rekombination i basis samt injektion fra basis til emitter.
- b) vedligeholdelse af den kompenserende elektronladning  $Q_n \approx -Q_p$ .

Det første strømbidrag repræsenterer et egentligt forbrug, og da rekombinationen er den dominerende tabsmekanisme, vil bidraget være proportionalt med arealet af den øvre trekant, d.v.s. med  $|Q_n|$ . Hvis hele ladningen  $Q_n$  på grund af rekombinationen i middel udskiftes på  $\tau_r$  sekunder, kan det første strømbidrag skrives som  $Q_n/\tau_r \approx -Q_p/\tau_r$ .  $\tau_r$  kaldes middelrekombinationstiden for minoritetsladningsbærere i basis. Det andet strømbidrag opstår kun, når  $Q_n$  ændrer sig. I elektrisk henseende virker det som en kapacitiv forskydningsstrøm og kan skrives som  $dQ_n/dt \approx -dQ_p/dt$ .

For den samlede basisstrøm gælder da:

$$I_B = - \frac{Q_p}{\tau_r} - \frac{dQ_p}{dt} \quad (4.2.5)$$

For langsomme variationer, hvor man kan se bort fra det sidste led, gælder den velkendte relation  $I_B = I_C/\beta$ , der med benyttelse af (4.2.2) også kan skrives  $I_B = -Q_p/\beta\tau_t$ . Af dette udtryk og det første led i (4.2.5) fås følgende interessante fortolkning af  $\beta$ :

$$\beta = \frac{\tau_r}{\tau_t} \quad (4.2.6)$$

En stor værdi af  $\beta$  kræver således en stor værdi af  $\tau_r$ , d.v.s. en svag dotering i basis, og en lille værdi af  $\tau_t$ , d.v.s. en tynd basisregion (jvf. 4.2.4).

Hovedrelationerne i dette afsnit er (4.2.2) og (4.2.5), der kaldes transistorens ladningskontrolrelationer i det aktive arbejdsområde, idet basisladningen  $Q_p$  ses at kontrollere både  $I_C$  og  $I_B$ . Disse ligninger, der i sig selv er storsignalrelationer, men ikke desto mindre udmærker sig ved at være lineære, danner grundlaget for udviklingen af hybrid- $\pi$  småsignalmodellen.

#### 4.3 Strømændringerne svarende til en lille ændring af $V_{EB}$

Forøger man  $V_{EB}$  fra hvileværdien  $V_{EBh}$  til  $(V_{EBh} + v_{eb})$ , medens  $V_{CB}$  fastholdes på værdien  $V_{CBh}$ , stiger randkoncentrationen  $p(0)$ , hvorimod basisbredden forbliver konstant lig med  $W_h$ . Basisladningen  $Q_p$  får da en tilvækst  $\Delta Q_p$  som vist på fig. 4.3.1. Hertil må ifølge (4.2.2) og (4.2.5)

svare strømtilvæksterne:

$$i_c = - \frac{\Delta Q_p}{\tau_{th}} \quad (4.3.1)$$

$$i_b = - \frac{\Delta Q_p}{\tau_r} - \frac{d\Delta Q_p}{dt} \quad (4.3.2)$$

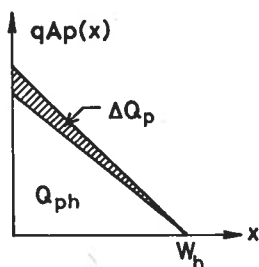


Fig. 4.3.1

( $\tau_{th}$  svarer til  $W_h$ ,  $\tau_r$  er en materialekonstant for basismediet, og som sådan er den uafhængig af  $W$ , sålænge der er tale om lavniveauinjektion).

For den totale ladning  $Q_p$  haves ifølge (4.2.1) og (3.4.1):

$$Q_p = \frac{1}{2} q A W_{No} \exp((V_{EBh} + v_{eb})/V_t) \quad (4.3.3)$$

På grund af den stærkt ulineære diodekarakteristik for emitter-basis overgangen må  $v_{eb}$  ved lineær småsignaldrift ikke alene være lille i forhold til  $V_{EBh}$  men også i forhold til  $V_t$  (26 mV ved stuetemperatur). Under denne forudsætning kan  $Q_p$  tilnærmes med udtrykket:

$$\begin{aligned} Q_p &= \frac{1}{2} q A W_{No} \cdot \exp(V_{EBh}/V_t) \cdot (1 + v_{eb}/V_t) \\ &= Q_{ph} (1 + v_{eb}/V_t) = Q_{ph} + \Delta Q_p \end{aligned} \quad (4.3.4)$$

Heraf følger, at  $\Delta Q_p = (Q_{ph}/V_t)v_{eb}$ , eller - idet (4.2.2) benyttes - at

$$\Delta Q_p = - \frac{I_{Ch} \cdot \tau_{th}}{V_t} \cdot v_{eb} \quad (4.3.5)$$

Ligningerne (4.3.1-2) antager da formen:

$$i_c = \frac{I_{Ch}}{V_t} v_{eb} \quad (4.3.6)$$

$$i_b = \left( \frac{\tau_{th}}{\tau_r} \cdot \frac{I_{Ch}}{V_t} \right) v_{eb} + \left( \frac{I_{Ch}}{V_t} \tau_{th} \right) \frac{dv_{eb}}{dt} \quad (4.3.7)$$

Ifølge (4.2.6) er  $\tau_r/\tau_{th}$  lig med strømforstærkningen  $\beta$  i hvilepunktet. Størrelsen  $(-I_{Ch}/V_t)$ , der er positiv, fordi  $I_{Ch}$  er negativ, kaldes transkonduktansen  $g_m$ . Indføres disse størrelser, antager ligningerne

den endelige form:

$$i_c = - g_m v_{eb} \quad (4.3.8)$$

$$i_b = - \frac{g_m}{\beta} v_{eb} - g_m \tau_t \frac{dv_{eb}}{dt} \quad (4.3.9)$$

Da alle de indgående størrelser:  $g_m$ ,  $\beta$  og  $\tau_t$  er knyttede til det valgte hvilepunkt, er påskriften h underforstået. Størrelsen  $g_m \tau_t$  har dimension af en kapacitet. Den kaldes basisdiffusionskapaciteten.

†

For en NPN transistor defineres  $g_m$  også som en positiv størrelse:

$$g_m = I_{Ch}/V_t$$

#### 4.4 Strømændringerne svarende til en lille ændring af $V_{CB}$

Ændrer man  $V_{CB}$  fra hvileværdien  $V_{CBh}$  til  $(V_{CBh} + v_{cb})$ , medens  $V_{EB}$  fastholdes på værdien  $V_{EBh}$ , ændres basisbredden  $W$ , hvorimod randkoncentrationen  $p(0)$  forbliver konstant lig med  $p(0)_h$ . Basisladningen  $Q_p$  får da en tilvækst  $\Delta Q_p$  som vist på fig. 4.4.1.

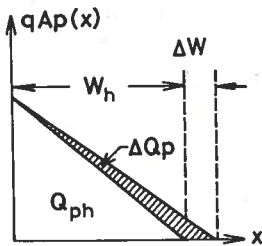


Fig. 4.4.1

Den totale ladning  $Q_p = Q_{ph} + \Delta Q_p$  kan i henhold til figuren udtrykkes ved:

$$Q_p = Q_{ph} \cdot \frac{W_h + \Delta W}{W_h} = Q_{ph} \left(1 + \frac{\Delta W}{W_h}\right) \quad (4.4.1)$$

Transittiden er ifølge (4.2.4) også blevet større:

$$\tau_t = \frac{(W_h + \Delta W)^2}{2D_p} = \tau_{th} \left(1 + \frac{\Delta W}{W_h}\right)^2 \quad (4.4.2)$$

Den totale kollektorstrøm er ifølge (4.2.2) lig med  $(-Q_p/\tau_t)$ , der med benyttelse af (4.4.1-2) kan skrives:

$$I_C = -\frac{Q_{ph}}{\tau_{th}} \cdot \frac{1}{1 + \Delta W/W_h} \approx I_{Ch} \left(1 - \frac{\Delta W}{W_h}\right) \quad (4.4.3)$$

Tilvæksten  $i_c$  er derfor givet ved:

$$i_c = -I_{Ch} \cdot \frac{\Delta W}{W_h} \quad (4.4.4)$$

For basisstrømmen kan man direkte benytte udtrykket (4.3.2), idet  $\tau_r$ , som tidligere nævnt, er uafhængig af  $W$ . Ifølge (4.4.1) må  $\Delta Q_p$  være lig med  $Q_{ph} \cdot \Delta W/W$ . Indsættes dette, får man:

Dette kan også udledes ved omskrivning af diffusionsudtrykket for  $I_C$ :

$$\begin{aligned} I_C &= qAD_p \frac{dp}{dx} \approx -qAD_p \frac{p(0)}{W_h + \Delta W} \\ &\approx -qAD_p \frac{p(0)}{W_h} \left(1 - \frac{\Delta W}{W_h}\right) = I_{Ch} \left(1 - \frac{\Delta W}{W_h}\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 i_b &= -\frac{Q_{ph}}{\tau_r} \cdot \frac{\Delta W}{W_h} - Q_{ph} \frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta W}{W_h} \right) \\
 &= \frac{1}{\beta} I_{Ch} \cdot \frac{\Delta W}{W_h} + I_{Ch} \tau_{th} \frac{d}{dt} \left( \frac{\Delta W}{W_h} \right)
 \end{aligned} \tag{4.4.5}$$

For små ændringer er  $\Delta W$  proportional med  $v_{cb}$ . Indfører man basisbreddemodulationsfaktoren  $\eta$  defineret ved:

$$\frac{\Delta W}{W_h} = \eta \cdot \frac{v_{cb}}{V_t} \tag{4.4.6}$$

samt  $g_m = (-I_{Ch}/V_t)$ , antager ligningerne (4.4.4-5) den endelige form:

$$i_c = \eta g_m v_{cb} \tag{4.4.7}$$

$$i_b = -\frac{\eta}{\beta} g_m v_{cb} - \eta g_m \tau_t \frac{d}{dt}(v_{cb}) \tag{4.4.8}$$

der på nær et fortegnsskift for  $i_c$  og den fælles faktor  $\eta$  er identiske med ligningerne (4.3.8-9). Også her er påskriften  $h$  på de indgående parametre underforstået.  $\eta$  kan i givet fald måles indirekte. Den er af størrelsesordenen  $10^{-3} - 10^{-4}$  for de fleste transistorer.

#### 4.5 Hybrid- $\pi$ modellen

Erstatter man i ligningerne (4.3.8-9)  $v_{eb}$  med  $(-v_{be})$  og i ligningerne (4.4.7-8)  $v_{cb}$  med  $(v_{ce} - v_{be})$ , og adderer man derpå ligningerne for  $i_c$  samt ligningerne for  $i_b$ , fremkommer der to lineære differentiaalligninger, der udtrykker henholdsvis  $i_b$  og  $i_c$  som funktion af de samtidigt virkende spændinger  $v_{be}$  og  $v_{ce}$ , og som derfor udgør en tidsdomænebeskrivelse af den idealiserede transistor i fælles-emitter kobling. I stationær-vekselstrømsymbolik ( $j\omega$ -notation) kan disse ligninger skrives:

$$I_b(j\omega) = Y_{ie}(j\omega)v_{be} + Y_{re}(j\omega)v_{ce} \tag{4.5.1}$$

$$I_c(j\omega) = Y_{fe}(j\omega)v_{be} + Y_{oe}(j\omega)v_{ce} \tag{4.5.2}$$

hvor der for de komplekse admittanser gælder:

$$Y_{ie}(s) = (1 + \eta)g_m\left(\frac{1}{\beta} + j\omega\tau_t\right) \quad (4.5.3)$$

$$Y_{re}(s) = -\eta g_m\left(\frac{1}{\beta} + j\omega\tau_t\right) \quad (4.5.4)$$

$$Y_{fe}(s) = (1 - \eta)g_m \quad (4.5.5)$$

$$Y_{oe}(s) = \eta g_m \quad (4.5.6)$$

Ligningerne (4.5.1-2) kaldes toport-kortslutningsadmittansrelationerne. Påskriverne er international standard.  $e$  indikerer, at der er tale om fælles-emitter koblingen. De øvrige påskriver betyder:  $i$  = input,  $f$  = forward transfer,  $r$  = reverse transfer og  $o$  = output.

Der kan tegnes adskillige ækvivalentkredsløb, hvis terminalstrømme og spændinger tilfredsstiller (4.5.1-2). Et af disse indeholdende kun én spændingsstyret strømgenerator er vist på fig. 4.5.1. Elementerne i dette kan identificeres ved hjælp af (4.5.3-6). Man finder:

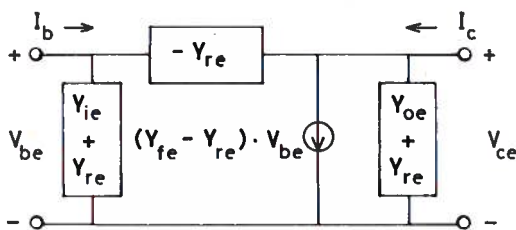


Fig. 4.5.1

$$(Y_{ie} + Y_{re}) = \frac{g_m}{\beta} + j\omega g_m \tau_t \quad (4.5.7)$$

$$-Y_{re} = \eta \left( \frac{g_m}{\beta} + j\omega g_m \tau_t \right) \quad (4.5.8)$$

samt 
$$(Y_{fe} - Y_{re}) = g_m \left( 1 - \eta \left( 1 - \frac{1}{\beta} - j\omega\tau_t \right) \right) \approx g_m \quad (4.5.9)$$

$$(Y_{oe} + Y_{re}) = \eta g_m \left( 1 - \frac{1}{\beta} - j\omega\tau_t \right) \approx \eta g_m \quad (4.5.10)$$

Tilnærmelserne i de to sidste udtryk beror på, at  $\eta \ll 1$ ,  $\beta \gg 1$ , og at  $\omega\tau_t \ll 1$  i det frekvensområde, modellen gælder for. Det sidste vil blive nærmere belyst i afsnit 4.7.



Den idealiserede transistor har følgelig det på fig. 4.5.2 viste

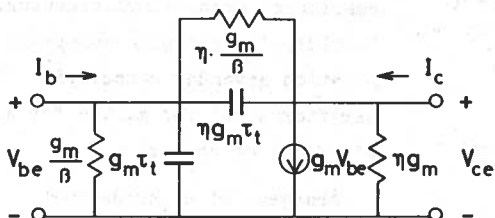


Fig. 4.5.2

syn til de ohmske modstande i de tre områder samt til ladningsoplagringen i PN-overgangenes rumladningszoner. Hvad modstandene angår, kan man som regel negligere bidragene i de højt doterede emitter- og kollektorområder.

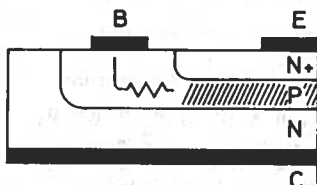


Fig. 4.5.3

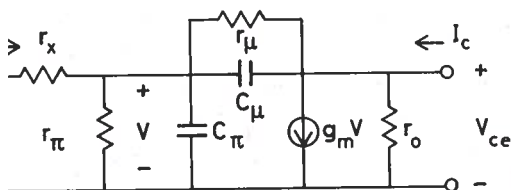
I basisområdet, der er svagt doteret, sker der derimod et mærkbart spændingsfald i strømbanen fra den ydre basisterminal ind til den aktive del af basisområdet imellem emitter og kollektor. Dette spændingsfald svarer til en seriemodstand  $r_x$  som antydet på fig. 4.5.3, der viser et udsnit af en diffunderet NPN transistor.  $r_x$ , der er af størrelsesordenen 50-100 Ohm for de fleste lav-effekttransistorer, skal indføres som en seriemodstand i indgangen af modellen på fig. 4.5.2.

Ladningsoplagringen i rumladningszonerne finder udtryk i en rumladningskapacitet  $C_{je}^\dagger$  (emitter junction capacitance) for emitter-basis overgangen og en tilsvarende kapacitet  $C_{jc}$  for kollektor-basis overgangen.  $C_{je}$  skal optræde parallelt med diffusionskapaciteten  $g_m\tau_t$ , og  $C_{jc}$  skal optræde parallelt med basisbreddemodulationskapaciteten  $\eta g_m\tau_t$  i modellen på fig. 4.5.2.

Disse korrektioner fører til den komplette hybrid- $\pi$  model vist på fig. 4.5.4.

†

jvf. afsnit 4.1 i del I.



$$r_{\pi} = \frac{\beta}{g_m}$$

$$C_{\pi} = g_m \tau_t + C_{je}$$

$$r_{\mu} = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\beta}{g_m}$$

$$C_{\mu} = \eta g_m \tau_t + C_{jc}$$

$$r_o = \frac{1}{\eta g_m}$$

$$g_m = \frac{|i_{ch}|}{V_t}$$

Fig. 4.5.4

Påskriverne  $x$ ,  $\pi$ ,  $\mu$  og  $o$  er i overensstemmelse med nyere amerikansk transistorlitteratur. En ældre, overvejende europæisk notation anvender dobbelt påskriverne  $bb'$  for  $x$ ,  $b'e$  for  $\pi$ ,  $b'c$  for  $\mu$  og  $ce$  for  $o$ .

Årsagen til at kredsløbet kaldes hybrid- $\pi$  modellen er, at den afviger fra den rene  $\pi$ -konfiguration på fig. 4.5.2 på grund af  $r_x$ .

#### Taleksempel:

For at få en ide om størrelsesordener betragtes en højfrekvenstransistor med de typiske data:  $\beta = 100$ ,  $\tau_t = 10^{-9}$  sek,  $\eta = 10^{-3}$ ,  $r_x = 100 \Omega$ ,  $C_{je} = 2 \text{ pF}$  og  $C_{jc} = 0.5 \text{ pF}$ .  $I_{Ch}$  vælges til 2 mA, og  $V_t$  antages at være 0.026 Volt svarende til stuetemperatur. Elementværdierne i hybrid- $\pi$  modellen bliver da:

$$g_m = I_{Ch} / V_t = 76.9 \text{ mA/V}$$

$$r_{\pi} = \beta / g_m = 1.3 \text{ k}\Omega$$

$$r_o = 1 / \eta g_m = 13 \text{ k}\Omega$$

$$r_{\mu} = \beta / \eta g_m = 1.3 \text{ M}\Omega$$

$$C_{\pi} = g_m \tau_t + C_{je} = 76.9 + 2 = 78.9 \text{ pF}$$

$$C_{\mu} = \eta g_m \tau_t + C_{jc} = 0.0769 + 0.5 = 0.577 \text{ pF}$$

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

Taleksemplet viser, at  $C_{\pi}$  domineres af diffusionsbidraget  $g_m \tau_t$ , medens  $C_{\mu}$  domineres af rumladningsbidraget  $C_{jc}$ . Dette benyttes ofte som rimelige tilnærmelser ved skøn af disse parametre.  $C_{\mu}$  er lille i

forhold til  $C_\pi$ , men  $C_\mu$ 's indflydelse på forstærkningen ved høje frekvenser kan meget vel være af samme størrelsesorden som  $C_\pi$ 's indflydelse. Dette hænger sammen med, at småsignalspændingen over  $C_\mu$  er mange gange større (ca. spændingsforstærkningen gange større) end småsignalspændingen over  $C_\pi$ .  $C_\mu$  er således - trods sin lidenhed - en vigtig parameter.  $r_\mu$  er en overordentlig stor modstand og kan negligeres (sættes til uendelig), medmindre spændingsforstærkningen er ekstrem stor, d.v.s. har en størrelse, der er sammenlignelig med  $\eta^{-1}$  (her  $10^3$ ). Ved moderate spændingsforstærkninger er den belastningsimpedans, der er tilsluttet transistorens udgang, lille i forhold til  $r_o$ , og man kan da uden større fejl negligere  $r_o$ .

Diskussionen ovenfor viser, at man ved overslagsberegninger på transistorforstærkere med moderat spændingsforstærkning kan nøjes med at anvende den simplificerede hybrid- $\pi$  model vist på fig. 4.5.5:

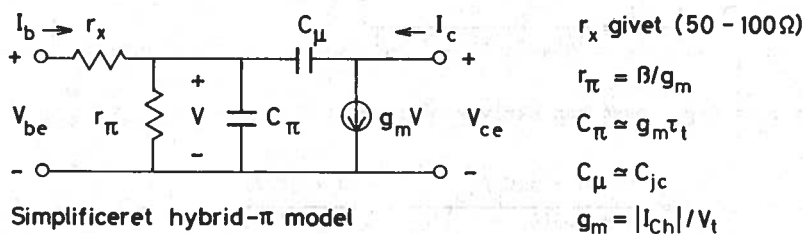


Fig. 4.5.5

I afsnit 4.9 omtales det, hvorledes man ud fra de ofte sparsomme oplysninger i databladene kan skønne hybrid- $\pi$  parametrene.

#### 4.6 Strømførstærkningens frekvensafhængighed; $f_\beta$ og $f_T$

Den hidtil betragtede strømførstærkning  $\beta$  er en lavfrekvensparameter, idet den ikke tilgodeser ladningsoplagringen repræsenteret ved  $C_\pi$  og  $C_\mu$ .

Der indføres nu en mere generel strømførstærkning  $\beta'$ , der tager hensyn til disse kapaciteter, og som derfor aftager fra værdien  $\beta$ , når frekvensen vokser. Den formelle definition af  $\beta'$  i  $j\omega$ -domænet er:

$$\beta'(j\omega) = \frac{I_c(j\omega)}{I_b} \Big|_{V_{ce} = 0} \quad (\text{d.v.s. } V_{CE} = V_{CEh}) \quad (4.6.1)$$

' skal anvendes til at definere visse karakteristiske frekvenser for transistoren. I denne forbindelse er det tilstrækkelig nøjagtigt at bestemme ' ved hjælp af det simplificerede hybrid- $\pi$  ækvivalent, jvf. fig. 4.5.5. fig. 4.6.1 er udgangen kortsluttet svarende til betingelsen  $V_{ce} = 0$ .

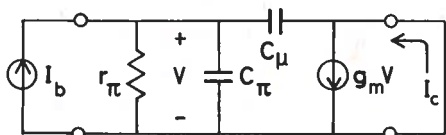


Fig. 4.6.1

$$V = I_b / (1/r_\pi + j\omega(C_\pi + C_\mu)) \quad (4.6.2)$$

$$I_c = g_m V - j\omega C_\mu V \quad (4.6.3)$$

eraf fås:

$$\beta' = \frac{I_c}{I_b} = \frac{g_m - j\omega C_\mu}{1/r_\pi + j\omega(C_\pi + C_\mu)} \quad (4.6.4)$$

er, idet  $r_\pi = \beta/g_m$ , også kan skrives på formen:

$$\beta' = \beta \frac{1 - j\omega C_\mu / g_m}{1 + j\omega\beta(C_\pi + C_\mu) / g_m} = \beta \frac{1 - jf/f_2}{1 + jf/f_1} \quad (4.6.5)$$

For frekvenserne  $f_1$  og  $f_2$ , der defineres af den sidste simplificerede omskrivning, må gælde:

$$f_1 = \frac{g_m}{2\pi\beta(C_\pi + C_\mu)} \quad f_2 = \frac{g_m}{2\pi C_\mu} \quad (4.6.6)$$

Indsættes talværdierne fra det typiske eksempel i sidste afsnit, inder man:  $f_1 = 1,54$  MHz og  $f_2 = 21000$  MHz.  $f_2$  ses at være en ekstrem høj frekvens, og som det vil fremgå af diskussionen i næste afsnit, ligger den i virkeligheden langt over det frekvensområde, hybrid- $\pi$  modellen gælder for. Da alle de efterfølgende betragtninger således er underkastede betingelsen:  $f \ll f_2$ , kan man for  $\beta'$  anvende følgende simple tilnærmelse, hvor  $f_1$  i overensstemmelse med sædvanlig praksis nu kaldes  $f_\beta$ :

$$\beta' = \frac{\beta}{1 + j(f/f_\beta)} \quad f_\beta = \frac{g_m}{2\pi\beta(C_\pi + C_\mu)} \quad (4.6.7)$$

Fig. 4.6.2 viser strømforstærkningens størrelse i dB (deci-Bell):

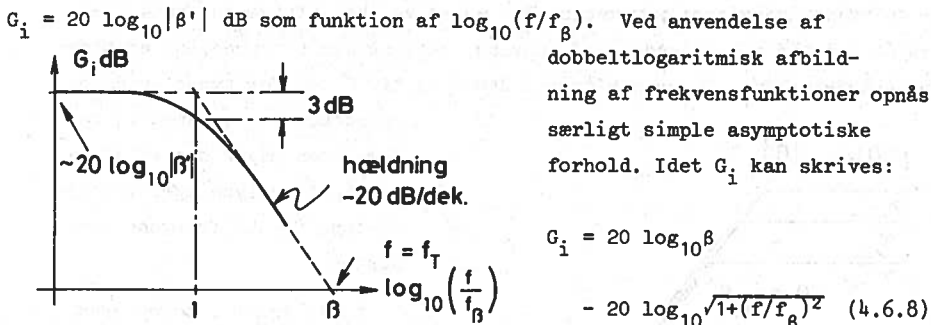


Fig. 4.6.2

ser man, at  $G_i$  går imod den vandrette asymptote:  $20 \log_{10} \beta$ , når  $f/f_\beta$  går imod nul, og imod den skrå asymptote  $G_i = 20 \log_{10} \beta - 20 \log_{10}(f/f_\beta)$ , når  $f/f_\beta$  går imod uendelig. Højfrekvensasymptoten skærer netop lavfrekvensasymptoten for  $f/f_\beta = 1$ . Ved denne frekvens er den virkelige værdi af  $G_i$ :  $G_i(f_\beta) = 20 \log \beta - 20 \log \sqrt{2} = (20 \log \beta - 3)$  dB, og  $f_\beta$  kaldes derfor 3 - dB grænsefrekvensen for strømforstærkingen. Højfrekvensasymptoten har en hældning på -20 dB per dekad, og den skærer abscisseaksen i punktet  $f/f_\beta = \beta$ . Den hertil svarende frekvens:  $f = \beta \cdot f_\beta$  kaldes  $f_T$ . Af (4.6.7) følger, at

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_\pi + C_\mu)} \quad (4.6.9)$$

Da  $f_T$  er produktet af lavfrekvensstrømforstærkingen  $\beta$  og 3 dB båndbredden  $f_\beta$ , og da den udelukkende afhænger af transistorens egne parametre, kaldes den gain-båndbredde produktet for strømforstærkingen. Produktet af strømforstærkning og frekvens i ethvert punkt på højfrekvensasymptoten er i øvrigt lig med  $f_T$ .

Indsættes talværdierne fra det typiske eksempel i sidste afsnit i (4.6.9), finder man  $f_T = 154$  MHz. Nu strækker hybrid- $\pi$  modellens gyldighedsområde sig i virkeligheden kun op til  $f = f_T/3$ , og i praksis bestemmer man derfor  $f_T$  ved at måle frekvenskarakteristikken så langt op over

$f_{\beta}$  (her 1,54 MHz), at man med sikkerhed kan lokalisere højfrekvensasymptoten, og derpå finder man  $f_T$  ved ekstrapolation.

Måler man frekvenskarakteristikken for en række transistorer af samme type og for samme hvilepunkt, som antydnet på fig. 4.6.3, finder man, at  $\beta$  er en højst individuel parameter, der meget vel kan afvige en faktor 2-3 fra ét individ til et andet.  $f_T$  udviser derimod kun en spredning af størrelsesordenen 5%.  $f_T$  er derfor i modsætning til  $f_{\beta}$  en for typen særdeles

reproducerbar parameter, og som sådan udgør den en af de vigtigste oplysninger i databladene for højfrekvenstransistorer.

$f_T$  afhænger i nogen grad af hvilepunktet ( $I_{Ch}$ ,  $V_{CEh}$ ). Afhængigheden af  $I_{Ch}$  kan belyses ved hjælp af (4.6.9),

hvoraf man ved indførelse af:

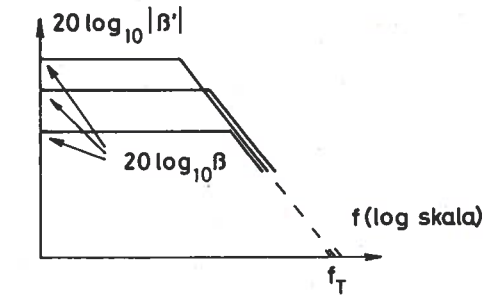


Fig. 4.6.3

$g_m = |I_{Ch}|/V_t$ ,  $C_{\pi} = C_{je} + g_m \tau_t = C_{je} + |I_{Ch}| \cdot \tau_t / V_t$  og  $C_{\mu} = C_{jc}$  kan udlede relationen:

$$\frac{1}{\omega_T} = \frac{1}{2\pi f_T} = \tau_t + V_t (C_{je} + C_{jc}) \frac{1}{|I_{Ch}|} \quad (4.6.10)$$

$\omega_T^{-1}$  er således en lineær funktion af  $I_{Ch}^{-1}$ . Eksperimentelle undersøgelser af denne sammenhæng fører til forløb af den på fig. 4.6.4 viste art. Afvigelsen fra linearitet for små værdier af  $|I_{Ch}|^{-1}$  hidrører fra højniveauintektionseffekter.  $\omega_T^{-1}$  fremviser af disse

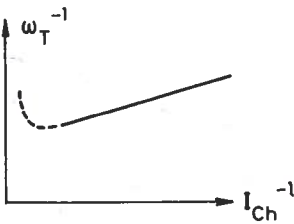


Fig. 4.6.4

årsager et minimum, hvilket vil sige, at  $f_T$  besidder et maksimum for en vis stor værdi af  $|I_{Ch}|$ . Afhængigheden af  $f_T$  med  $V_{CE2}$  skyldes i det væsentlige basisbreddemodulationen, der bevirker, at  $\tau_t = W^2/2D_p$  (PNP-tilfældet) aftager, når  $|V_{CE}|$  vokser. Ifølge (4.6.10) indebærer dette, at  $f_T$  vokser med  $|V_{CE}|$ .

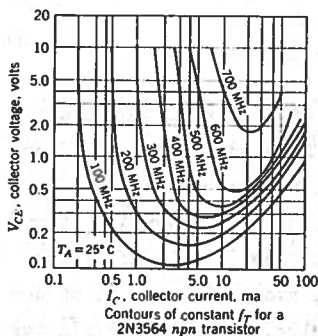


Fig. 4.6.5

Fig. 4.6.5 viser et eksempel på konstant  $f_T$ -konturer i  $V_{CE}$ - $I_C$  planen. Konturerne afspejler de ovenfor nævnte variationer. Sådanne oplysninger er ofte tilgængelige i databladene. Som regel er den opnåelige værdi af  $f_T$  begrænset af den dc-effekt, transistoren kan tåle.

#### 4.7 Hybrid- $\pi$ modellens gyldighedsområde

Hybrid- $\pi$  modellen gælder kun for det aktive arbejdsområde. Dette følger af den måde, den er udledt på. I frekvensmæssig henseende gælder den fra  $f = 0$  til  $f \approx f_T/3$ . Det vil føre for vidt at verificere den øvre frekvensgrænse her, men en antydning af begrænsningens natur skal dog gives:

Udledningen af ladningskontrolrelationerne:

$$I_C = -\frac{Q_p}{\tau_t} \quad (4.7.1)$$

$$I_B = -\frac{Q_p}{\tau_r} - \frac{dQ_p}{dt} \quad (4.7.2)$$

i afsnit 4.2 og den derpå baserede udledning af hybrid- $\pi$  modellen, forudsatte, at den injicerede hulladning i basis til ethvert tidspunkt kunne beskrives ved en tilnærmet trekantfordeling som vist på fig. 4.7.1. Der skal følgelig gælde

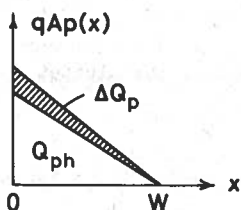


Fig. 4.7.1

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W} \approx \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}$$

eller svarende hertil:  $I_C(t) = I_E(t)$ , men dette indebærer, at:

$$I_B(t) \ll I_C(t) \quad (4.7.3)$$

Da  $\tau_r/\tau_t = \beta \gg 1$ , er denne betingelse automatisk opfyldt for rekombinationsdelen

$(-Q_p/\tau_r)$  af  $I_B$ . Tilbage bliver derfor kravet om, at forskydningsdelen  $(-dQ_p/dt)$  af  $I_B$  også skal være lille i forhold til  $I_C$ , d.v.s. at betingelsen:

$$\frac{dQ_p}{dt} \ll \frac{Q_p}{\tau_t} \quad (4.7.4)$$

skal være opfyldt.  $Q_p$ , og dermed  $p(0)$  og  $V_{EB}$  må derfor kun ændre sig langsomt målt med transitiden  $\tau_t$  som enhed. Hvis ændringen af  $V_{EB}$  er en sinussspænding med vinkelfrekvensen  $\omega = 2\pi f$ , betyder dette, at  $\omega \ll 1/2\pi\tau_t$ . Er dette ikke tilfældet, kan  $I_E(t)$  blive væsentlig større end  $I_C(t)$  svarende til det på fig. 4.7.2 viste øjeblikksbillede af ladningsfordelingen, hvor ændringen nu må betragtes som en bølge, der udbreder sig igennem basis inden for en vis tid.

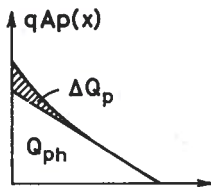


Fig. 4.7.2

undersøgelse viser altså, at fejlene i hybrid- $\pi$  modellen begynder at blive alvorlige, når  $f = f_T/3$ .

Da  $f_T = g_m/2\pi(C_\pi + C_\mu) \approx g_m/2\pi C_\pi$   
 $= g_m/2\pi g_m \tau_t = 1/2\pi\tau_t$ , kan betingelsen for kvasistationære forhold i basis også udtrykkes:  $f \ll f_T$ , og en nærmere undersøgelse

#### 4.8 h-parameter småsignalmodellen

En alternativ småsignalmodel er baseret på de såkaldte h-parametre relationer, der for fælles-emitter koblingen i  $j\omega$ -domænet lyder

$$V_{be} = h_{ie} I_b + h_{re} V_{ce} \quad (4.8.1)$$

$$I_c = h_{fe} I_b + h_{oe} V_{ce}$$

Som det direkte fremgår af ligningerne, har parametrene følgende småsignalmæssige betydning:

$$h_{ie} = \left. \frac{V_{be}}{I_b} \right|_{V_{ce} = 0} \quad \text{er indgangsimpedansen, når udgangen er kortsluttet} \\ \text{(d.v.s. når } V_{CE} = V_{CEn} \text{)}$$

$$h_{fe} = \left. \frac{I_c}{I_b} \right|_{V_{ce} = 0} \quad \text{er strømforstærkningen forlæns fra basis til kollektor,} \\ \text{når udgangen er kortsluttet.}$$



$h_{re} = \left. \frac{V_{be}}{V_{ce}} \right|_{I_b = 0}$  er spændingsforstærkningen baglæns fra kollektor til basis, når indgangen er åben (d.v.s. når  $I_B = I_{Bh}$ )

$h_{oe} = \left. \frac{I_c}{V_{ce}} \right|_{i_b = 0}$  er udgangskonduktansen, når indgangen er åben.

Det ses, at  $h_{fe}$  er identisk med den hidtil anvendte strømforstærkning  $\beta$ . Betegnelsen  $h$  står for hybrid og refererer til den blanding af dimensioner, der er tale om ( $h_{ie}$  i  $\Omega$ ,  $h_{oe}$  i  $\Omega^{-1}$ ,  $h_{fe}$  og  $h_{re}$  i rene tal). Hybrid-parametrene må ikke forveksles med hybrid- $\pi$  parametrene.

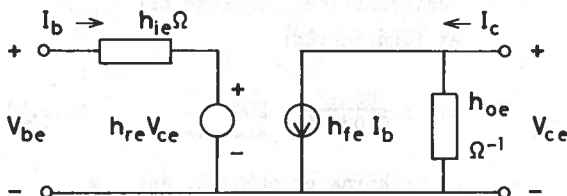


Fig. 4.8.1

Et ækvivalent kredsløb svarende til definitions-ligningerne er vist på fig. 4.8.1. Ved lave frekvenser kan elementerne betragtes som værende reelle og konstante. Ved høje frekvenser bliver de der-

imod komplicerede funktioner af  $j\omega$ , og  $h$ -parametrene finder derfor overvejende anvendelse ved lave frekvenser, men så er de til gengæld også principielt simple at bestemme ud fra karakteristikkelfelterne.

Fig. 4.8.2 viser, hvorledes  $h_{fe}$  og  $h_{oe}$  kan bestemmes for et givet hvilepunkt H i udgangskarakteristikkelfeltet

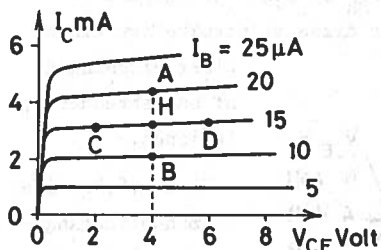


Fig. 4.8.2

( $I_{Ch} = 3,2$  mA,  $V_{CEh} = 4$  Volt og  $I_{Bh} = 15$   $\mu$ A).  $h_{fe}$  er defineret som  $\Delta I_C / \Delta I_B$  for  $V_{CE} = V_{CEh}$ , og kan derfor findes ved aflæsning af strømmene i nabopunkterne A og B, der ligger på en lodret linie igennem H. Man får:

$$h_{fe} = \frac{I_{CA} - I_{CB}}{I_{BA} - I_{BB}} = \frac{(4.4 - 2.1)\text{mA}}{(0.02 - 0.01)\text{mA}} = \frac{2.3}{0.01} = 230 \quad (4.8.2)$$

$h_{oe}$  defineres som  $\Delta I_C / \Delta V_{CE}$  for  $I_B = I_{Bh}$  og kan derfor findes ved hjælp af nabopunkterne C og D, der ligger på karakteristikkens igennem hvilepunktet.

kan finder:

$$h_{oe} = \frac{I_{CD} - I_{CC}}{V_{CED} - V_{CEC}} = \frac{(3.3 - 3.1)\text{mA}}{(6 - 2)\text{Volt}} = \frac{0.2}{4} = 0.050 \text{ mA/V} \quad (4.8.3)$$

ette svarer til en modstand  $1/h_{oe}$  på 20 k $\Omega$ . Det ses, at bestemmelsen af  $h_{oe}$  er behæftet med betydelig større usikkerhed end bestemmelsen af  $h_{fe}$ .

Fig. 4.8.3 viser, hvorledes  $h_{ie}$  kan bestemmes for det tilsvarende hvilepunkt på indgangskarakteristikken.  $h_{ie}$  defineres som  $\Delta V_{BE}/\Delta I_B$  for  $V_{CE} = V_{CEH}$  og er derfor tangenthældningen i hvilepunktet på karakteristikkene svarende til  $V_{CEH}$ . Af figuren fås:

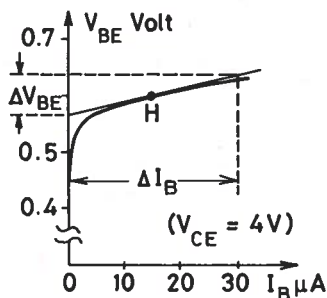


Fig. 4.8.3

$$h_{ie} = \frac{60 \text{ mV}}{0.03 \text{ mA}} = 2000 \Omega \quad (4.8.4)$$

Er karakteristikkene, der lige netop svarer til  $V_{CEH}$ , ikke opgivet, må man benytte den karakteristikkene, for hvilken  $V_{CE}$  ligger nærmest  $V_{CEH}$ . Ofte opgives

der kun en middelkarakteristik svarende til et repræsentativt interval for  $V_{CE}$  i det aktive område.

$h_{re}$  er defineret som  $\Delta V_{BE}/\Delta V_{CE}$  for  $I_B = I_{BH}$  og kan i princippet bestemmes af indgangskarakteristikkerne, forudsat disse tilstrækkeligt klart

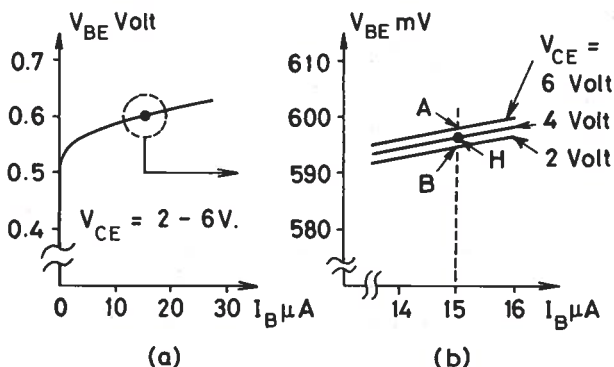


Fig. 4.8.4

viser virkningen af basisbreddemodulationen.

Fig. 4.8.4a viser en middelindgangskarakteristik af den type, man sædvanligvis præsenteres for. Fig. 4.8.4b viser omegnen af hvilepunktet i 10 ganges forstørrelse. Middel-

kurven opløser sig nu i et bånd af kurver hver svarende til sin værdi af  $V_{CE}$ . Med så detaljerede oplysninger findes  $h_{re}$  som følger:

$$h_{re} = \frac{V_{BEA} - V_{BEB}}{V_{CEA} - V_{CEB}} = \frac{0.004 \text{ Volt}}{4 \text{ Volt}} = 10^{-3} \quad (4.8.5)$$

I praksis er det dog meget sjældent, at den grafiske information i databladene er god nok til bestemmelse af  $h_{re}$ .

Sammenfatningsvis er den grafiske bestemmelse af  $h_{fe}$  simpel og nøjagtig; bestemmelsen af  $h_{ie}$  nogenlunde nøjagtig; bestemmelsen af  $h_{oe}$  ret unøjagtig og bestemmelsen af  $h_{re}$  ad grafisk vej på det nærmeste umulig. Heldigvis passer dette med parametrene relative vigtighed i forstærkertechniken. Her er  $h_{fe}$  og  $h_{ie}$  af afgørende betydning, medens  $h_{oe}$  og  $h_{re}$  kan negligeres ved overslagsdimensionering, forudsat spændingsforstærkningen ikke er ekstrem stor.

Fig. 4.8.5 viser et simplificeret småsignalækivalentdiagram svarende til disse tilnærmelser.

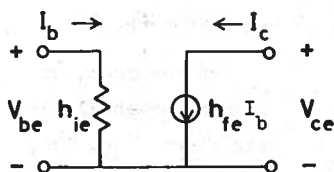


Fig. 4.8.5

4.9 Bestemmelse af hybrid- $\pi$  modellen ud fra databladenes oplysninger

BC 107, 108, 109, BC 147, 148, 149, BC 167, 168, 169

Dynamiske Kenndaten ( $T_U = 25^\circ\text{C}$ )

$I_C = 2\text{ mA}$ ;  $U_{CE} = 5\text{ V}$ ;  $f = 1\text{ kHz}$

B-Gruppe	A	B	C	
Typ	BC 107, 147, 167 BC 108, 148, 168	BC 107, 147, 167 BC 108, 148, 168 BC 109, 149, 169	- BC 108, 148, 168 BC 109, 149, 169	
$h_{11e}$	2,7 (1,6 bis 4,6)	4,5 (3,2 bis 8,5)	8,7 (6 bis 15)	k $\Omega$
$h_{12e}$	1,5	2	3	10 $^{-1}$
$h_{21e}$	222 (125 bis 260)	330 (240 bis 500)	600 (450 bis 900)	-
$h_{22e}$	18 (< 30)	30 (< 60)	60 (< 110)	$\mu\text{S}$

a)

Dette afsnit vedrører bestemmelsen af hybrid- $\pi$  parametrene ud fra databladenes oplysninger, der ofte er h-parameter orienterede.

Fig. 4.9.1 viser et uddrag af Siemens datablade for en række nærtbeslægtede siliciumtransistorer af NPN-typen. Der er kun medtaget de data, der har relation til småsignalegenskaberne.

Det bemærkes, at Siemens anvender påskrifterne 11e, 12e, 21e og 22e i stedet for henholdsvis ie, re, fe og oe for h-parametrene.

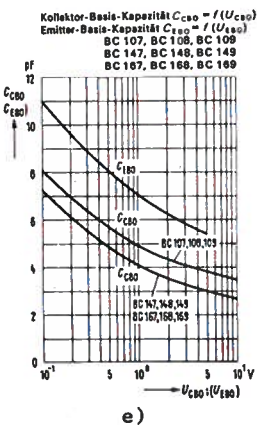
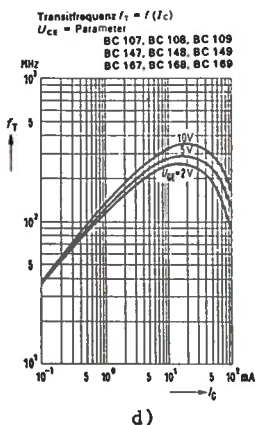
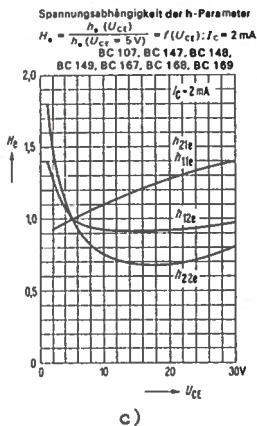
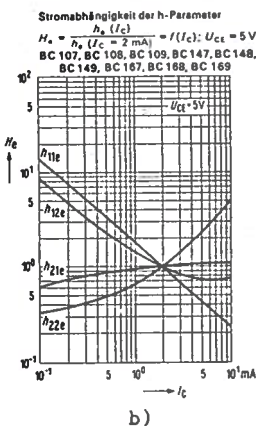


Fig. 4.9.1a angiver de nominelle værdier og toleranceintervallerne for lavfrekvens h-parametrene svarende til referencehvilepunktet  $I_{Ch} = 2\text{ mA}$  og  $V_{CEh} = 5\text{ Volt}$ . For disse nominelle værdier anvendes i det følgende den ekstra påskrift: (2,5).

Fig. 4.9.1b-c viser afhængigheden af de normaliserede h-parametre:

Fig. 4.9.1

$h/h(2,5)$  af henholdsvis  $I_C$  og  $V_{CE}$ . Disse kurver anvendes til at skønne h-parametrene for andre hvilepunkter.

Fig. 4.9.1d viser  $f_T$  som funktion af  $I_C$  og  $V_{CE}$  og fig. 4.9.1e viser rumladningskapaciteternes afhængighed af spændingerne over PN-overgangene, når transistoren er strømløs.

Ved hjælp af disse oplysninger søges nu den fuldstændige hybrid- $\pi$  model opstillet for transistoren BC107A i hvilepunktet:  $I_{Ch} = 5 \text{ mA}$ ,  $V_{CEh} = 10 \text{ Volt}$ , og ved temperaturen  $25^\circ\text{C}$ .

Som første trin søges h-parametrene for det aktuelle hvilepunkt bestemt ved dobbeltinterpolation i kurvebladene fig. 4.9.1b-c. Først ændres strømmen til den ønskede værdi:  $I_{Ch} = 5 \text{ mA}$ , medens spændingen fastholdes på referenceværdien:  $V_{CEh} = 5 \text{ Volt}$ . Af b-kurvebladet fås da:

$$\left. \begin{aligned} h_{11e}(5,5) &= 0.43 h_{11e}(2,5) \\ h_{12e}(5,5) &= 0.72 h_{12e}(2,5) \\ h_{21e}(5,5) &= 1.1 h_{21e}(2,5) \\ h_{22e}(5,5) &= 2.4 h_{22e}(2,5) \end{aligned} \right\} \quad (4.9.1)$$

Dernæst ændres spændingen til den ønskede værdi:  $V_{CEh} = 10 \text{ Volt}$ , og gør man nu den rimelige antagelse, at spændingsafhængigheden af de normaliserede parametre er nogenlunde den samme for referencestrømmen  $5 \text{ mA}$  som for referencestrømmen  $2 \text{ mA}$ , kan man finde de nye h-parametre af c-kurvebladet:

$$\left. \begin{aligned} h_{11e}(5,10) &= 1.1 h_{11e}(5,5) \\ h_{12e}(5,10) &= 0.93 h_{12e}(5,5) \\ h_{21e}(5,10) &= 1.1 h_{21e}(5,5) \\ h_{22e}(5,10) &= 0.76 h_{22e}(5,5) \end{aligned} \right\} \quad (4.9.2)$$

Ved tilbagesubstitution og indsættelse af de nominelle h-parameter-værdier for BC107A i hvilepunktet ( $2 \text{ mA}$ ,  $5 \text{ Volt}$ ) fås de ønskede h-parametre for hvilepunktet ( $5 \text{ mA}$ ,  $10 \text{ Volt}$ ):

$$\left. \begin{aligned} h_{ie} &= h_{11e}(5,10) = 1.1 \cdot 0.43 \cdot 2.7 \cdot 10^3 = 1.28 \cdot 10^3 \Omega \\ h_{re} &= h_{12e}(5,10) = 0.93 \cdot 0.72 \cdot 1.5 \cdot 10^{-4} = 1.02 \cdot 10^{-4} \\ h_{fe} &= h_{21e}(5,10) = 1.1 \cdot 1.1 \cdot 222 = 269 \\ h_{oe} &= h_{22e}(5,10) = 0.76 \cdot 2.4 \cdot 18 \cdot 10^{-6} = 32.8 \cdot 10^{-6} \Omega^{-1} \end{aligned} \right\} (4.9.3)$$

Af d-kurvebladet finder man for samme hvilepunkt:  $f_T = 270$  MHz, og af e-kurvebladet finder man, at  $C_{RCO}$  (basis-kollektor kapaciteten målt med åben emitter) for  $V_{CB} = V_{CE} - V_{BE} = 10 - 0.6 = 9.4$  Volt er lig med 3.5 pF.

Hermed kan hybrid- $\pi$  parametrene bestemmes som følger:

A:  $g_m$

Denne parameter beregnes direkte. Den er fysisk begrundet og ikke behæftet med usikkerhed:

$$g_m = I_{Ch}/V_t = 5 \text{ mA}/26 \text{ mV} = \underline{\underline{0,192 \Omega^{-1}}} \quad (4.9.4)$$

Bemærk, at  $g_m$  er proportional med  $|I_{Ch}|$ .

B:  $r_\pi$

$r_\pi$  er lig med  $\beta/g_m$ .  $\beta$  er identisk med  $h_{fe}$ , altså fås:

$$r_\pi = h_{fe}/g_m = 269/0.192 = \underline{\underline{1400 \Omega}} \quad (4.9.5)$$

$r_\pi$ , som er den væsentligste del af indgangsimpedansen ved lave frekvenser, er omvendt proportional med  $|I_{Ch}|$ .

C:  $r_x$

En sammenligning af den simplificerede hybrid- $\pi$  model, fig. 4.5.5, ved lave frekvenser, hvor der kan ses bort fra  $C_\pi$  og  $C_\mu$ , og den simplificerede h-parameter model fig. 4.8.5 viser, at  $h_{ie} = r_x + r_\pi$ , d.v.s. at

$$r_x = h_{ie} - r_\pi \quad (4.9.6)$$

Denne relation er dog yderst nøjagtig, da  $r_x$  dannes som differensen af to næsten lige store størrelser. I det foreliggende tilfælde ser man, hvor galt det kan gå, idet  $r_x$  ved indsætning af talværdier bliver negativ. Dette meningsløse resultat kan hidrøre fra små fejl på  $h_{11}$  og  $h_{21}$ -kurverne eller på interpolationen. Da  $r_x$  i virkeligheden antager værdier i området ca. 50 - 100  $\Omega$  for laveffekt-transistorer, gættes der her på værdien 50  $\Omega$ .

Den store usikkerhed på  $r_x$  er dog ikke nogen katastrofe, da denne parameter, som det vil blive vist i del III, normalt kun har ringe indflydelse på forstærkningen<sup>†</sup>.

D:  $r_\mu$

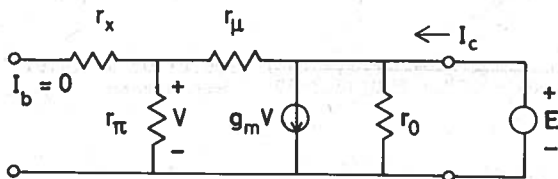


Fig. 4.92

En forbindelse imellem  $r_\mu$  og  $h$ -parametrene kan udledes af fig. 4.9.2, der viser hybrid- $\pi$  modellen ved lave frekvenser med udgangen tilsluttet en spændingsgenerator og

med indgangen afbrudt (i småsignalmæssig henseende). Spændingen  $V$ , der optræder over  $r_\pi$ , fremkommer ved simpel deling af  $E$  imellem  $r_\pi$  og  $r_\mu$ :

$$V = \frac{r_\pi}{r_\pi + r_\mu} E \quad (4.9.7)$$

Da  $I_b$  er 0, optræder  $V$  også over indgangsklemmerne, men heraf følger, at  $h_{re}$  i henhold til sin definition må være lig med  $V/E$ , d.v.s.

$h_{re} = r_\pi / (r_\pi + r_\mu) \approx r_\pi / r_\mu$ . For  $r_\mu$  finder man derfor:

$$r_\mu = \frac{r_\pi}{h_{re}} = \frac{1400}{1.02 \cdot 10^{-4}} = \underline{\underline{13.7 \cdot 10^6 \Omega}} \quad (4.9.8)$$

Ifølge fig. 4.5.4 er  $r_\mu$  ligesom  $r_\pi$  omvendt proportional med  $g_m$  og dermed også med  $|I_{Ch}|$ .

†

$r_x$  har dog stor indflydelse på den øvre grænsefrekvens for forstærkere, der fødes fra lavimpedansede generatorer.

3:  $r_o$

En forbindelse imellem  $r_o$  og h-parametrene kan også udledes af fig. 4.9.2 ved bestemmelse af den strøm  $I_c$ , generatoren E afgiver til kredsløbet. Man finder:

$$I_c = \frac{E}{r_\pi + r_\mu} + g_m V + \frac{E}{r_o} \quad (4.9.9)$$

Ved hjælp af (4.9.7) samt tilnærmelsen  $r_\pi + r_\mu \approx r_\mu$  kan dette reduceres til:

$$I_c \approx \left( \frac{1}{r_\mu} (1 + g_m r_\pi) + \frac{1}{r_o} \right) E \quad (4.9.10)$$

Da  $g_m r_\pi = \beta = h_{fe}$ , finder man for  $r_o$ :

$$r_o = \frac{1}{h_{oe} - (1 + h_{fe})/r_\mu} = \frac{1}{32 \cdot 8 \cdot 10^{-6} - 270/13,7 \cdot 10^6} = \frac{76,2 \cdot 10^3 \Omega}{\text{=====}} \quad (4.9.11)$$

F:  $C_\mu$

Som det fremgår af taleksemplet i afsnit 4.5, er  $C_\mu$  en anelse større end rumladningskapaciteten  $C_{jc}$ , idet den også omfatter den capacitive effekt af basisbreddemodulationen. Kapaciteten  $C_{CBO}$  fra e-kurvebladet er også en anelse større end rumladningskapaciteten (der kan anses for strømuaafhængig), idet  $C_{CBO}$  foruden  $C_{jc}$  også omfatter en lille ydre spredningskapacitet imellem kollektor og basis.

Man kan derfor med nogenlunde god tilnærmelse sætte  $C_\mu$  lig med  $C_{CBO}$ : For den foreliggende spænding er  $C_{CBO}$  lig med 3,5 pF. For  $C_\mu$  fås da:

$$C_\mu = C_{CBO} = 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ F} \quad (4.9.12)$$

I nogle datablade angives en beslægtet kapacitet:  $C_{obo}$  (open-base-output capacitance); denne kan også med god tilnærmelse sættes lig med  $C_\mu$ .



G:  $C_{\pi}$

$C_{\pi}$  findes af relationen (4.6.9). Idet  $f_T$  i det foreliggende hvilepunkt er 270 MHz fås:

$$C_{\pi} = (g_m / 2\pi f_T) - C_{\mu} = 0.192 / (2\pi \cdot 2.7 \cdot 10^8) - 3.5 \cdot 10^{-12} = \underline{\underline{109.7 \cdot 10^{-12} \text{ F}}} \quad (4.9.13)$$

$C_{\pi}$  er tilnærmelsesvis proportional med  $g_m$  og derfor også med  $|I_{Ch}|$ . Da  $r_{\pi}$  er omvendt proportional med  $|I_{Ch}|$  følger, at indgangstidskonstanten  $\tau_{in} = r_{\pi} C_{\pi}$  med god tilnærmelse er uafhængig af  $|I_{Ch}|$ .

Til slut vil det være på sin plads at sammenfatte de relationer, der anvendes ved successiv bestemmelse af hybrid- $\pi$  parametrene ud fra h-parametrene,  $C_{CBO}$  og  $f_T$ :

$$\left. \begin{aligned} g_m &= |I_{Ch}| / V_t \\ r_{\pi} &= h_{fe} / g_m \\ r_x &\approx h_{ie} - r_{\pi} \quad (\text{unøjagtig}) \\ r_{\mu} &\approx r_{\pi} / h_{re} \\ r_o &\approx 1 / (h_{oe} - (1 + h_{fe}) / r_{\mu}) \\ C_{\mu} &\approx C_{CBO} \\ C_{\pi} &= (g_m / 2\pi f_T) - C_{\mu} \end{aligned} \right\} \quad (4.9.14)$$

I den simplificerede hybrid- $\pi$  model, hvor man negligerer  $r_{\mu}$  og  $r_o$  og anvender en gættet værdi af  $r_x$ , behøver man i virkeligheden kun at kende  $|I_{Ch}|$ ,  $h_{fe}$ ,  $f_T$  og  $C_{CBO}$  for at kunne beregne elementerne, altså kun én h-parameter.

I del IV, der omhandler simple forstærkertrin, foretrækkes hybrid- $\pi$  modellen på bekostning af h-modellen til småsignalanalyse. Årsagerne hertil er:

- 1) Hybrid- $\pi$  modellen beskriver transistoren i et større frekvensområde end h-modellen.
- 2) Hybrid- $\pi$  parametrene giver i modsætning til h-parametrene på simpel måde udtryk for hver sin fysiske effekt (diffusion, rekombination, basisbredde-modulation, etc.) og bidrager derfor til større fysisk indsigt i kredsløbets virkemåde.
- 3) Hybrid- $\pi$  parametrenes afhængighed af hvilepunktet er simple at inkludere i analysen.

Hermed afstås der i del IV også fra det omfattende og håndbogs-rægede formelapparat, der normalt knytter sig til anvendelsen af  $\pi$ -parametre, og som er typisk for den ældre litteratur. I stedet for ægges der vægt på simpel og instruktiv analyse fra tilfælde til tilfælde.

Dette afrunder behandlingen af bipolar transistorer.

### Felteffekttransistorer

Foruden den hidtil omtalte bipolar transistor (Bipolar Junction transistor eller forkortet: BJT), der i princippet er et strømstyret forstærkerelement, eksisterer der en anden vigtig transistortype: Felteffekttransistoren (Field Effect Transistor eller forkortet: FET), der i princippet er et spændingsstyret (eller snarere: feltstyret) element, og som i forhold til den bipolar transistor udmærker sig ved at indgangsimpedansen er umådelig stor, hvorved styreeffekten praktisk sagt bliver nul.

Den sidstnævnte transistortype kan med hensyn til konstruktion og virkemåde atter deles i to undergrupper: MOSFET'en (Metal Oxide Field Effect Transistor) og JFET'en (Junction Field Effect Transistor). Da MOSFET'ens teori er den simpleste at gøre rede for, behandles denne type først.

## 5.1 MOSFET'ens konstruktion og virkemåde

Fig. 5.1.1 illustrerer forskellige faser i fremstillingen af en MOSFET.

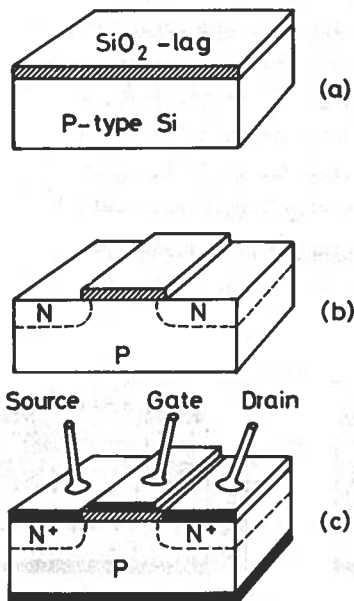


Fig. 5.1.1

Det ene N-område kaldes source (kilden); det andet N-område kaldes drain (dræn, opsamlingssted). Metalbelægningen på oxydlaget kaldes gate. De tilsvarende terminaler betegnes henholdsvis S, D og G (jvf. E, C og B for en bipolar transistor).

Overfladearealet af MOSFET-strukturen er ca.  $10^{-4} \text{ cm}^2$ , hvilket kun er omkring 5% af det areal, en bipolar laveffekttransistor kræver. I virkeligheden fremstilles de ikke én ad gangen men derimod i antal på op til flere tusinde på samme chip. Dette udnyttes særligt i digitale LSI (Large Scale Integration) kredsløb, hvor forbindelsesmønstret fremstilles samtidigt med transistorerne.

Udgangsmaterialet er en svagt P-type doteret siliciumbrik, der kaldes substratet. På overfladen af substratet opdyrkes et tyndt lag (1000 - 2000 Å) siliciumdioxid, der dels fungerer som en perfekt elektrisk isolator og dels forhindrer utilsigtet diffusion af urenheder ind i substratet, se fig.5.1.1a.

Siliciumdioxiden borttøses dernæst over to områder som vist på fig. 5.1.1b, og under disse fremstilles to kraftigt doterede N-type områder ved inddiffusion igennem de blottede substratflader.

Til slut pådampes et metallag, der ætzes således, at de to N-områder og det mellemliggende oxydlag får hver sin kontakt, der forsynes med tilledning, og substratet forsynes også med en kontakt, se fig. 5.1.1.c.

Idet gate-kontakten og substratet virker som de to plader i en lade-kondensator med det mellemliggende  $\text{SiO}_2$ -lag som dielektrikum har an tilsyneladende at gøre med et elektrisk ækvivalentdiagram som vist på fig. 5.1.2. Da de to serieforbundne dioder vender hver sin vej, og da der ikke er galvanisk forbindelse til gate-kontakten, er dette "ækvivalentdiagram" imidlertid allerede utilstrækkeligt til at forklare, at der med passende påtrykte spændinger kan løbe en stor dc-strøm fra D til S, og at denne strøm er styret af dc-potentialet på G.

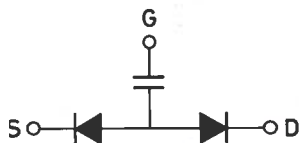


Fig. 5.1.2

For at forstå dette studeres først virkningen af en voksende potentialforskel mellem gate og substrat.

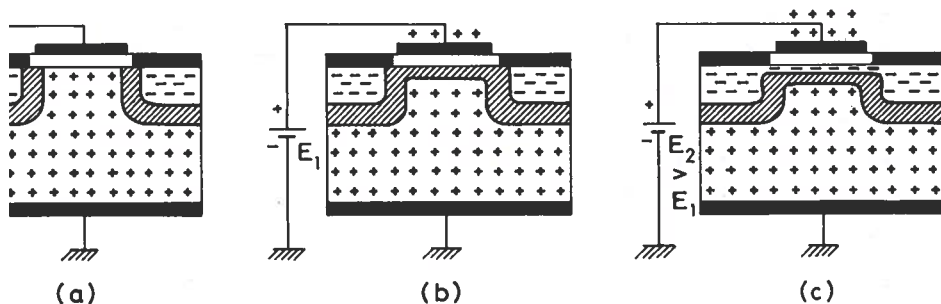


Fig. 5.1.3

På fig. 5.1.3 angiver plusserne huller og minusserne elektroner. De skraverede zoner angiver de til PN-overgangene knyttede rumladningsområder, der er yderst fattige på fri ladningsbærere.

På a-figuren har både gate- og substratkontakt potentialet nul, og da substratområdet i sig selv er neutralt (plusserne balancerer med ikke viste minusser svarende til de faste ionladninger), er der intet vertikalt elektrisk felt igennem  $\text{SiO}_2$  dielektrikum (undtagen måske fra ladningsfælder på overfladen af substratet).

På b-figuren er der en lille positiv potentialforskel imellem gate- og substrat-kontakt, og der eksisterer følgelig et nedadrettet elektrisk felt udgående fra de positive ladninger på gate-kontakten. Dette felt

vil fortrænge de positive ladningsbærere (hullerne) fra toppen af substratet, og kraftlinierne vil lande på de således blottede negative ionladninger. Der opstår med andre ord under dielektriket et rumladningslag, der forbinder de til S og D PN-overgangene knyttede rumladningslag. Der er stadigvæk ikke skabt en ledende forbindelse fra D til S.

På c-figuren er potentialforskellen gjort større. Dette bevirker, dels at hullerne trækker sig endnu længere tilbage fra overfladen, og dels at der nu "suges" elektroner ind fra de to N-områder, således at der dannes en ledende N-type kanal imellem disse umiddelbart under dielektriket. Indsugningsmekanismen kan også udtrykkes således, at randfeltet fra gatekontakten vil bidrage til at reducere potentialbarriererne ind mod de to N-type områder, hvorved elektroner bliver i stand til at diffundere ind i P-området under dielektriket.

Denne proces, at der i toppen af P-type substratet dannes en "N-type" kanal, kaldes inversion. Anførselstegnene refererer til, at der ikke er tale om en sædvanlig neutral N-type halvleder, som den der fremstilles ved donordotering.

Gives drain-kontakten en positiv spænding i forhold til source-kontakten, vil elektroner via kanalen strømme fra S til D, d.v.s. der opstår en strøm  $I_D$  fra drain til source. Dette er vist på fig. 5.1.4a

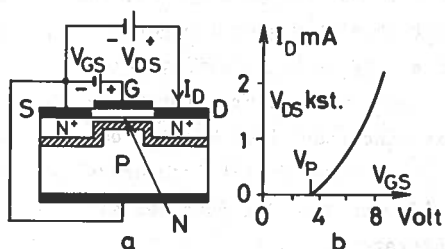


Fig. 5.1.4

Ofte er source-kontakten kortsluttet til substrat-kontakten internt i transistoren. Source-substrat overgangen har da forspændingen nul, medens drain-substrat overgangen er forspændt i spærreretningen, d.v.s. hele den øvre del af strukturen (source, drain og kanal-områderne) er adskilt fra den nedre del af strukturen (substratet) af et elektrisk isolerende rumladningslag (også kaldet spærrelaget).

Varierer man  $V_{GS}$ , medens  $V_{DS}$  holdes konstant, fås det på fig. 5.1.4b viste forløb af  $I_D$ . For værdier af  $V_{GS}$  under 3.6 Volt (i dette eksempel) er kanalen endnu ikke etableret, og  $I_D$  er derfor nul. For værdier af

$V_{GS}$  over 3.6 Volt eksisterer kanalen med en tykkelse, der vokser med  $V_{GS}$ , og  $I_D$  vokser derfor også med  $V_{GS}$ . Den spænding, for hvilken kanalen lige netop forsvinder når  $V_{GS}$  aftager (her 3.6 Volt), kaldes pinch-off spændingen  $V_p$  (pinch-off = afsnøring).

Den ovenfor betragtede MOSFET er af N-kanal enhancement typen. Enhance betyder forøge eller berige. Betegnelsen refererer til, at kanalen beriges med negative ladningsbærere, når tværfeltet fra gatepotentialet vokser.

En anden MOSFET type er vist på fig. 5.1.5. Her skaber man ved transistorens fremstilling en ind-doteret N-type kanal, og der vil derfor allerede, når  $V_{GS}$  er nul løbe en kraftig strøm:  $I_D = I_{DSS}$  fra D til S. Gør man  $V_{GS}$  negativ, fortrænges elektronerne fra den øvre del af kanalen, og  $I_D$  falder. Pinch-off spændingen bliver altså her negativ. Denne MOSFET er af N-kanal depletion typen. Deplete betyder udtynde. Betegnelsen refererer til, at kanalen udtyndes, når gatepotentialet vokser i negativ retning. Gøres  $V_{GS}$  positiv, fungerer denne transistor efter berigelsesprincippet, idet kanalen da ikke alene omfatter det inddoterede N-område men også den øvre del af P-substratet.

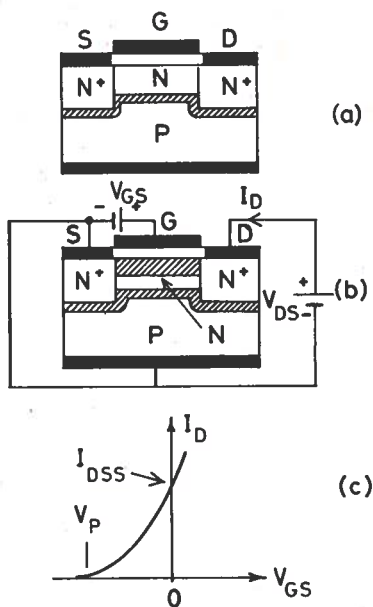


Fig. 5.1.5

Er substrat- og source-kontakterne adskilte, kan man for begge typer ved hjælp af en ekstra forspænding på substratkontakten til en vis grad kontrollere  $V_p$  elektrisk.

## 5.2 Kanalprofilens udseende for små værdier af $V_{DS}$

Fig. 5.1.4 er oversimplificeret, idet kanalen er vist med samme tykkelse overalt. Dette er imidlertid kun tilfældet, hvis tværfeltet igennem  $\text{SiO}_2$ -laget har samme intensitet langs hele kanalen, hvilket igen kræver, at  $V_{DS} = 0$ .

Når  $V_{DS} > 0$ , udgør kanalen ikke længere et ækvipotentialeområde, men besidder et potential  $V(x)$ , der vokser monotont fra værdien nul i kanalens source-ende ( $x = 0$ ) til værdien  $V_{DS}$  i kanalens drain-ende ( $x = L$ ), og da  $V(x)$  bidrager til at reducere den lokale potentialforskel imellem gate og kanal:  $V_{CK}(x) = V_{GS} - V(x)$ , aftager kanalens effektive tykkelse med afstanden  $x$  fra source. Disse forhold er illustrerede på fig. 5.2.1, hvor  $t(x)$  er den lokale værdi af kanaltykkelsen, og  $a$  er afstanden fra substratoverfladen til det neutrale område under spærrelaget. Sålænge  $V_{DS}$  er lille, er  $a$  nogenlunde uafhængig af  $x$ .

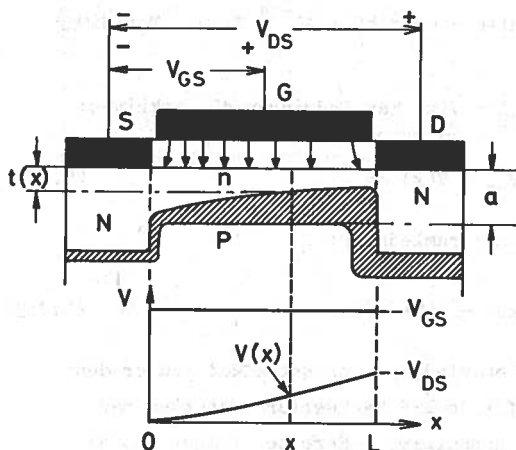


Fig. 5.2.1

Den bredden af kanalen kaldes  $b$ , og tykkelsen af dielektriket kaldes  $c$ . For simpelhedens skyld antages det, at de frie ladningsbærere i kanalen udelukkende er elektroner

Da kanalindsnævringen har afgørende betydning for  $I_D$ 's afhængighed af  $V_{DS}$  og  $V_{GS}$ , søges forbindelsen imellem  $t(x)$  og  $V(x)$  i det følgende klarlagt. Herunder vil betingelsen "små værdier af  $V_{DS}$ " også blive præciseret.

Fig. 5.2.2 viser et infinitesimalt udsnit  $dx$  af den aktive del af strukturen udskåret i afstanden  $x$  fra source-enden. Bredden af kanalen

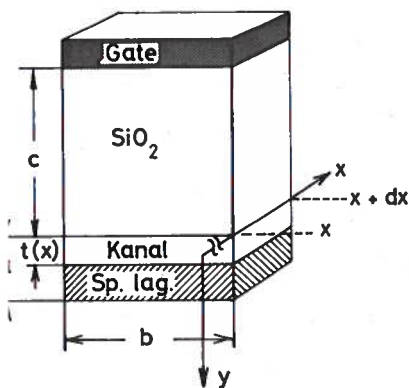


Fig. 5.2.2

og at koncentrationen  $n$  af disse er uafhængig af  $x$  og  $y$ . Endvidere antages det, at spærrelaget ikke indeholder frie ladningsbærere<sup>†</sup>. Endelig antages det, at  $a \ll c$ , hvilket gør det tilladeligt at betragte den totale ladning  $dQ_{KS}$  i kanal og spærrelagsudsnittet som en overfladeladning knyttet til planen  $y = 0$ .

Udsnittet kan nu opfattes som en pladekondensator med kapaciteten  $dC = C_0 dx/L$ , hvor  $C_0$  - den totale statiske gate-kanal kapacitet - er givet ved:

$$C_0 = \epsilon_r \epsilon_0 \cdot \frac{bL}{c} \quad (F) \quad (5.2.1)$$

(For  $\text{SiO}_2$  er  $\epsilon_r$  - den relative dielektricitetskonstant - lig med 12.  $\epsilon_0$  - vacuum-dielektricitetskonstanten - er  $8.85 \cdot 10^{-14}$  F/cm. For  $\text{SiO}_2$  er  $\epsilon_r \epsilon_0$  derfor  $1.06 \cdot 10^{-12}$  F/cm).

Idet spændingen over  $dC$  er  $V_{GS} - V(x)$  kan ladningen  $dQ_{KS}$  skrives:

$$dQ_{KS} = - \frac{C_0}{L} (V_{GS} - V(x)) dx \quad (5.2.2)$$

men kan også udtrykkes som den totale rumladning:

$$dQ_{KS} = - qN_a b dx - qnbt(x) dx \quad (5.2.3)$$

Det første led er den bundne acceptorladning, og det andet led er den inducerede elektronladning. Det første led kan derfor erstattes med  $(-C_0 V_P dx/L)$ , hvor  $V_P$  er pinch-off spændingen. Herefter følger det af de to udtryk for  $dQ_{KS}$ , at:

$$t(x) = \frac{C_0}{qnbL} (V_{GS} - V_P - V(x)) \quad (5.2.4)$$

†

I virkeligheden ændrer koncentrationerne  $n$  og  $p$  af de frie ladningsbærere sig gradvist med både  $x$  og  $y$ , men man kan altid definere de effektive tykkelser  $t(x)$  og  $a$ , således at kanal- og spærrelagstilnærmelsen har samme virkning i ladningsmæssig henseende som de virkelige koncentrationer.



Hvis kanalen skal eksistere hele vejen fra source til gate ( $t(x) > 0$  for  $0 \leq x \leq L$ ), må der nødvendigvis gælde  $V(x)_{\max} = V(L) = V_{DS} < V_{GS} - V_P$ . Betingelsen:

$$\underline{V_{DS} < V_{GS} - V_P} \quad (5.2.5)$$

præciserer altså, hvad der menes med "små værdier af  $V_{DS}$ ", og sikrer, at kanalen er intakt. I afsnit (5.4) bliver der gjort rede for, hvad der sker, når  $V_{DS}$  bliver så stor, at denne betingelse overskrides.

### 5.3 $I_D$ 's afhængighed af $V_{DS}$ og $V_{GS}$ , når kanalen er intakt

$V_{DS}$  fremkalder et drift-felt  $F(x)$  på langs i kanalen, som får elektronerne til at bevæge sig fra source imod drain. Idet  $F(x) = -dV(x)/dx$  kan driftstrømmen igennem tværsnittet  $x$  skrives:

$$I(x) = -qnbt(x)\mu_n \frac{dV(x)}{dx} \quad (5.3.1)$$

hvor  $\mu_n$  er elektronmobiliteten. Med anvendelse af (5.2.4) fås:

$$I(x) = -\frac{C_o \mu_n}{L} (V_{GS} - V_P - V(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (5.3.2)$$

Integration af denne ligning langs med kanalen fra  $x = 0$  til  $x = L$  ( $V(x) = 0$  til  $V(x) = V_{DS}$ ) giver:

$$\int_0^L I(x) dx = -\frac{C_o \mu_n}{L} ((V_{GS} - V_P)V_{DS} - \frac{1}{2}V_{DS}^2) \quad (5.3.3)$$

men da  $I(x)$  ifølge Kirchhoffs lov må være den samme i ethvert tværsnit, d.v.s. uafhængig af  $x$ , må  $I(x)$  være lig med  $(-I_D)$ , og integralet på venstre side kan derfor erstattes med  $(-I_D)L$ . Heraf følger hovedrelationen, der udtrykker  $I_D$  som funktion af  $V_{DS}$  og  $V_{GS}$ :

$$\underline{I_D = \frac{C_o \mu_n}{L^2} ((V_{GS} - V_P)V_{DS} - \frac{1}{2}V_{DS}^2)} \quad (5.3.4)$$

der forudsætter, at kanalen er intakt, d.v.s. er underkastet betingelsen:

$$V_{DS} < V_{GS} - V_P \quad (5.3.5)$$

Lader man  $V_{DS}$  gå imod  $V_{GS} - V_P$ , går  $I_D$  imod en grænseværdi, der kan udtrykkes ved:

$$I_D + \frac{C_{O\mu n}}{2L^2} V_{DS}^2 \quad (a) \quad \text{eller} \quad I_D + \frac{C_{O\mu n}}{2L^2} (V_{GS} - V_P)^2 \quad (b) \quad (5.3.6a-b)$$

(Når  $V_{DS}$  går imod  $V_{GS} - V_P$  igennem voksende værdier, går kanalykkelsen i drain-enden af kanalen imod nul. At strømmen ikke samtidig går imod nul, kan måske forekomme paradoksalt her, men en fysisk forklaring af dette forhold gives i næste afsnit).

En grafisk fremstilling af forholdene vil hjælpe på overskueligheden.

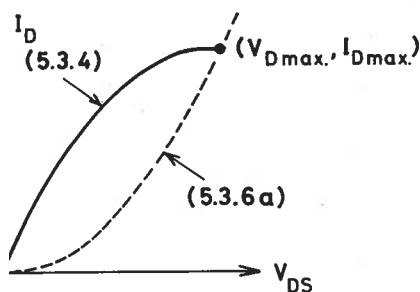


Fig. 5.3.1

Altså med et toppunkt, der tilfredsstiller (5.3.6b) og dermed også (5.3.6a). Den opadvendte grænseparabel svarende til (5.3.6a) er vist punkteret. Af parabelen (5.3.4) er kun medtaget den del, der svarer

I et  $I_D - V_{DS}$  koordinatsystem vil (5.3.4) for fastholdt  $V_{GS}$  fremstille en nedadvendt parabel gående igennem begyndelsespunktet og med toppunkt i:

$$V_{Dmax} = V_{GS} - V_P \quad (5.3.7)$$

$$I_{Dmax} = \frac{C_{O\mu n}}{2L^2} (V_{GS} - V_P)^2 \quad (5.3.8)$$

til positive værdier af  $V_{DS}$ , og som iøvrigt tilfredsstiller (5.3.5).

Hvis der ikke er nogen elektrisk forbindelse imellem source- og substrat-kontakterne, kan parabelen forlænges ned i tredje kvadrant ( $V_{DS} < 0$ ).

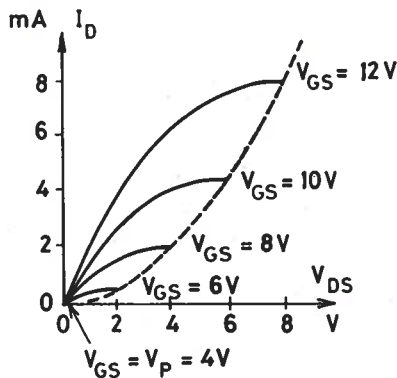


Fig. 5.3.2

Fig. 5.3.2 viser den kurveskare, der fremkommer, når styrespændingen  $V_{GS}$  tillægges forskellige diskrete værdier større end  $V_P$ . Kurverne gælder for en transistor med

$$C_{O\mu n}/L^2 = 0.25 \cdot 10^{-3} \text{ (Amp/Volt}^2\text{) og } V_P = 4 \text{ Volt.}$$

Parabelsegmentet svarende til  $V_{GS} = V_P$  udarter til begyndelsespunktet.

På trods af de mange tilnærmelser, der indgår i udledningen af (5.3.4), viser det sig, at denne ligning på særdeles tilfredsstillende måde beskriver MOSFET'ens opførsel for så lave værdier af  $V_{DS}$ , at kanalen er intakt.

#### 5.4 $I_D$ 's afhængighed af $V_{DS}$ og $V_{GS}$ , når kanalen er afsnøret Udgangs- og overføringskarakteristikkerne

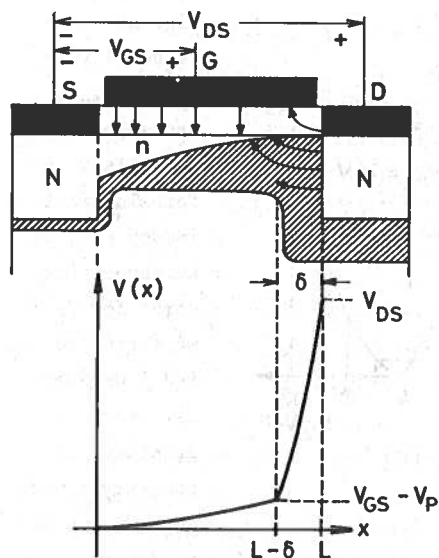


Fig. 5.4.1

I området til højre for den punkterede grænsekurve på fig. 5.3.1-2 er  $V_{DS} > V_{GS} - V_P$ . Drainenden af kanalen er da afsnøret, og relationen (5.3.4) gælder følgelig ikke længere. Fig. 5.4.1 viser det kvalitative udseende af kanalens form og potentialfordelingen fra source til drain under disse omstændigheder.

Den kanaldannende del:

$V_{GS} - V_P - V(x)$  af gate-substrat potentialforskellen:  $V_{GS} - V(x)$  bliver nu nul i en lille afstand  $\delta$  fra drain, og kanalen er derfor afsnøret i området  $L - \delta < x < L$ . Der udgår da et kraftigt elektrisk felt fra drain-området ind i rumladningszonen. Da acceptorkon-

centrationen her imidlertid er lille i forhold til den inducerede elektronkoncentration i kanalen, rækker det meste af feltet igennem til spidsen af kanalen og bevirker, at elektronerne fortsætter igennem afsnøringsområdet som en (negativ) driftstrøm:  $I_\delta$ .

Strømmen i det intakte kanalområde:  $I_{L-\delta}$  er også en (negativ) driftstrøm og må i henhold til behandlingen i sidste afsnit kunne opfattes som den kanalstrøm, der ville fremkomme, hvis man tænkte sig afstanden

imellem source og drain reduceret fra  $L$  til  $L-\delta$  og  $V_{DS}$  reduceret til  $V_{GS} - V_P$ , d.v.s. således at den afkortede transistor lige netop er afsnøret. En sådan transistors drain-strøm er imidlertid givet ved (5.3.6b), når  $L$  i nævneren erstattes med  $L-\delta$ , og  $C_0$  i tælleren erstattes med  $C_0(L-\delta)/L$ .

For den virkelige transistor kræver Kirchhoffs lov, at  $i_\delta = i_{L-\delta} = -I_D$ , og dette i forbindelse med den foregående betragtning viser, at:

$$I_D = \frac{C_0 \mu_n}{2L(L-\delta)} (V_{GS} - V_P)^2 \quad (5.4.1)$$

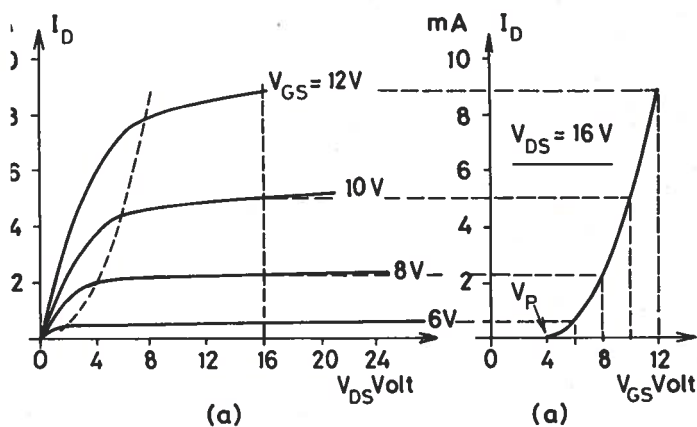


Fig. 5.4.2

Da det viser sig, at størrelsen  $\delta$  vokser med  $V_{DS}$ , men hele tiden er lille i forhold til  $L$  indser man, at karakteristikkene for  $I_D$  må fortsætte ind i området til højre for grænsekurven som kurver med en svag positiv hældning, og

således at afstanden imellem dem langsomt forøges.

Et repræsentativt udgangskaraktistikfelt er vist på fig. 5.4.2a. I området til venstre for grænsekurven siges transistoren at arbejde under pinch-off, d.v.s. med intakt kanal. I området til højre for grænsekurven siges den at arbejde over pinch-off, d.v.s. med afsnøret kanal. Fig. 5.4.2b viser en tilsvarende overføringskaraktistik konstrueret for  $V_{DS} = 16$  Volt. Man indser, at overføringskaraktistikken er relativt uafhængig af  $V_{DS}$ , når transistoren arbejder over pinch-off. Overføringskaraktistikken er iøvrigt en parabelbue givet ved (5.4.1) (med den til  $V_{DS} = 16$  V svarende værdi af  $\delta$ ).

Ofte negligerer man  $\delta$  og regner udgangskaraktistikkerne for vandrette over pinch-off. Herved bliver også overføringskaraktistikken uafhængig af  $V_{DS}$ .

Hele den foregående redegørelse rejser det naturlige spørgsmål: Når  $I_D$  karakteriseres som en driftstrøm uanset om transistoren arbejder under eller over pinch-off, hvordan kan det da være, at  $I_D$  afhænger stærkt af  $V_{DS}$  i første tilfælde men kun svagt af  $V_{DS}$  i det andet tilfælde ?

Svaret herpå er at søge i elektronmobilitetens afhængighed af det elektriske felt. I afsnit 2.4, del I blev  $\mu_n$  defineret som en konstant størrelse, men dette gælder kun for værdier af feltstyrken  $F$  op til ca.  $10^3$  V/cm. Over ca.  $10^4$  V/cm nærmer  $\mu_n$  sig til at være omvendt proportional med  $F$ . Disse grænser gælder for silicium.

I MOSFET'en antager  $F(x) = -dV(x)/dx$  værdier, der i kanalen ligger i det første område, men i afsnøringsområdet - om et sådant findes - snarere ligger i det sidste område. Heraf følger, at elektronernes middelhastighed  $v_n = -\mu_n F$  er proportional med  $F$  i kanalen men næsten uafhængig af  $F$  (og dermed af  $V_{DS}$ ) i afsnøringsområdet.

Man kan også anskue dette på en anden måde:

Den specifikke ledningsevne af strømbanen er  $\sigma = qn\mu_n$ . I kanalen er denne størrelse konstant, og kanalen opfører sig derfor som en ohmsk modstand. I afsnøringsområdet er størrelsen snarere omvendt proportional med  $F$ , men dette betyder, at afsnøringsområdet opfører sig som en konstantstrømgenerator (strømtætheden  $J$  er lig med  $F \cdot \sigma$ ). Generatorstrømmen er lig med den strøm, der ankommer fra kanalen, og afhænger derfor hovedsagelig af  $V_{GS}$ .

Ganske den samme ledningsmekanisme gælder for elektrontransporten igennem basis-kollektor rumladningszonen i en bipolar NPN transistor. Endelig kan man drage en parallel til et vandfald, hvor strømmen ikke afhænger ret meget af selve faldets højde men derimod snarere af tilløbsforholdene i den øvre kanal.

For en N-kanal MOSFET af depletion-typen gælder tilsvarende forhold men med den forskel, at  $V_p$  her er negativ. Fig. 5.4.3 viser udgangs-

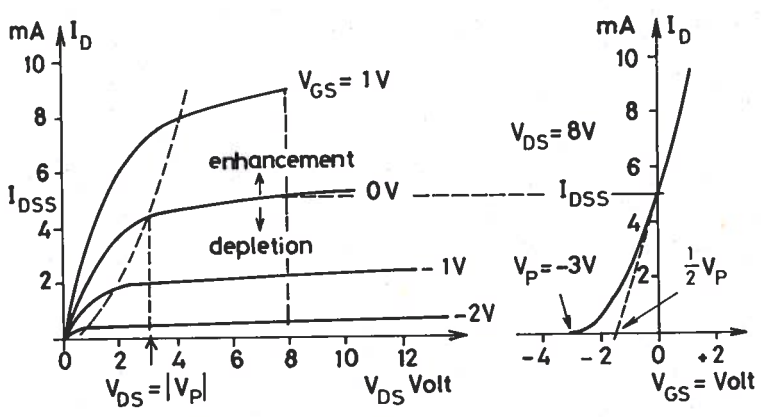


Fig. 5.4.3

karakteristikkerne samt en enkelt overføringskarakteristik for en sådan transistor. Da der stadigvæk på den punkterede grænsekurve gælder:  $V_{DS} = V_{GS} - V_P$  bliver  $V_{DS} = |V_P|$  i knæet på karakteristikken for  $V_{GS} = 0$  Volt. Overføringskarakteristikken er også her parabolisk men kan nu udtrykkes på formen:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2 \quad (\text{depletion type}) \quad (5.4.2)$$

hvor  $I_{DSS}$  afhænger svagt af  $V_{DS}$ .

Ligning (5.4.1), der beskriver overføringsfunktionen for enhancement typen, kunne i og for sig normeres på samme måde:

$$I_D = I_{Do} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2 \quad (\text{enhancement type}) \quad (5.4.3)$$

men her vil strømmen  $I_{Do}$  i modsætning til  $I_{DSS}$  være en fiktiv størrelse, jvf. fig. 5.4.4.  $I_{DSS}$  - der i henhold til notationen betyder: strømmen fra drain til source ved kortslutning (short circuit) af gaten - er for denne type en forsvindende lille strøm ( $\approx 10^{-9}$  Amp).

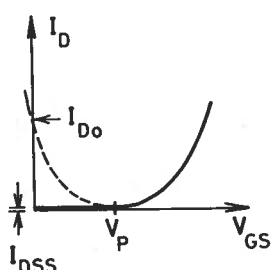


Fig. 5.4.4

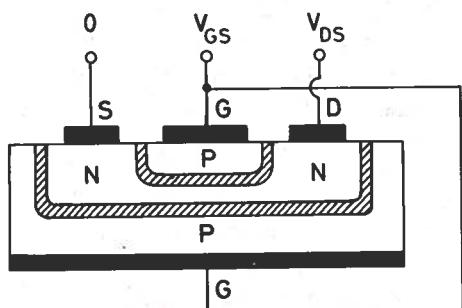
I tilknytning til disse problemer vedrørende notation bør det nævnes, at mange datablade anvender betegnelser som  $V_T$  eller  $V_{GST}$  for  $V_P$ . Heraf må navnlig den første

siges at være uheldig, da den er sammenfaldende med betegnelsen for den vigtige fysiske størrelse:  $kT/q$ .

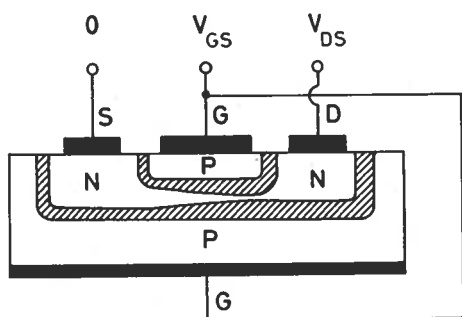
De ovenfor omtalte MOSFET-typer findes også i P-kanal version, d.v.s. med N-type substrat. For disse har alle spændinger og strømme ovenfor modsat fortegn. Generelt set optager N-kanal strukturen dog mindre areal og har bedre højfrekvenssegenskaber end P-kanal strukturer, da  $\mu_n$  er ca. 2.5 gange større end  $\mu_p$ . Til gengæld er N-kanal versionen lidt vanskeligere at fremstille.

I modsætning til bipolære transistorer har indgangskarakteristikker ingen relevans for felteffekttransistorer, da gate-strømmen er forsvindende lille. For en MOSFET er  $I_G$  en lækstrøm af størrelsesordenen  $10^{-14} - 10^{-15}$  Amp.

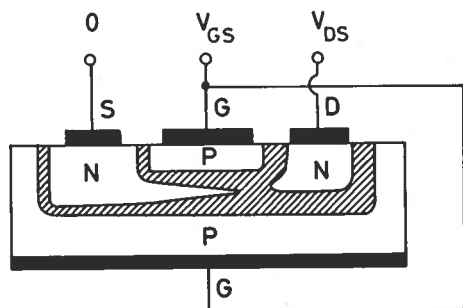
## 5.5. JFET'ens opbygning og virkemåde



$$a) V_{GS} = V_{DS} = 0$$



$$b) V_P < V_{GS} < 0; 0 < V_{DS} < V_{GS} - V_P$$



$$c) V_P < V_{GS} < 0; V_{DS} > V_{GS} - V_P$$

Fig. 5.5.1

relsesordenen ca.  $10^{-9}$  Amp. (I MOSFET'en, hvor gate-kontakten er adskilt

Fig. 5.5.1 illustrerer opbygningen og virkemåden af en N-kanal JFET. (J = Junction = PN-overgang). Som det fremgår af figuren består JFET'en i princippet af to PN-overgange med et fælles N-område. P-områdene fælles ydre forbindelse fungerer som gate. Den snævre vandrette del af N-området fungerer som kanal, idet tykkelsen af det ledende lag afhænger af de to isolerende rumladningszoners udbredelse i N-området. Da N-området er meget svagere doteret end P-områderne, kan man se bort fra rumladningszonernes udbredelse i P-områderne.

For  $V_{GS} = 0$  og  $V_{DS} = 0$ , fig. 5.5.1a, er kanalen in-takt. Ændres  $V_{GS}$  i negativ retning svulmer rumladningszonerne op, hvorved kanalen indsnævres, og afsnørings-spændingen  $V_P$  er derfor negativ for denne transistor-type.

I det naturlige styrespændingsområde:  $-|V_P| < V_{GS} < 0$  er PN-overgangene forspændt i spærretretningen, og gate-strømmen er derfor overordentlig lille, d.v.s. af stør-



fra kanalen med et højisolerende dielektrikum, er  $I_G$  dog som nævnt endnu 5-6 størrelsesordener mindre).

Gøres  $V_{DS} > 0$ , bevirker potentialvariationen i kanalen, at PN-overgangenes lokale spærrespænding vokser hen langs kanalen fra source til drain. Spærrelagene vokser da også, hvorved kanalen gradvis indsnævres. Fig. 5.5.1b-c viser situationen, når transistoren arbejder henholdsvis under og over pinch-off.

En udledning af karakteristikkfeltet for en JFET kan gennemføres på principielt samme måde som for en MOSFET (jvf. afsnittene 5.3 og 5.4), men kompliceres af, at kanaltykkelsen ikke - som for MOSFET'en - varierer lineært med kanalpotentialet  $V(x)$ . (Den lokale værdi af PN-overgangenes potentialbarriere  $\Delta\psi(x)$  varierer lineært med  $x$ , men bredden af spærrelagene, der begrænser kanalen, varierer som  $\Delta\psi(x)^{1/2}$  for PN-overgange med konstant dotering). Under hensyntagen til denne effekt kan det vises, at  $I_D$  i området under pinch-off er givet ved:<sup>†</sup>

$$I_D = G_0 \left\{ \frac{2V_{GS}}{3} \left[ \sqrt{\frac{V_{GS} - V_{DS}}{V_P}} - \sqrt{\frac{V_{GS}}{V_P}} \right] + V_{DS} \left[ 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_{GS} - V_{DS}}{V_P}} \right] \right\} \quad (5.5.1)$$

(for  $V_{GS} > V_P$  og  $V_{DS} < V_{GS} - V_P$ ).

hvor  $G_0$  er kanalens konduktans for  $V_{GS} = V_{DS} = 0$ .

Udgangskaraktistikkerne svarende til (5.5.1) er vist på fig. 5.5.2. De minder stærkt om de tilsvarende karakteristiker for en MOSFET, men er dog ikke parabelbuer.

For området over pinch-off  $V_{DS} > V_{GS} - V_P$  vil karakteristikkene - med en begrundelse svarende til den, der blev givet for MOSFET'en - fortsætte imod højre med en svag positiv hældning.

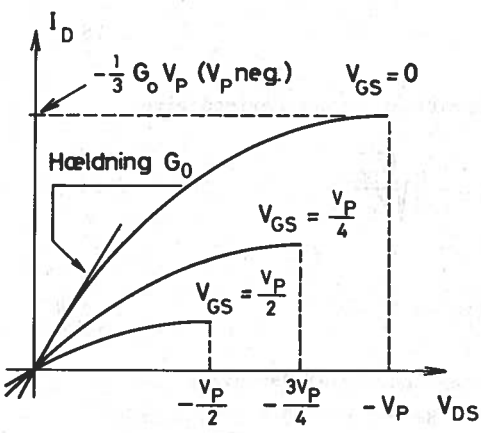


Fig. 5.5.2

<sup>†</sup> Se f.eks.: P.E. Gray and C.L. Searle: ELECTRONIC PRINCIPLES, Physics, Models and Circuits. sec. 10.2.2, pp 355-357. John Wiley. 1969.

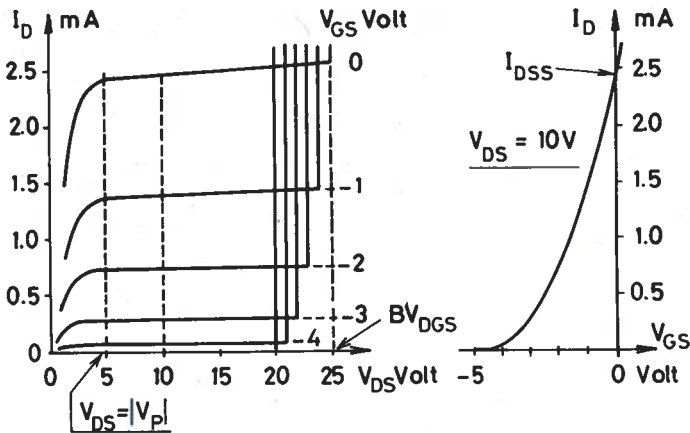


Fig. 5.5.3

Fig. 5.5.3 viser et eksempel på de resulterende udgangskaraktistikker samt en enkelt overføringskaraktistik.

Overføringskaraktistikken for en JFET minder stærkt om overføringskaraktistikken for en MOSFET af depletion typen (jvf. fig. 5.4.3), men er dog ikke strengt kvadratisk som denne.

For depletion MOSFET'en er karakteristikken som tidligere nævnt givet ved:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2 \quad (5.5.2)$$

For en JFET med konstante doteringsprofiler er den derimod givet ved:

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - 3\frac{V_{GS}}{V_P} \left(1 - 2\sqrt{\frac{V_{GS}}{V_P}}\right)\right) \quad (5.5.3)$$

hvor:

$$I_{DSS} \approx -\frac{1}{3} G_0 V_P \quad (>0 \text{ da } V_P < 0) \quad (5.5.4)$$

(Tilnærmelsen i (5.5.4) svarer til negligering af den svage  $V_{DS}$ -afhængighed i området over pinch-off. Herved kan (5.5.3-4) udledes af (5.5.1) ved grænseovergangen:  $V_{DS} \rightarrow V_{GS} - V_P$ ).

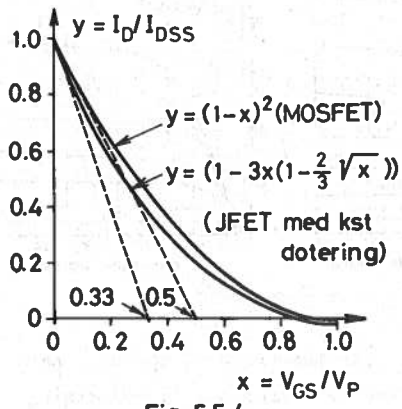


Fig. 5.5.4 viser en sammenligning af de to teoretiske karakteristikker. Den lille forskel forklarer, at man i mere kvalitative fremstillinger ofte ser JFET'ens overføringskarakteristik angivet ved det simpleste af de to udtryk: (5.5.2), altså tillægger den en kvadratisk karakteristisk i stedet for en 3/2-potens karakteristisk. I praksis kan man dog ved fremstillingen i nogen grad kontrollere afhængigheden ved passende valg af doteringsprofilerne.

De skarpe knæk på JFET'ens udgangskarakteristikker for store værdier af  $V_{DS}$  (jvf. området 20 - 25 Volt for  $V_{DS}$  på fig. 5.5.3) hidrører fra, at potentialbarriererne i drain-enden af PN-overgangene bliver så store, at der indtræffer lavnegennembrud, hvorved drain-strømmen kortsluttes ud igennem gate-kontakten. Da negative gate-spændinger bidrager til at forhøje potentialbarrieren, knækker de nedre karakteristikker for lavere værdier af  $V_{DS}$  end de øvre. Denne gennembrudseffekt eksisterer ikke i MOSFET'en.

Den værdi af  $V_{DS}$  for hvilken gennembruddet indtræffer, når  $V_{GS} = 0$  kaldes  $BV_{DGS}$  (break-down voltage from drain to gate with short-circuit between gate and source). På fig. 5.5.3 er denne spænding 25 Volt.

JFET'en eksisterer også i P-kanal version. For denne har alle spændinger og strømme ovenfor modsat fortegn.

5.6 Temperaturafhængigheden af FET-karakteristikkerne

Fig. 5.6.1 viser karakteristikkfeltet for en N-kanal MOSFET af enhancement typen for tre forskellige temperaturer.†

---

† fra Gray & Searle; p. 444.

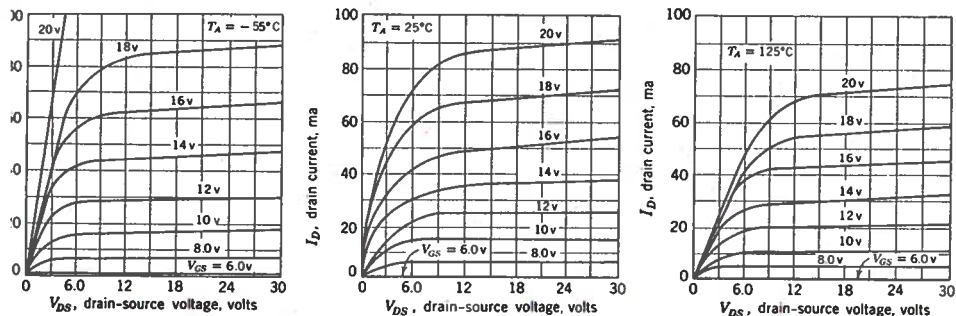


Fig. 5.6.1

Det ses at  $I_D$  for fastholdt  $V_{GS}$  falder, når temperaturen vokser. Karakteristikfeltet skrumper altså ind med voksende temperatur (i modsætning til situationen for bipolære transistorer, hvor det svulmer op med temperaturen, jfr. fig. 3.7.1).

Årsagen til dette er, at mobiliteten af ladningsbærerne i kanalen aftager, når temperaturen vokser. (Man kan forestille sig, at krystalgitteret i halvledermediet vibrerer kraftigere, hvorved den fri middellængde for de mobile ladningsbærere bliver mindre.  $\mu$  forholder sig som  $T^{-2.5}$ .<sup>†</sup>)

For en JFET iagttages den samme afhængighed, der også finder udtryk i, at  $I_{DSS}$  aftager, når temperaturen vokser. Her er der imidlertid endnu en temperaturvirkning, der gør sig kraftigt gældende, idet stigende temperatur medfører, at gate-kanal spærrelagene indsnævres, så kanalen udvider sig.  $V_{GS}$  må da gøres mere negativ for konstant kanalstrøm, dvs.  $|V_P|$  bliver større.

I omegnen af stuetemperatur aftager  $I_{DSS}$  ca. 0.7%/°C, medens  $|V_P|$  vokser med ca. 2.2 mV/°C. Den samlede virkning på overføringskarakteristikken

er vist på fig. 5.6.2. Det interessante ved figuren er, at der eksisterer et fælles skæringspunkt  $Q_0$  for alle karakteristikkene (dette kan verificeres både teoretisk og eksperimentelt). I dette punkt er  $I_D = I_{DQ_0}$  altså uafhængig af temperaturen. Det viser sig, at  $I_{DQ_0}$  er større jo mindre  $|V_P|$  er.

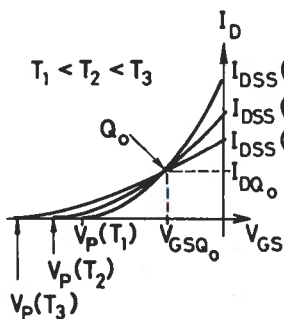


Fig. 5.6.2

<sup>†</sup> Eksperimentelt resultat for n-type Si.

Hvis  $V_P = -0.63\text{ V}$  falder  $Q_0$  ifølge teorien på  $I_D$ -aksen ( $I_{DQ_0} = I_{DSS}$ ).

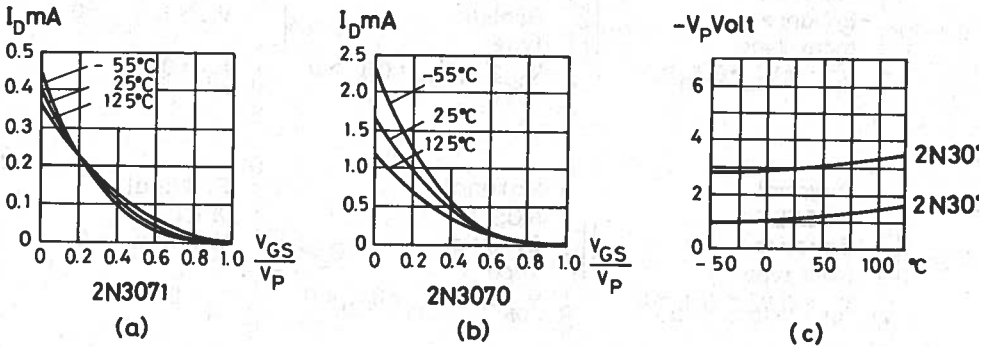


Fig. 5.6.3

Fig. 5.6.3 a-b illustrerer dette for henholdsvis en lav-pinch-off P-kanal JFET (AMELCO 2N 3071;  $V_P = 1\text{ V}$ ) og en høj-pinch-off P-kanal JFET (AMELCO 2N 3070;  $V_P = 3\text{ V}$ ). Fig. 5.6.3c viser  $V_P$ 's temperaturafhængighed for begge transistorer.

## 5.7 Konventioner og symboler for de forskellige FET-typer

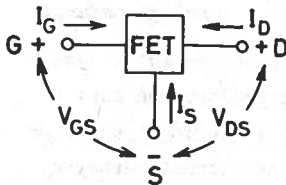


Fig. 5.7.1

De regnemæssige konventioner for spændingsfortegn og strømpilretninger for felt-effekttransistorer, der anvendes i denne lærebog, er definerede på fig. 5.7.1 og er uafhængige af FET-typer.

De forskellige typer er i kredsløbsdiagrammer karakteriserede ved symbolerne på fig. 5.7.2 (næste side).

Kanalen er for enhancement MOSFET typerne angivet med punktering for at tilkendegive, at der ingen kanal eksisterer for  $V_{GS} = 0$ . Pilene angiver retningen fra P til N-området i substrat-kanal "overgangen" for MOSFET typerne og i gate-kanal overgangen for JFET-typerne. Substratkontakten (også kaldt backgaten) i MOSFET-typerne er vist kortsluttet til sourcekontakten i henhold til normal praksis. Der eksisterer dog transistorer, hvor denne forbindelse ikke er etableret internt.

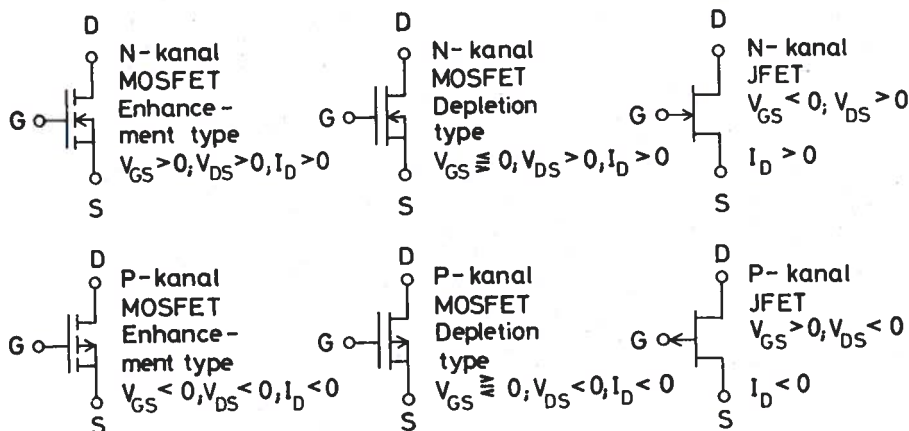


Fig. 5.7.2

### 5.8 Felteffekttransistorens dynamiske forhold

Hidtil er der redegjort for drainstrømmens afhængighed af de påtrykte spændinger, når disse varierer så langsomt, at der kan ses bort fra kapacitive effekter samt transitividsfænomener.

Når der er tale om hurtigt varierende spændinger må analysen modificeres således, at disse dynamiske forhold tilgodeses i rimeligt omfang.

De kapacitive effekter, der bevirker, at der må påregnes en vis gateforskydningsstrøm ved høje frekvenser, er søgt anskueliggjorte på fig.

5.8.1, der viser en heuristisk storsignalmodel for en felteffekttransistor

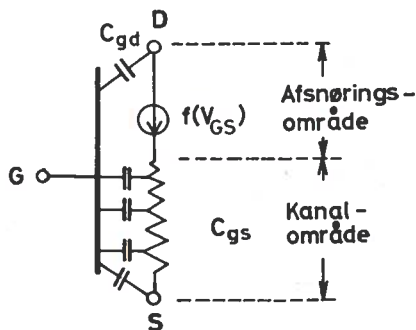


Fig. 5.8.1

gældende for det normale arbejdsområde over pinch-off. Kanalen er antydnet som en konduktans, hvis lokale værdi aftager fra source imod drain. Afsnøringsområdet er vist som en ulineært spændingsstyret strømgenerator (jfr. udtrykkene 5.4.2-3 for MOSFET tilfældene og udtrykket 5.5.3 for JFET tilfældet).

Imellem gate og kanal eksisterer der fordelte kapaciteter, hvis samlede virkning med god tilnærmelse kan ækvivaleres med virkningen af en effektiv kapacitet  $C_{gs}$  imellem gate og source. Tilnærmelsen berettiges af, at spændingsfaldet langs med kanalen er lille i forhold til  $V_{DS}$  (jfr.  $V(x)$ -kurven på fig. 5.4.1).

Den svagere elektriske kobling imellem gate og drain (jfr. feltbilledet på fig. 5.4.1) er repræsenteret ved en mindre kapacitet  $C_{gd}$ .  $C_{gs}$  og  $C_{gd}$  forårsager en kapacitiv gatestrøm, når henholdsvis  $V_{GS}$  og  $V_{GD}$  varierer.

Den dominerende dynamiske indgangskapacitet  $C_{gs}$  er simpel at bestemme for en MOSFET af enhancement typen. Da kanalens udseende og potentialfordeling ikke ændres ret meget i området over pinch-off (fordi  $\delta \ll L$  på fig. 5.4.1), kan man uden større fejl basere udledelsen af  $C_{gs}$  på den antagelse, at transistoren lige netop er afsnøret (dvs.  $\delta=0$  og  $V_{DS} = V_{GS} - V_p$ ). Betragtes strukturudsnittet på fig. 5.2.2 igen, må den ladning, der befinder sig på gateudsnittet, kunne skrives:

$$dQ_G = \frac{C_o}{L} (V_{GS} - V(x)) dx \quad (5.8.1)$$

(jfr. udtrykket (5.2.2) for den lige så store men negative ladning  $dQ_{KS}$  på den modsatte "plade").

Den totale gateladning må følgelig være:

$$Q_G = \frac{C_o}{L} \int_0^L (V_{GS} - V(x)) dx \quad (5.8.2)$$

En evaluering af dette integral kræver kendskab til potentialfordelingen  $V(x)$ . Med dette for øje løses ligning (5.3.3) med hensyn til  $I_D = -I(x)$ , idet den øvre grænse  $L$  i integralet erstattes med  $x$ . Dette giver:

$$I_D = \frac{C_o \mu_n}{Lx} ((V_{GS} - V_p)V(x) - \frac{1}{2} V(x)^2) \quad (5.8.3)$$

Sammenholdes (5.8.3) med (5.3.6b), der også udtrykker  $I_D$ , når transistoren lige netop er afsnøret, fremkommer følgende andengradslikning for  $V(x)$ :

$$V(x)^2 - 2(V_{GS} - V_P)V(x) + \frac{x}{L}(V_{GS} - V_P)^2 = 0 \quad (5.8.4)$$

der har den ægte rod:

$$\begin{aligned} V(x) &= (V_{GS} - V_P) \left(1 \pm \sqrt{1-x/L}\right) \\ &= V_{DS} \left(1 \pm \sqrt{1-x/L}\right) \end{aligned} \quad (5.8.5)$$

(+) kan forkastes, da løsningen skal opfylde betingelserne:  $V(0)=0$  og  $V(L)=V_{DS}$ . Potentialfordelingen er vist på fig. 5.8.2. At  $dV(x)/dx$  vokser med  $x$  passer med, at kanalens lokale konduktans aftager med  $x$ .

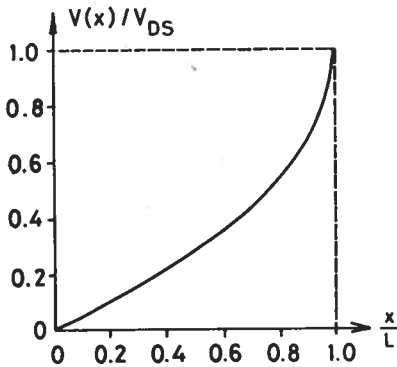


Fig. 5.8.2

Ved indsætning i (5.8.2) af det første udtryk for  $V(x)$  fås:

$$\begin{aligned} Q_G &= \frac{C_o V_P}{L} \int_0^L (1 - \sqrt{1-x/L}) dx \\ &+ \frac{C_o V_{GS}}{L} \int_0^L \sqrt{1-x/L} dx \end{aligned} \quad (5.8.6)$$

eller:

$$Q_G = \frac{1}{3} C_o V_P + \frac{2}{3} C_o V_{GS} \quad (5.8.7)$$

Den dynamiske gate-source kapacitet  $C_{gs}$  defineres som  $dQ_G/dV_{GS}$ .

Af (5.8.7) følger, at

$$C_{gs} = \frac{2}{3} C_o \quad (5.8.9)$$

At  $C_{gs}$  er mindre end  $C_o$  hænger fysisk set sammen med, at ladningsfordelingen knyttet til den statiske kapacitet  $C_o$  er homogen ( $V_{DS}=0$ ; konstant kanalprofil), medens ladningsfordelingen knyttet til  $C_{gs}$  er inhomogen ( $V_{DS} \neq 0$ ; tilspidset kanalprofil).



Ved sammenligning af (5.3.6b) og (5.4.2) finder man, at  
 $I_{DSS} = C_o \mu_n V_P^2 / 2L^2$ . (5.8.9) kan derfor omskrives til

$$C_{gs} = \frac{4}{3} \frac{L^2}{\mu_n} \cdot \frac{I_{DSS}}{V_P^2} \quad (5.8.10)$$

For samme transistortype er der ofte stor spredning på de opgivne parametre  $I_{DSS}$  og  $V_P$ . Ligning (5.8.10) viser, at  $C_{gs}$  er proportional med  $I_{DSS}$  og omvendt proportional med  $V_P^2$ . Typiske værdier af  $C_{gs}$  er 2-20 pF.

Kapaciteten  $C_{gd}$  repræsenterer den del af det elektriske felt, der udgår fra drainområdet, passerer igennem afsnøringszonen og dielektriket, og ender på gatekontakten. En bestemmelse af  $C_{gd}$  er kompliceret og skal ikke forsøges her.  $C_{gd}$  er lille i forhold til  $C_{gs}$ . Typiske værdier er 0.1-1 pF.

For JFET'en gælder lignende forhold, men da "dielektriket" her består af rumladningszonerne knyttede til gate-kanal PN-overgangene, og da tykkelsen af disse zoner afhænger af potentialbarrierehøjden, bliver  $C_{gs}$  og  $C_{gd}$  for denne transistortype spændingsafhængige kapaciteter. En nærmere redegørelse er kompliceret og falder udenfor rammerne af denne tekst.

I den ovenfor givne udledning af  $C_{gs}$  er det stiltiende forudsat, at man kan benytte de statiske udtryk for  $I_D$ . Dette er naturligvis kun en rimelig tilnærmelse, når frekvensen er så lav at:

- a)  $I_G$  hidrørende fra  $C_{gs}$  og  $C_{gd}$  stadig er meget lille i forhold til  $I_D$
- b) Periodetiden er meget stor i forhold til transittiden for de fri ladningsbærere i kanalen. ( $\tau_t$  er af størrelsesordenen  $10^{-9}$  sek for de fleste felt-effekttransistorer)

I de frekvensområder, der er af interesse for forstærkertrin med felteffekttransistorer, viser det sig, at begge disse betingelser er opfyldt, og det vil derfor være af ringe interesse at drive undersøgelsen af de dynamiske forhold videre end her.

### 5.9 Småsignalmodeller for felteffekttransistorer

Der udvikles først en småsignalmodel gældende for langsomme variationer, hvor de kapacitive effekter kan negligeres. Det antages endvidere, at felteffekttransistoren befinder sig i det normale arbejdsområde over pinch-off, hvor udgangskarakteristikkerne er næsten vandrette.

Under disse omstændigheder er  $I_G=0$ , og for  $I_D$  gælder følgende overføringsrelationer for de forskellige typer:

MOSFET. Depletion-typen (jfr. ligning (5.4.2) og fig. 5.4.3)

$$I_D = I_{DSS}(V_{DS}) \left[ 1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right]^2 \quad (5.9.1)$$

MOSFET. Enhancement-typen (jfr. ligning (5.4.3) og fig. 5.4.2)

$$I_D = I_{DO}(V_{DS}) \left[ 1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right]^2 \quad (5.9.2)$$

JFET-typen (med konstante doteringsprofiler) (jfr. ligning (5.5.3) og fig. 5.5.3)

$$I_D = I_{DSS}(V_{DS}) \left[ 1 - 3 \frac{V_{GS}}{V_P} \left( 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_{GS}}{V_P}} \right) \right] \quad (5.9.3)$$

hvor afhængigheden af  $V_{DS}$  er svag og knyttet til parameteren  $I_{DSS}$  eller  $I_{DO}$  (disse størrelser vokser svagt med  $V_{DS}$ ).

Generelt gælder altså:

$$I_D = f(V_{DS}, V_{GS}) \quad (5.9.4)$$

hvor  $f$  defineres af de ovenstående udtryk, og de indgående størrelser er totale øjebliksværdier.

Ved småsignaldrift kan de totale øjebliksværdier opløses i en konstant hvilestørrelse og en tidsvarierende småsignalstørrelse, f.eks.

$$I_D(t) = I_{Dh} + i_d(t) \quad (|i_d| \ll I_{Dh}) \quad (5.9.5)$$

og småsignalmodellen udtrykker da forbindelsen imellem småsignalstørrelserne på indgangs- og udgangssiden af transistoren svarende til et forud valgt hvilepunkt.

Af (5.9.4) følger at

$$I_D = I_{Dh} + i_d = f((V_{DS} + v_{ds}), (V_{GS} + v_{gs})) \quad (5.9.6)$$

der - hvis ændringerne er tilstrækkeligt små - kan tilnærmes med de første to led af en Taylorudvikling omkring hvilepunktet:

$$I_{Dh} + i_d = f_h + \left. \frac{\partial f}{\partial V_{GS}} \right|_h \cdot v_{gs} + \left. \frac{\partial f}{\partial V_{DS}} \right|_h \cdot v_{ds} \quad (5.9.7)$$

$(\partial f / \partial V_{GS})_h$  kaldes transkonduktansen  $g_m$  og  $(\partial f / \partial V_{DS})_h$  kaldes udgangskonduktansen  $g_d$ . Idet  $I_{Dh} = f_h$  kan fjernes fås da den rene lineære småsignalrelation

$$i_d = g_m v_{gs} + g_d v_{ds} \quad (5.9.8)$$

og desuden gælder:

$$i_g = 0 \quad (5.9.9)$$

Ligningerne (5.9.8-9) definerer den på fig. 5.9.1 viste småsignalmodel.

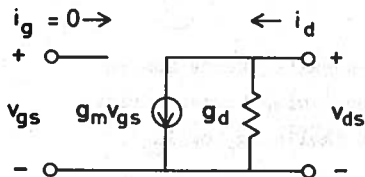


Fig. 5.9.1

Hovedparameteren i modellen er transkonduktansen  $g_m$ . Ved differentiation af udtrykkene (5.9.1-3) findes:

#### MOSFET depletion-typen

$$g_m = - \frac{2I_{DSS}}{V_P} \left( 1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right) \quad (5.9.10)$$

der er positiv, da  $I_{DSS}$  og  $V_P$  altid har modsat fortegn, og  $(1 - V_{GS}/V_P)$  altid er positiv på den parabelgren, der beskriver overføringskarakteristikken. (Med altid menes: uanset om det drejer sig om en N-kanal eller en P-kanal transistor).

MOSFET enhancement-typen

$$\underline{g_m = -\frac{2I_{Do}}{V_P} \left(1 - \frac{V_{GSh}}{V_P}\right)} \quad (5.9.11)$$

der er positiv, da  $I_{Do}$  og  $V_P$  altid har samme fortegn, og  $(1 - V_{GSh}/V_P)$  altid er negativ på den parabelgren, der beskriver overføringskarakteristikken.

JFET-typen

$$\underline{g_m = -\frac{3I_{DSS}}{V_P} \left(1 - \sqrt{\frac{V_{GSh}}{V_P}}\right)} \quad (5.9.12)$$

der er positiv, da  $I_{DSS}$  og  $V_P$  altid har modsat fortegn og  $(1 - \sqrt{V_{GSh}/V_P})$  altid er positiv.

For de to første typer afhænger  $g_m$  altså lineært af  $V_{GSh}$ . Da  $g_m$  for disse typer imidlertid også kan skrives på den alternative form:

$$\underline{g_m = \frac{2}{|V_P|} \sqrt{I_{Dh} I_{DSS}}} \quad \text{jfr. (5.9.10)} \quad (5.9.13)$$

$$\underline{g_m = \frac{2}{|V_P|} \sqrt{I_{Dh} I_{Do}}} \quad \text{jfr. (5.9.11)} \quad (5.9.14)$$

ser man, at hvilepunktsafhængigheden også kunne karakteriseres som en proportionalitet imellem  $g_m$  og  $\sqrt{I_{Dh}}$ . (Til sammenligning hermed udviste den bipolære transistor direkte proportionalitet imellem  $g_m$  og  $I_{Ch}$ ).

For JFET typen er tilsvarende omskrivninger ikke mulige. Her kan faktoren  $(-3I_{DSS}/V_P)$  dog genkendes som kanalens konduktans  $G_O$ , når  $V_{GS} = V_{DS} = 0$  (jfr. afsnit 5.5):

$$\underline{g_m = G_O \left(1 - \sqrt{\frac{V_{GSh}}{V_P}}\right)} \quad \text{jfr. (5.9.12)} \quad (5.9.15)$$

For en MOSFET af depletion-typen findes  $g_d$  ved differentiation af (5.9.1) med hensyn til  $V_{DS}$ :

$$g_d = \left. \frac{dI_{DSS}}{dV_{DS}} \right|_h \cdot \left(1 - \frac{V_{GSsh}}{V_P}\right)^2 = \frac{I_{Dh}}{I_{DSS}} \cdot \left. \frac{dI_{DSS}}{dV_{DS}} \right|_h \quad (5.9.16)$$

Ifølge (5.4.1) er  $I_{DSS} = C_{on} \frac{V_P^2}{2L(L-\delta)}$ , hvor  $V_{DS}$ -afhængigheden gemmer sig i størrelsen  $\delta$  - afsnøringsområdet længde. Da denne afhængighed er kompliceret, og da  $g_d$  alligevel er en lille konduktans, der ofte negligeres, kan det ikke betale sig at føre udledningen længere. Det bemærkes dog, at  $g_d$  ifølge (5.9.16) er proportional med  $I_{Dh}$ . Tilsvarende forhold gælder for de andre

typer.  $g_m$  og  $g_d$  kan bestemmes tilnæret ved hjælp af udgangskarakteristikfeltet. Med relation til fig. 5.9.2 gælder:

$$g_m \approx \frac{I_{DA} - I_{DB}}{V_{GSA} - V_{GSB}} \quad (5.9.17)$$

$$g_d \approx \frac{I_{DD} - I_{DC}}{V_{DSD} - V_{DSC}} \quad (5.9.18)$$

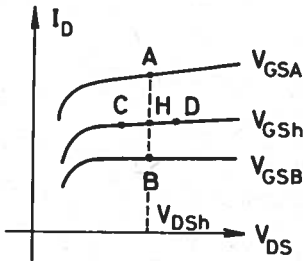


Fig. 5.9.2

Når der er tale om hurtige variationer, må man tage hensyn til de kapacitive effekter, der i det væsentlige finder udtryk i en kapacitiv

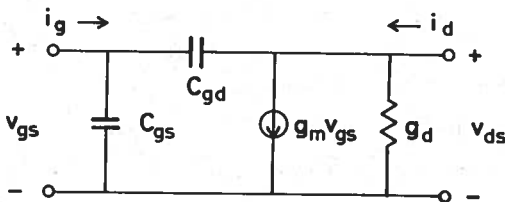


Fig. 5.9.3

gatestrøm. Af udredningen i afsnit 5.8 fremgår at man blot behøver at supplere småsignalmodellen med de dynamiske kapaciteter  $C_{gs}$  og  $C_{gd}$ . Den resulterende model er vist på fig. 5.9.3. Modellens gyldighedsområde er underkastet de

samme restriktioner som nævnt i slutningen af afsnit 5.8.

$C_{gs}$  og  $C_{gd}$  kan bestemmes ved måling. Først måler man udgangskapaciteten med indgangen småsignalmæssigt kortsluttet. Denne kapacitet kaldes  $C_{rss}$  og må ifølge fig. 5.9.3 være identisk med  $C_{gd}$ . Derpå måler man indgangskapaciteten med udgangen småsignalmæssigt kortsluttet. Denne kapacitet kaldes  $C_{iss}$  og må ifølge fig. 5.9.3 være identisk med  $C_{gs} + C_{gd}$ . Heraf følger at  $C_{gs} = C_{iss} - C_{rss}$ .

Sluttelig skal det nævnes, at de ohmske modstande i drain- og sourceområderne samt de ydre spredningskapaciteter imellem terminalerne sommetider kan spille en vis rolle ved høje frekvenser.

Dette afrunder behandlingen af felteffekttransistorer.

## Appendix A

### EBERS-MOLL storsignalmodellerne for den bipolære transistor

Der skal her udvikles en analytisk beskrivelse af den bipolære transistor i form af et sæt ligninger og en dertil svarende model, der gør det muligt at bestemme transistorens strømme  $I_E$ ,  $I_C$  og  $I_B$  for vilkårlige værdier af terminalspændingerne  $V_{EB}$  og  $V_{CB}$ .

Under udviklingen af modellen forudsættes det, at spændingerne og strømmene varierer så langsomt, at man kan se bort fra kapacitive effekter, og endvidere negligeres resistive effekter i transistoren. Disse restriktioner fjernes dog i sidste del af behandlingen. Ebers-Moll modellen tager ikke hensyn til basisbreddemodulation samt visse andre andenordenseffekter.

#### A1 Grundlæggende definitioner og konventioner

Da der i litteraturen om ovennævnte emne råder en betydelig fortegnsvirring, vil det indledningsvis være på sin plads at præcisere de nøgledefinitioner, der bestemmer fortegnene i den foreliggende fremstilling. Disse definitioner medfører, at ligningerne bliver formelt ens for PNP og for NPN-tilfældene.

Fra del I erindres det, at strømmen igennem en halvlederdiode, se fig. A 1.1 kan skrives:

$$I_D = I_S(\exp(V_D/V_t)-1) \quad (A1.1)$$

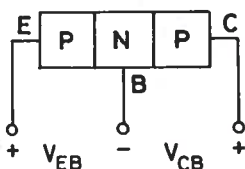


Fig. A 1.1

hvor  $V_D$  og  $I_D$  begge enten er positive samtidigt eller negative samtidigt. I den første tilstand siges dioden at være forspændt i lederretningen, og i den anden tilstand siges den at være forspændt i spærreretningen.  $I_S$  er en positiv størrelse, der kaldes diodens mætningstrøm. Når dioden er forspændt kraftigt i spærreretningen  $V_D < 0$  og  $|V_D| \gg V_t$  er  $I_D \approx -I_S$ . Denne værdi af  $I_D$  kaldes også diodens spærrestrøm.

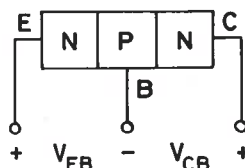
I bipolære transistorer er der tale om to serieforbundne dioder, der i PNP-tilfældet har lederretning imod hinanden, og i NPN-tilfældet har lederretning bort fra hinanden. Diodespændingen (jfr. fig. A 1.1) for emitter-basis dioden kaldes  $V_{DE}$ , og diodespændingen for kollektor-basis dioden kaldes  $V_{DC}$ . Idet der ses bort fra ohmske spændingsfald i transistoren med-

Ører dette de på fig. A1.2 viste forbindelser imellem diodespændingerne og terminalspændingerne  $V_{EB}$  og  $V_{CB}$ . Det, man skal lægge mærke til, er, at diodespændingerne (der er positive, når P-terminalen har højere potential end N-terminalen) er lig med de tilsvarende transistorterminalspændinger i PNP-tilfældet, men lig med minus disse i NPN-tilfældet.



a) PNP-tilfældet:

$$V_{DE} = V_{EB}, V_{DC} = V_{CB}$$



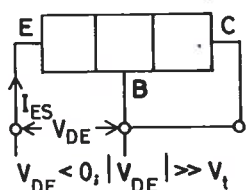
b) NPN-tilfældet:

$$V_{DE} = -V_{BE}, V_{DC} = -V_{CB}$$

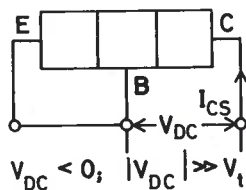
(b)

Fig. A 1.2

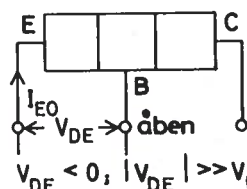
$I_{ES}$  er den lille emitterstrøm, der eksisterer, når emitterdioden forspændes kraftigt i spærreretningen og kollektordioden kortsluttes. (I PNP til-



(a)



(b)



(c)

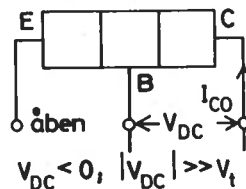


Fig. A 1.3 (d)

Ved at operere med diodespændinger i stedet for transistorterminalspændinger opnår man, at de ligninger, der skal opstilles for PNP og for NPN-tilfældene bliver formelt identiske.

I én version af ligningerne optræder der to strømefaktorer:  $I_{ES}$  og  $I_{CS}$  og i en anden version af ligningerne, som også vil blive udledt, optræder to andre strømefaktorer  $I_{EO}$  og  $I_{CO}$ . Disse strømme er i denne fremstilling terminalstrømme, der defineres ved de på fig. A1.3 anviste målinger, hvor der ikke skelnes imellem, om transistoren er af NPN eller af PNP-typen.

fældet er  $I_{ES}$  derfor lig med minus mætningsstrømmen for emitterdioden, når kollektordioden er kortsluttet, medens den i NPN tilfældet er lig med plus denne mætningsstrøm). Tilsvarende gælder for  $I_{CS}$ .

$I_{EO}$  og  $I_{CO}$  har lignende fortolkninger. Forskellen er blot, at nu er den modsatte diode ikke kortsluttet, men afbrudt. At det sidste kan



medføre en forskel imellem  $I_{ES}$  og  $I_{EO}$  ( $I_{CS}$  og  $I_{CO}$ ) beror på den meget lille basisbredde og den heraf følgende nærvirkning imellem emitter og kollektordioden.

Det indses, at de fire strømme  $I_{ES}$ ,  $I_{CS}$ ,  $I_{EO}$  og  $I_{CO}$  er negative størrelser i PNP-tilfældet og positive størrelser i NPN-tilfældet.

A2 De spændingsstyrede EBERS-MOLL relationer

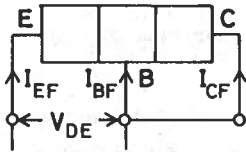


Fig. A 2.1

Fig. A2.1 viser en transistor (PNP eller NPN) med en vilkårlig diodespænding  $V_{DE}$  (positiv eller negativ) virkende over emitterdioden og med en kortslutning placeret over kollektordioden. De terminalstrømme, der opstår under disse omstændigheder, kaldes F-strømmene<sup>†</sup> (F = forward), og betegnes med  $I_{EF}$ ,  $I_{BF}$  samt  $I_{CF}$ .

$I_{EF}$  er en diodestrøm, der må kunne udtrykkes ved:

$$I_{EF} = -I_{ES} (\exp(V_{DE}/V_t) - 1) \tag{A2.1}$$

Da emitteren er meget kraftigere doteret end basis, består langt den overvejende del af  $I_{EF}$  af de ladningsbærere, der injiceres i basisområdet fra emitteren, og som vil være minoritetsladningsbærere i basis.  $I_{CF}$  hidrører fra de minoritetsladningsbærere, der overlever transporten igennem basis fra emitter til kollektor. (Kollektordioden bidrager ikke i sig selv til strømmen, da den er kortsluttet). Størrelsen af  $I_{CF}$  er proportional med og lidt mindre end  $I_{EF}$ .  $I_{CF}$  og  $I_{EF}$  har modsatte fortegn.  $I_{CF}$  kan derfor udtrykkes ved:

$$I_{CF} = -\alpha_F I_{EF} \tag{A2.2}$$

hvor  $\alpha_F$  er positiv og en lille smule mindre end 1 (typiske værdier er 0.98-0.998).

Basisstrømmen  $I_{BF}$  dækker tabet af majoritetsladningsbærere i basis hidrørende fra rekombination og fra baglænsinjektion (dvs. injektion fra basis til emitter). Ifølge Kirchhoffs strømlov må der gælde:

$$I_{BF} = -(I_{EF} + I_{CF}) = -(1 - \alpha_F) I_{EF} \tag{A2.3}$$

---

† I dette afsnit anvendes index F(forward) i stedet for N(normal) og R(reverse) i stedet for I(inverteret) jfr. afsnit 3 p. 13-14. Begge notationer er almindeligt anvendte.

Fig. A2.2 svarer til fig. A2.1, idet de to dioder blot har byttet rolle. Terminalstrømmene kaldes nu R-strømmene (R = reverse) og betegnes med  $I_{ER}$ ,  $I_{BR}$  og  $I_{CR}$ . I fuldstændig analogi med ovenstående gælder der:

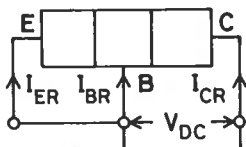


Fig. A 2.2

$$I_{CR} = -I_{CS}(\exp(V_{DC}/V_t) - 1) \quad (A2.4)$$

$$I_{ER} = -\alpha_R I_{CR} \quad (A2.5)$$

$$I_{BR} = -(1 - \alpha_R) I_{CR} \quad (A2.6)$$

På grund af geometriske og doteringsmæssige forhold, der skal omtales senere, er  $\alpha_R < \alpha_F$ . Typiske værdier for  $\alpha_R$  er 0.5-0.8.

Selv om de her definerede strømme er ulineære funktioner af diodespændingerne, er de dog indbyrdes lineært forbundne, og det er derfor tilladeligt at anvende superpositionsprincippet på tilsvarende terminalstrømme fra F- og R-tilfældene. Resultatet heraf er de såkaldte EBERS-MOLL ligninger i spændingsstyret version, der udtrykker terminalstrømmene i det generelle tilfælde, hvor diodespændingerne  $V_{DE}$  og  $V_{DC}$  optræder samtidigt:

$$I_E = -I_{ES}(\exp(V_{DE}/V_t) - 1) + \alpha_R I_{CS}(\exp(V_{DC}/V_t) - 1) \quad (A2.7)$$

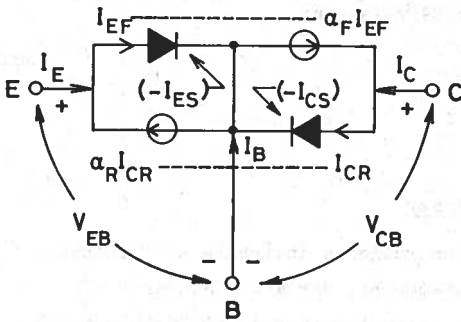
$$I_C = \alpha_F I_{ES}(\exp(V_{DE}/V_t) - 1) - I_{CS}(\exp(V_{DC}/V_t) - 1) \quad (A2.8)$$

$$(PNP: I_{ES} < 0; I_{CS} < 0; V_{DE} = V_{EB}; V_{DC} = V_{CB})$$

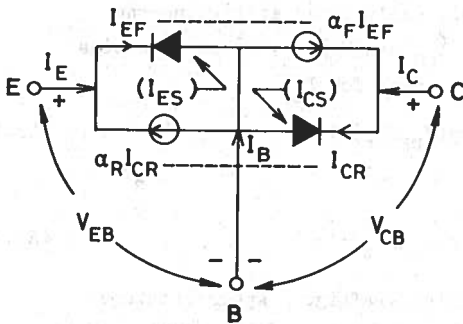
$$(NPN: I_{ES} > 0; I_{CS} > 0; V_{DE} = -V_{EB}; V_{DC} = -V_{CB})$$

Disse ligninger finder også udtryk i de på fig. A2.3 viste EBERS-MOLL modeller, hvoraf den første gælder for PNP-tilfældet og den anden gælder for NPN-tilfældet. Diagonalledene i ligningsparret (A2.7-8) svarer til strømme i de viste diodegrene, hvor dioderne er karakteriserede ved deres (positive) mætningsstrømme i parentes. Leddene udenfor diagonalen svarer til de strømstyrte strømgeneratorer. Modellerne er vist med de virkelige diodeorienteringer og terminalspændinger.

De parametre, der bestemmer modellerne er  $I_{ES}$ ,  $I_{CS}$ ,  $\alpha_F$  og  $\alpha_R$ .



a) PNP - tilfældet



b) NPN - tilfældet

Spændingsstyret EBERS-MOLL model

Fig. A 2.3

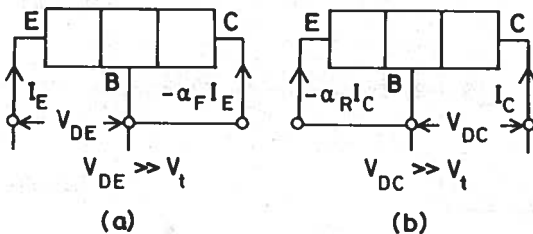


Fig. A 2.4

De to første er allerede definerede i forbindelse med fig. A1.3a-b. I praksis går det dog ikke an at måle  $I_{ES}$  og  $I_{CS}$  som vist, idet disse strømme er så små, at de let maskeres af overfladekrybe-strømme. Det er mere anbefalelsesværdigt at bestemme dem ved måling af et punkt på den pågældende diodes forlænskarakteristik, når den anden diode er kortslettet, efterfulgt af en beregning af mætningsstrømmen i henhold til diodeligningen.  $\alpha_F$  og  $\alpha_R$  er i princippet definerede ved de på fig. A2.4 viste målinger. I praksis er dog navnlig målingen på fig. A2.4a uhensigtsmæssig, fordi  $\alpha_F$  er så nær 1. I stedet for at måle de to strømme, der er næsten lige store og har modsat fortegn er det bedre at måle den ene af dem samt deres lille sum ( $-I_B$ ) svarende til, at man bestemmer  $(1-\alpha_F)$  i stedet for  $\alpha_F$ .

I virkeligheden behøver man kun at bestemme tre af de fire parametre,

idet man kan vise, at de adlyder følgende relation:

$$\alpha_F I_{ES} = \alpha_R I_{CS} \quad (A2.9)$$

hvoraf den fjerde kan beregnes.

### A3 De strømstyrte EBERS-MOLL relationer

Strømgeneratorerne på fig. A2.3 kontrolleres indirekte af terminalspændingerne, idet de styres af diodestrømmene, der atter afhænger af terminalspændingerne (heraf navnet: den spændingsstyrte EBERS-MOLL model).

Det er imidlertid ofte mere bekvemt at arbejde med en model, hvori de afhængige strømgeneratorer styres af terminalstrømmene  $I_E$  og  $I_C$ . Et sæt ligninger, der beskriver en sådan model, kan udledes af ligningerne (A2.7-8). Løses (A2.8) med hensyn til  $I_{CS}(\exp(V_{DC}/V_t)-1)$  og indsættes resultatet i (A2.7) fremkommer den ny ligning for  $I_E$ :

$$I_E = -\alpha_R I_C - (1 - \alpha_R \alpha_F) I_{ES} (\exp(V_{DE}/V_t) - 1) \quad (A3.1)$$

og på tilsvarende måde fås

$$I_C = -\alpha_F I_E - (1 - \alpha_R \alpha_F) I_{CS} (\exp(V_{DC}/V_t) - 1) \quad (A3.2)$$

Tænker man sig at emitterdioden forspændes kraftigt i spærretilstanden:

$V_{DE} < 0$ ;  $|V_{DE}| \gg V_t$  og at kollektordioden afbrydes:  $I_C = 0$ , fås af (A3.1):  $I_E = (1 - \alpha_R \alpha_F) I_{ES}$ , men ifølge fig. A1.3c må  $I_E$  under disse omstændigheder også være lig med  $I_{EO}$ . Der gælder derfor øjensynligt:

$$I_{EO} = (1 - \alpha_R \alpha_F) I_{ES} \quad (A3.3)$$

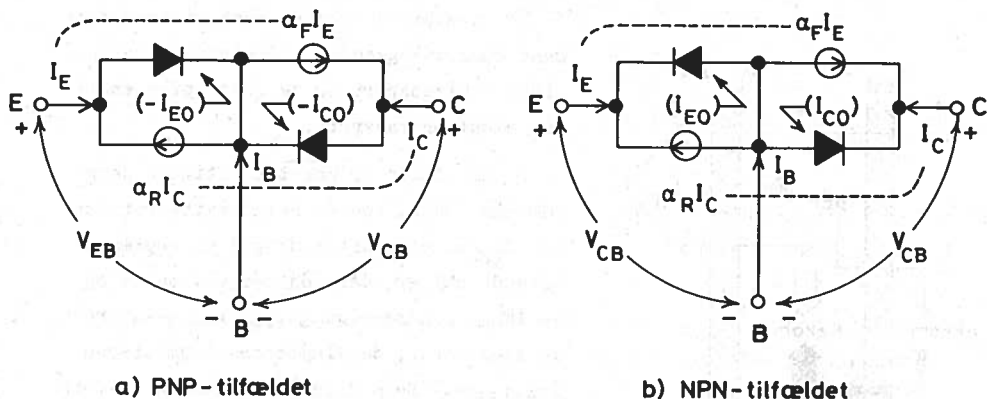
og tilsvarende

$$I_{CO} = (1 - \alpha_R \alpha_F) I_{CS} \quad (A3.4)$$

Når disse relationer indsættes i (A3.1-2) fremkommer de alternative EBERS-MOLL ligninger:

$$I_E = -\alpha_R I_C - I_{EO} (\exp(V_{DE}/V_t) - 1) \quad (A3.5)$$

$$I_C = -\alpha_F I_E - I_{CO} (\exp(V_{DC}/V_t) - 1) \quad (A3.6)$$



Strømstyret EBERS-MOLL model

Fig. A 3.1

(Den sidste af disse er identisk med ligning (3.2.4), der i afsnit 3.2 blev opstillet på intuitiv basis til fortolkning af udgangskaraktistikernes udseende for fælles-basis koblingen).

Til ligningerne svarer den på fig. A3.1 viste kredsløbsmodel, der er angivet explicit for PNP og NPN-tilfældet.

Af (A2.9) og (A3.3-4) følger at de fire modelbestemmende parametre:  $I_{EO}$ ,  $I_{CO}$ ,  $\alpha_R$  og  $\alpha_F$  er underkastet båndet

$$\alpha_F I_{EO} = \alpha_R I_{CO} \quad (\text{A3.7})$$

således at det også her kun er nødvendigt at måle tre af dem.

#### A4 Emittervirkningsgrad, basistransportfaktor og strømforstærkning

Sammenhængen imellem strømforstærkningerne  $\alpha_F$ ,  $\alpha_R$  og de doteringsmæssige samt strukturgeometriske forhold kan belyses som følger:

Fig. A4.1 illustrerer ladningsbærertransporten i en PNP-transistor, når emitterdioden er forspændt i lederetningen og kollektordioden er kortsluttet. (Dvs. under omstændigheder svarende til det forsøg, der definerer  $I_{EF}$  og  $I_{CP}$ , jfr. fig. A1.3a).

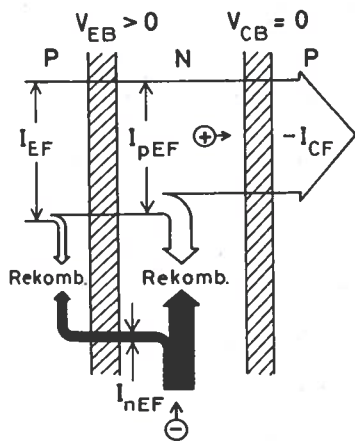


Fig. A 4.1

De skraverede områder symboliserer diodens rumladningszoner. De hvide pile angiver hultransport og de sorte pile angiver elektrontransport.

Da emitteren er meget kraftigere doteret end basis, består netto-emitterstrømmen  $I_{EF}$  af et stort bidrag  $I_{pEF}$  repræsenterende huller, der injiceres i basis og et langt mindre bidrag  $I_{nEF}$  repræsenterende elektroner, der injiceres i emitteren fra basis. De sidstnævnte elektroner forsvinder hurtigt ved rekombination i det højdoterede emitterområde. De injicerede huller diffunderer imod kollektoren, idet en lille del af dem dog forsvinder undervejs ved rekombination. Den del af hullerne

der når kollektoren svarer til strømmen ( $-I_{CF}$ ), hvor minustegnet hidrører fra, at terminalstrømmen regnes med pilretning ind imod transistoren. Fra basiskontakten afgives der elektroner til løbende dækning af elektron-tabet hidrørende fra rekombination i - og baglæns injektion fra - basisområdet.

Ud fra den betragtning, at  $I_{nEF}$  er en uønsket strøm, fordi den ikke bidrager til transistorvirkningen (dvs. ladningsbærertransporten over til kollektoren), kan man beskrive emitterens godhed ved emittervirkningsgraden EE (Emitter Efficiency) defineret ved:

$$EE = \frac{I_{pEF}}{I_{pEF} + I_{nEF}} = \frac{I_{pEF}}{I_{EF}} \quad (A4.1)$$

For en god transistor er EE meget nær 1. Betingelsen herfor er, at emitterregionen er meget kraftigere (flere størrelsesordener) doteret end basisregionen.

Godheden af basis kan karakteriseres ved hjælp af basistransportfaktoren BTF (Base Transport Factor), der udsiger hvor stor en brøkdel af de injicerede huller, der når frem til kollektoren:

$$BTF = \frac{-I_{CF}}{I_{pEF}} \quad (\text{pos}). \quad (A4.2)$$

For en god transistor er BTF også meget nær 1. Betingelserne herfor er:

- 1: At rekombinationen pr. volumenenhed er lille, hvilket kræver, at basisdoteringen er lille samt - måske nok så meget - at koncentrationen af uregelmæssigheder i krystalstrukturen i basis er lille (uregelmæssigheder har en tilbøjelighed til at fungere som "rekombinations-centre").
- 2: At afstanden fra emitter til kollektor, dvs. basislagets bredde, er lille i forhold til hullernes middel-diffusionslængde  $L_p$  i basismediet.

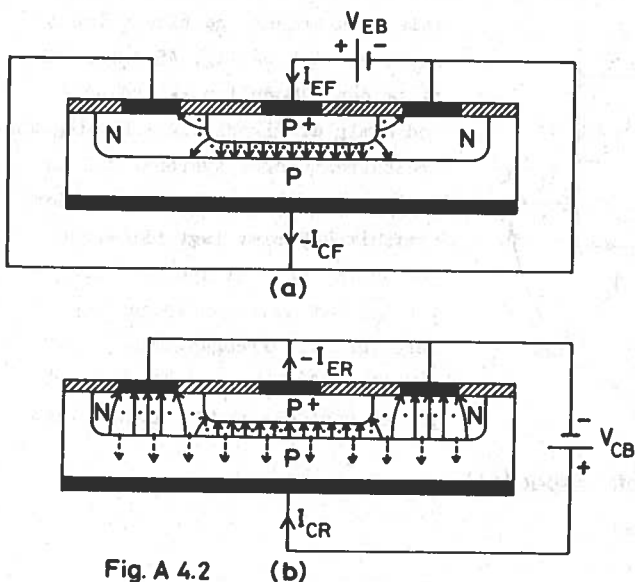
Forholdet imellem  $-I_{CF}$  og  $I_{EF}$  er strømførstærkningsfaktoren  $\alpha_F$ .

Denne kan opløses i produktet:

$$\alpha_F = \frac{-I_{CF}}{I_{EF}} = EE \cdot BTF \quad (A4.3)$$

Som tidligere nævnt ligger  $\alpha_F$  for gode transistorer i talområdet 0.98-0.998.

På tilsvarende måde kan man opløse  $\alpha_R$  i produktet af en "emittervirkningsgrad" (for kollektoren anvendt som emitter) og en basistransportfaktor. På grund af transistorens geometri og doteringsforhold vil disse imidlertid begge være mindre end for F-tilfældet. Dette fremgår af figur A4.2, der viser forholdene for en diffunderet PNP transistor. Den øverste figur viser



hultransporten fra emitter til kollektor for F-tilfældet. Kun en meget ringe mængde huller går tabt undervejs ved rekombination (her antydnet ved prikker) eller ved direkte transport til basis (de to yderste pile). Elektroninjektionen i den højdoterede emitter er så uvæsentlig, at den ikke er vist. Den nederste figur viser forholdene for R-tilfældet

Fig. A 4.2

(b)

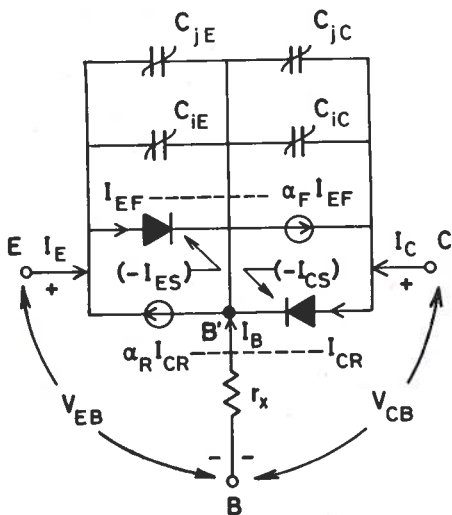
De fuldt optrukne pile viser igen hultransport, medens de punkterede pile viser elektroninjektionen fra basis til kollektor, der i dette tilfælde ikke er negligerbar, da kollektoren er svagere doteret end emitteren.

Den ikke uvæsentlige elektroninjektion gør, at "emittervirkningsgraden" for R-tilfældet er mindre end for F-tilfældet. Den betydelige transport af huller fra kollektoren udenom emitteren direkte til basiskontakten og den dermed forbundne rekombinationsforøgelse gør, at basistransportfaktoren for R-tilfældet er væsentlig mindre end for F-tilfældet. Alt i alt betyder disse ting, at  $\alpha_R$  bliver væsentlig mindre end  $\alpha_F$ .

Sluttelig bør det nævnes, at der er grænser for, hvor lille man kan gøre basisdoteringen med henblik på opnåelse af en høj emittervirkningsgrad, idet den ohmske modstand fra basiskontakten ind til det aktive basisområde under emitteren bliver større jo mindre basisdoteringen er. Denne modstand gennemløbes af basisstrømmen og er en uønsket størrelse.

#### A5 En storsignalmodel, der tager hensyn til resistive og kapacitive effekter

De hidtil betragtede storsignalmodeller beskriver den tabsfrie transistor under statiske driftsbetingelser, dvs. der er set bort fra ohmske modstande, og det er forudsat, at spændinger og strømme varierer så langsomt, at der kan ses bort fra kapacitive effekter.



En model, der tager hensyn til disse effekter (medmindre der er tale om ultrahurtige tidsvariationer), er vist på fig. A5.1 for PNP-tilfældet. Modellen kan udledes ved hjælp af rigoristiske ladningskontrolbetragtninger svarende til en udvidelse af de betragtninger, der i afsnit 4.2 blev lagt til grund for udviklingen af hybrid- $\pi$  modellen. I det følgende vælges dog en mere intuitiv fremgangsmåde, idet modellen udvikles ved "lapperier" på den statiske model: fig. A2.3a.

( $C_j$  ulineær spændingsafh. kapacitet)

PNP-tilfældet

Fig. A 5.1



Hvad de resistive effekter angår er det fortsat berettiget at negligere de meget små ohmske modstande i de højdoterede emitter- og kollektorområder. Derimod må der tages hensyn til den effektive ohmske modstand  $r_x$  i det lavdoterede basisområde.  $r_x$ , der er omtalt i forbindelse med hybridmodellen (jfr. fig. 4.5.3), repræsenterer i det væsentlige modstanden imellem basiskontakten og den aktive del af basisområdet, og er af størrelsesordenen  $10^2 \Omega$  for laveffektt transistorer.

De kapacitive effekter beskrives ved diffusions - eller som de også kaldes - injektionskapaciteterne  $C_{jE}$  og  $C_{jC}$ , (jfr. afsnit 4.2, del I) samt rumladningskapaciteterne  $C_{jE}$  og  $C_{jC}$ , (jfr. afsnit 4.1, del I).

$C_{jE}$  og  $C_{jC}$  repræsenterer den oplagrede ladning i basis ved injektion fra henholdsvis emitter (F-tilfældet) og kollektor (R-tilfældet). I analogi med ligning (4.2.7), del I kan disse kapaciteter skrives:

$$C_{jE} = \tau_F \frac{I_{EF}}{V_t} = \tau_F \cdot \frac{I_{ES}}{V_t} (\exp(V_{EB}/V_t) - 1) \tag{A5.1}$$

$$C_{jC} = \tau_R \frac{I_{CR}}{V_t} = \tau_R \cdot \frac{I_{CS}}{V_t} (\exp(V_{CB}/V_t) - 1) \tag{A5.2}$$

hvor  $\tau_F$  og  $\tau_R$  er de effektive middellevetider for injicerede minoritetsladningsbærere i F- og R-tilfældene.  $C_{jE}$  og  $C_{jC}$  er således proportionale med hver sin diodestrøm og derfor ulineære funktioner af hver sin diodespænding.

$C_{jE}$  og  $C_{jC}$  (jfr. afsnit 4.1, del I) repræsenterer rumladningszonernes ladninger og afhænger også af den påtrykte spænding. For transistorer med konstante doteringsprofiler gælder i analogi med ligning (4.1.6), del I:

$$C_{jE}(V_{EB}) = \frac{C_{jE}(0)}{\sqrt{1 - V_{EB}/\Delta\psi_{EB}}} \tag{A5.3}$$

$$C_{jC}(V_{CB}) = \frac{C_{jC}(0)}{\sqrt{1 - V_{CB}/\Delta\psi_{CB}}} \tag{A5.4}$$

hvor  $\Delta\psi_0$  er den respektive diodes indre potentialbarriere, når dioden er kortsluttet.

Den her præsenterede dynamiske storsignalmodel anvendes ofte ved numerisk analyse (på datamat) af de dynamiske storsignalforhold for ulinære elektroniske kredsløb. Mange regneprogrammer indeholder storsignalmodellen i databiblioteket.

En væsentlig mangel ved modellen er, at den ikke tager hensyn til basisbreddemodulation. Dette kan der dog med tilnærmelse rådes bod på ved udbygning af modellen med passende konduktanser (jfr. konduktanserne  $g_1$  og  $g_0$  i hybrid- $\pi$  småsignalmodellen). Mere teoretisk fuldstændige modeller er udviklet siden EBERS-MOLL-modellens fremkomst i 1954, men disse modeller har endnu ikke vundet udbredelse.

## Appendix B

### Eksempler på anvendelse af EBERS-MOLL relationerne

#### B1 Udledning af fælles-emitter koblingens udgangskaraktistikker

Fælles-emitter koblingens karakteristikkere er behandlet kvalitativt i afsnit 3.1. Her skal udgangskaraktistikkerne udledes analytisk ved hjælp af EBERS-MOLL relationerne.

En bestemmelse af udgangskaraktistikkerne:  $I_C = f(V_{CE}, I_B)$  kan f.eks. baseres på de strømstyrrede EBERS-MOLL ligninger (A3.5-6), der for en PNP-transistor lyder:

$$I_E = -\alpha_R I_C - I_{EO} (\exp(V_{EB}/V_t) - 1) \quad (B1.1)$$

$$I_C = -\alpha_F I_E - I_{CO} (\exp(V_{CB}/V_t) - 1) \quad (B1.2)$$

Da det er  $V_{CE}$ , der er uafhængig variabel i udgangskaraktistikkerne, og da  $V_{CE} = V_{CB} - V_{EB}$ , løses ligningerne først med hensyn til henholdsvis  $V_{EB}$  og  $V_{CB}$ :

$$V_{EB} = V_t \ln \left( 1 - \frac{I_E + \alpha_R I_C}{I_{EO}} \right) \quad (B1.3)$$

$$V_{CB} = V_t \ln \left( 1 - \frac{I_C + \alpha_F I_E}{I_{CO}} \right) \quad (B1.4)$$

For  $V_{CE}$  fås da:

$$V_{CE} = V_t \ln \left( \frac{I_{EO}}{I_{CO}} \cdot \frac{I_{CO} - I_C - \alpha_F I_E}{I_{EO} - I_E - \alpha_R I_C} \right) \quad (B1.5)$$

Ifølge (A3.7) er  $I_{EO}/I_{CO} = \alpha_R/\alpha_F$ . Anvender man endvidere  $I_E = -(I_C + I_B)$  fås:

$$V_{CE} = V_t \ln \left( \frac{\alpha_R}{\alpha_F} \cdot \frac{I_{CO} - (1 - \alpha_F) I_C + \alpha_F I_B}{I_{EO} + (1 - \alpha_R) I_C + I_B} \right)$$

som ved indførelse af  $\beta_F = \alpha_F/(1 - \alpha_F)$  og  $\beta_R = \alpha_R/(1 - \alpha_R)$  kan skrives:

$$V_{CE} = V_t \ln \left( \frac{I_{CO} (1 + \beta_F) / \beta_F - I_C / \beta_F + I_B}{I_{EO} (1 + \beta_R) / \beta_R + I_C / \beta_R + I_B (1 + \beta_R) / \beta_R} \right) \quad (B1.6)$$

(B1.6) kan nu løses med hensyn til  $I_C$ . Resultatet kan udtrykkes på formen:

$$I_C = \beta(V_{CE}) \cdot I_B + (1 + \beta_F) I_{CO}'(V_{CE}) \quad (B1.7)$$

hvor

$$\beta(V_{CE}) = \beta_F \frac{1 - \frac{1 + \beta_R}{\beta_R} \exp(V_{CE}/V_t)}{1 + \frac{\beta_F}{\beta_R} \exp(V_{CE}/V_t)} \quad (B1.8)$$

og

$$I_{CO}'(V_{CE}) = I_{CO} \frac{1 - \exp(V_{CE}/V_t)}{1 + \frac{\beta_F}{\beta_R} \exp(V_{CE}/V_t)} \quad (B1.9)$$

I det normale arbejdsområde, hvor der for PNP transistoren gælder:  $V_{CE} < 0$ ,  $|V_{CE}| \gg V_t$ , udarter (B1.7) til:

$$I_C = \beta_F I_B + (1 + \beta_F) I_{CO} \quad (B1.10)$$

I det inverterede arbejdsområde, hvor  $V_{CE} \gg V_t$ , og hvor kollektor- og emitterfunktionerne er ombyttede, udarter (B1.8) til  $-(1 + \beta_R)$  og (B1.9) til  $-I_{CO} \cdot \beta_R / \beta_F$ , der også lader sig omskrive til  $-(1 + \beta_R) / (1 + \beta_F) \cdot I_{EO}$ .

For dette arbejdsområde gælder følgende:

$$I_C = -(1 + \beta_R) I_B - (1 + \beta_R) I_{EO} \quad (B1.11)$$

Sættes  $V_{CE} = 0$  fås af (B1.7-9):

$$I_C = - \frac{\beta_F}{\beta_F + \beta_R} I_B \approx -I_B, \text{ da } \beta_F \gg \beta_R \quad (B1.12)$$

Sættes  $I_C = 0$ , og er  $|I_B|$  rimelig stor i forhold til diodernes mætningsstrømme, fås af (B1.6)

$$V_{CE} = -V_t \ln\left(1 + \frac{1}{\beta_R}\right) \quad (B1.13)$$

$|V_{CE}|$  er i dette tilfælde nogle få millivolt.

Den værdi af  $|V_{CE}|$  for hvilken  $I_C$  i det normale arbejdsområde er nået op på 90% af sin asymptotiske værdi, når  $I_B$  er rimelig stor i forhold til måtningsstrømmene kan findes af (B1.6) ved at indsætte  $I_C = 0.9\beta_F I_B$  og negligere leddene med  $I_{CO}$  og  $I_{EO}$ . Resultat er:

$$V_{CE} \approx V_t \ln \frac{0.1}{0.9\beta_F/\beta_R + (1+\beta_R)/\beta_R} \quad (\text{B1.1})$$

som, da  $\beta_F \gg \beta_R$ , kan forenkles til:

$$V_{CE} \approx -V_t \ln(9\beta_F/\beta_R) \quad (\text{B1.1}')$$

$|V_{CE}|$  er i dette tilfælde nogle få hundrede millivolt.

Resultaterne af de her foretagne undersøgelser er sammenfattede på fig. B1.1, der kan jävnføres med fig. 3.1.3, idet sidstnævnte figur dog gælder for NPN-tilfældet.

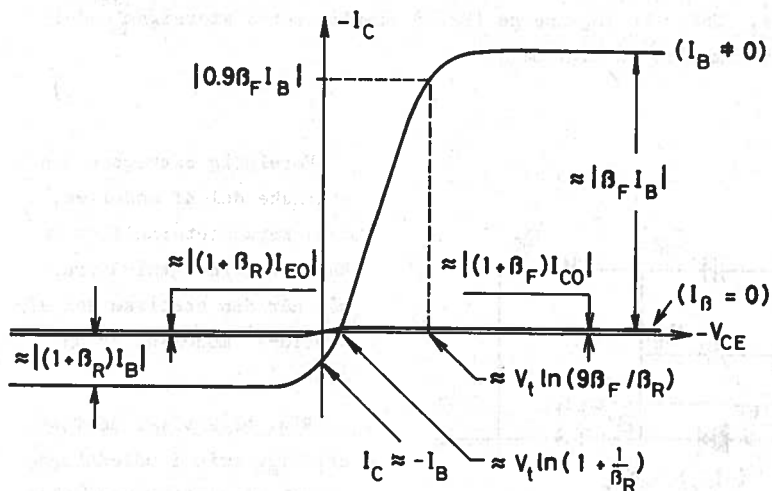


Fig. B 1.1

At karakteristikkens ikke udviser en svag positiv hældning i det aktive område, skyldes at EBERS-MOLL relationerne ikke tilgodeser virkningen af basisbreddemodulationen.

## B2 Alternativ udledning af den tilnærmede hybrid- $\pi$ småsignalmodel

Den tilnærmede småsignal hybrid- $\pi$  model (jfr. fig. 4.5.5), dvs. den model, der fremkommer, når man negligerer basisbreddemodulationsparametrene  $g_o$  og  $g_u$ , kan på simpel måde udledes af den dynamiske storsignalmodel, der blev beskrevet i appendix A, afsnit A5.

Da hybrid- $\pi$  modellen kun er defineret, når transistoren befinder sig i det normale arbejdsområde, er den grundlæggende antagelse - idet der betragtes en PNP-transistor - at:

$$\left. \begin{array}{l} V_{CB} < 0 ; |V_{CB}| \gg V_t \\ V_{EB} > 0 \end{array} \right\} \quad (B2.1)$$

På storsignalmodellen fig. A5.1 medfører dette, at  $I_{CR} \approx 0$  (idet den lille spærrestrøm  $(-I_{CS})$  i dioden negligeres). Man kan da fjerne dioden på kollektorsiden og den styrede strømgenerator  $\alpha_R I_{CR}$  på emittersiden. Hvad kapaciteterne angår, viser ligning (A5.2), at  $C_{iC}$  kan negligeres. Under betingelserne (B2.1) simplificeres storsignalmodellen derfor som vist på fig. B2.1.

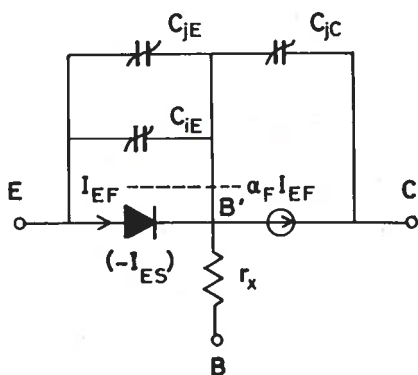


Fig. B 2.1

Foreløbig betragtes den statiske del af modellen, dvs. kapaciteterne fjernes. Kapaciteterne genindføres så, når den statiske del af hybrid- $\pi$  modellen er udledt.

Fig. B2.2 viser de forskellige trin i udledningen. Bemærk at emitterterminalen nu er placeret fornden og basisterminalen er placeret til venstre svarende til, at det er en model for fælles-emitterkoblingen, der ønskes.

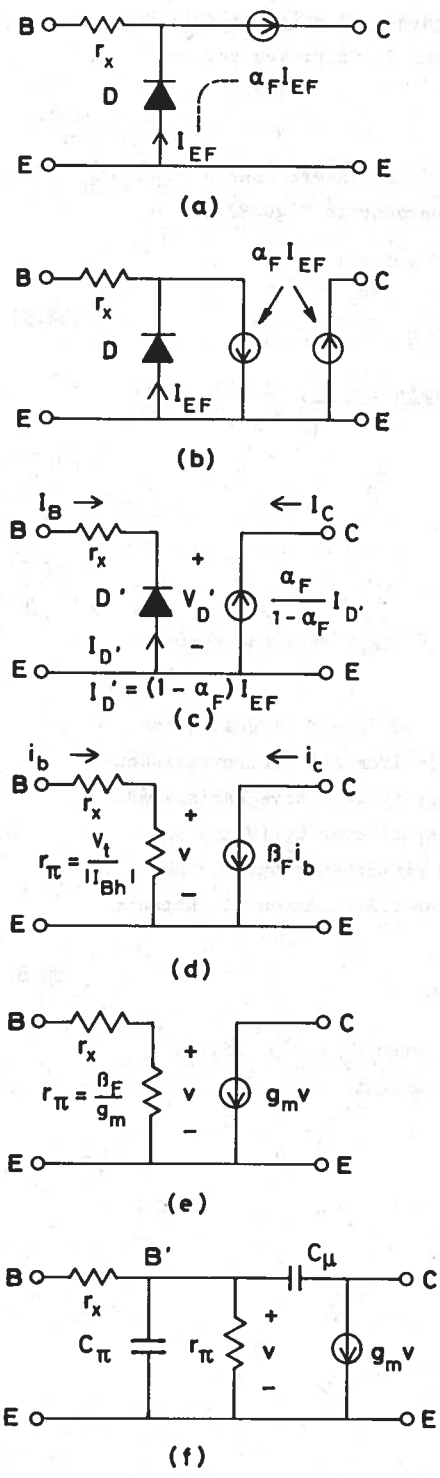


Fig. B 2.2

Fig. B2.2a gengiver fig. B2.1 uden kapaciteter. Opsplitningen af strømgeneratoren  $\alpha_F I_{EF}$  vist på fig. B2.2b er lovlig, fordi den ikke ændrer summen af strømme, der tilføres noget knudepunkt.

Diode D og den venstre strømgenerator, hvis strøm er proportional med diodestrømmen, kan nu erstattes med en ny diode D', der fører parallelforbindelsens nettostrøm:

$I'_D = (1 - \alpha_F) I_{EF}$ . I den højre strømgenerator kan styrestrømmen  $I_{EF}$  erstattes med  $I'_D$ , når strømforstærkningen samtidigt ændres fra  $\alpha_F$  til  $\alpha_F / (1 - \alpha_F)$ . Disse ændringer er vist på fig. B2.2c.

For diodespændingen  $V'_D$  på fig. B2.2c gælder:

$$V'_D = V_t \ln(I'_D / I'_S + 1) \approx V_t \ln(I'_D / I'_S) \quad (B2.2)$$

hvor  $I'_S = (1 - \alpha_F)(-I_{ES})$

Ved linearisering af modellen i omegnen af et hvilepunkt kan diode D' erstattes af sin differentielle hvilepunktsmodstand, der kaldes  $r_\pi$ . Ved hjælp af (B2.2) fås:

$$r_\pi = \left. \frac{dV'_D}{dI'_D} \right|_h = V_t \cdot \frac{I'_S}{I'_D h} \cdot \frac{1}{I'_S} = \frac{V_t}{I_{Dh}} \quad (B2.3)$$

Da  $I_{Bh} = -I_{Dh}$  kan  $r_\pi$  også udtrykkes som  $V_t / (-I_{Bh}) = V_t / |I_{Bh}|$  (idet  $I_{Bh}$  er negativ for en PNP transistor). Hermed er der redegjort for indgangssiden af småsignalmodellen på fig. B2.2d.

Hvis man nu i forbindelse med den foregående storsignalmodel: fig. B2.2c definerer størrelsen  $\beta_F = \alpha_F / (1 - \alpha_F)$ , kan  $I_C$  udtrykkes ved

$$I_C = - \frac{\alpha_F}{1 - \alpha_F} I_D' = \beta_F \cdot I_B \quad (\text{B2.4})$$

Denne lineære relation må også gælde for småsignalstørrelserne:  $i_c = \beta_F \cdot i_b$  hvilket finder udtryk i den styrede strømgenerator på fig. B2.2d.

For småsignalsspændingen  $v$  på fig. B2.2d gælder:

$$v = i_b \cdot r_\pi = i_b \cdot \frac{V_t}{|I_{Bh}|} = \beta_F i_b \cdot \frac{V_t}{|I_{Ch}|} \quad (\text{B2.5})$$

Idet  $\beta_F i_b = i_c$  og  $|I_{Ch}| / V_t$  kaldes transkonduktansen  $g_m$ , fås af sidste ligning:

$$i_c = g_m v \quad (\text{B2.6})$$

og endvidere:

$$r_\pi = \beta_F / g_m \quad (\text{B2.7})$$

Dette fører frem til den resistive del af den simplificerede hybrid- $\pi$  model vist på fig. B2.2e.

De kapacitive effekter, der sætter ind ved høje frekvenser, kan nu indføres. Af fig. B2.1 fremgår, at der imellem det "indre basisknudepunkt B'" (der svarer til randen af det egentligt aktive basisområde) og emitteren virker to spændingsafhængige kapaciteter  $C_{iE}(V_{EB'})$  og  $C_{jE}(V_{EB'})$ . I småsignalækvivalentet må disse kapaciteter optræde med deres hvilepunktsværdier. I fig. B2.2f er de slået sammen til kapaciteten  $C_\pi$ :

$$C_\pi = C_{iE}(V_{EB'h}) + C_{jE}(V_{EB'h}) \quad (\text{B2.8})$$

Endelig figurerer  $C_{jC}(V_{CB'h})$  som kapaciteten  $C_\mu$  i fig. B2.2f. Hermed er den simplificerede hybrid- $\pi$  model udledt.



## Stikord.

Afskæringsområde .....	12
Aktivt arbejdsområde .....	11
Avalanche-multiplication effect .....	23
Basis .....	2
Basisbredde-modulation .....	18, 19, 40
Basisbredde-modulationsfaktoren .....	33
Basisdiffusionskapacitet .....	31
Basistransportfaktor BTF .....	A8
Bipolær transistor .....	1
Bipolær transistor; opbygning .....	2
Depletion type .....	56
Diffusionskapacitet .....	31, A11
Drain .....	53
Drainstrøm; JFET .....	67
Drainstrøm; MOSFET .....	59, 61
Dynamisk gate-source kapacitet .....	74
Early-effekt .....	19
Ebers-Moll ligninger; spændingsstyret .....	A4
Ebers-Moll ligninger; strømstyret .....	A6
Ebers-Moll model; spændingsstyret .....	18
Ebers-Moll model; strømstyret .....	A7
Ebers-Moll modellen .....	A1, A4
Effektforstærkning .....	9
Emitter .....	2
Emittervirkningsgrad .....	25, A8
Enhancement type .....	56
Felteffekttransistor .....	1
Felteffekttransistoren .....	52
Fortegn .....	3
Frekvensafhængighed .....	37
Fælles-emitter kobling .....	8, 10
Fælles-basis kobling .....	16
Gain-båndbredde produkt .....	39
Gate .....	53
Gate-kanal kapacitet .....	58
Gennembrudseffekter .....	23
Gennembrudsspænding; JFET .....	69
Grænsefrekvens .....	39
h-parameter modellen .....	28, 42
h-parametre .....	42
Hybrid- $\pi$ modellen .....	28, 33, B4
Hybrid- $\pi$ modellen; bestemmelse af .....	46
Hybrid- $\pi$ modellen; komplet .....	36
Højfrekvenssegenskaber .....	28
Højniveauinjektion .....	25, 40

ndgangskararakteristikfelt .....	10, 14
ndgangstidskonstant .....	51
njektionskapacitet .....	A11
nversion; MOSFET .....	55
nverteret drift .....	3, 13
FET .....	52, 66
analprofil .....	57
arakteristikfelt; fælles-emitter .....	10
arakteristikfelt; fælles-basis .....	16
nækspænding .....	15
ollektor .....	2
ortslutningsparametre .....	34
ædningskontrolrelationer .....	30
avinemultiplikationseffekt .....	23
æderetning .....	3
iddelerekombinationstid .....	29
MOSFET .....	52, 53
ætningsområde .....	12
I-kanal type .....	56
Iormal drift .....	3
IPN-transistor .....	2
Iå-igennem effekt .....	23
Iverførringskarakteristik; JFET .....	68
Iverførringskarakteristik; MOSFET .....	64
I-kanal type .....	65
Iinch-off spænding .....	56
Iinch-off; over .....	62, 68
Iinch-off; under .....	62, 67
I-NP-transistor .....	2
Ipotentialfordeling .....	5
Iunch-through effect .....	23
Rumladningskapacitet .....	A11
Småsignal drift .....	27
Småsignalmodel .....	27
Småsignalmodel; FET .....	76
Source .....	53
Spændingsforstærkning .....	8
Spændingsstyret strømventil .....	1
Spærretning .....	3
Statisk kapacitet .....	58
Storsignal drift .....	27
Storsignalmodel .....	27, A1
Strømførstærkning .....	7, 24, 30
Strømførstærkning; frekvensafhængighed .....	37
Strømførstærkningsfaktor .....	A9
Strømføret strømventil .....	1
Substrat .....	53

Temperaturafhængighed .....	7, 25
Temperaturafhængighed; FET .....	69
Transistorvirkning .....	53
Transittid .....	29, 32
Transkonduktans .....	31, B6
Transkonduktans; FET .....	77
Transkonduktans; JFET .....	78
Transkonduktans; MOSFET depletion type .....	77
Transkonduktans; MOSFET enhancement type .....	78
Udgangskaraktistikfelt .....	10, B1
Udgangskaraktistikfelt; JFET .....	67
Udgangskaraktistikfelt; MOSFET .....	62, 64
Udgangskonduktans; FET .....	77, 79
Y-parametre .....	34









