

Radiomottaker

Martin Børstad Eriksen

marberi@stud.ntnu.no

Kjetil Liestøl Nielsen

kjetini@stud.ntnu.no

8. november 2004

Innhold

0.1	Abstract	1
0.2	Radioens opprinnelse	2
I	Hoveddel	3
0.3	Modulasjon	4
0.3.1	Frekvensspekter	5
0.4	Spole mottaker	7
0.5	Frekvensvelger	8
0.5.1	Induktansen til en solonoide	13
0.6	Energibånd og halvledere	17
0.6.1	Doping	18
0.7	Dioder	19
0.7.1	P-N overgang	19
0.7.2	Toppdetektor i AM-kretser	24
0.8	Transistorer	26
0.8.1	Forsterker	28
0.8.2	NPN transistor	30
0.8.3	Hybrid- π modell	31
0.8.4	Emitterfølger konfigurasjon	37
0.8.5	Forspenning av transistorer	39
0.9	Utførelse	42
0.9.1	Antennen	42
0.9.2	Frekvensvelgeren	42
0.9.3	Toppdetektor	44
0.9.4	Felles emitteren	44
0.9.5	Emitter følgeren	45
0.10	Resultater	47
0.11	Diskusjon	49
0.11.1	Antenna	49
0.11.2	Frekvensvelgeren	49

0.11.3	Toppdetektor	49
0.11.4	Måling av spenningsforsterkning	50
0.11.5	Måling av strømforsterkning	51
0.12	Loddingen	51
II	Avslutning	52
0.13	Konklusjon	53

0.1 Abstract

Rapporten er resultatet av prosjektarbeidet i FY1303 ved NTNU høsten 2004. Målet var å forstå grunnleggende radioteori og forsøke å konstruere en enkel AM krets. Oppgaven er praktisk rettet og denne rapporten tar for seg teorien.

En enkel radio kan deles opp i forskjellige deler. Signalene kommer inn og blir tatt imot på antennen. For en AM kanal er lyden lagre i amplituden til det innkommende signalet. En toppdetektor gjør om signalet til lydbølger. Lyden sendes gjennom en spenningsforsterker og en strømforsterker og ut til et høytalerelement.

Egenskapene til radioen kan forbedres ved å gjøre endringer i de ulike kretsene. Forbedringer og valg av komponent verdier er diskutert. Til slutt i oppgaven er den praktiske konstruksjonen oppsummert.

0.2 Radioens opprinnelse

Vi kan si at radioens historie begynner å begynne rundt 1860 da den skotske fysikeren James Clerk Maxwell forutsa eksistensen av radiobølger. Senere i 1886 klarte den tyske fysikeren Heinrich Rudolf Hertz å produsere radiobølger ved å bruke periodiske elektriske strømmer med veldig høy frekvens. I en demonstrasjon viste han hvordan variasjonen av strømmen sendte ut elektromagnetiske bølger med samme frekvens. Men at radiobølger var et virkemiddel som kunne brukes til kommunikasjon, ble først oppdaget i 1893 da russeren Nikola Tesla for første gang holdt en offentlig demonstrasjon. To år etter klarte også italieneren Guglielmo Marconi å sende og motta et radiosignal basert på arbeidet til Maxwell og Hertz. Radiosignalet inneholdt bokstaven S og han var ikke i tvil om radiobølgenes praktiske betydning. Det første signalet gikk bare rundt 100m, men det tok ikke lang tid før han klarte å sende og motta radiosignaler på flere mils avstand. I 1899 klarte han å sende et radiosignal over den engelske kanalen, og i 1901 var den kommet over atlantehavet. Det tok ikke mange år før radiotelegrafering ble et vanlig kommunikasjonsmiddel blant annet i skip.

Det er diskusjon om hvem som var den første som klarte å sende stemmer ved hjelp av radiobølger, men mange anser Reginald Fessenden til å være den første. I 1902 klarte han for første gang å sende stemmer ved hjelp av radiobølger til en mottaker 1500m unna. Metoden han oppfant for å sende lyd var am eller "amplitude modulation" og i 1906 stod han for historiens første kringkasting, der han klarte å sende fiolinmusikk og bibellesing som man kunne motta flere kilometer unna.

Am hadde derimot mange ulemper, blant annet at en am-bølge er veldig mottakelig for støy. Dette skulle forandre seg med Edwin Armstrong som fant opp en ny måte å modulere på FM, eller frequency modulation. Dette er den formen for modulasjon som er mest vanlig i dag.

Del I

Hoveddel

0.3 Modulasjon

For at radiobølger skal kunne sende informasjon må de moduleres, dvs at vi forandrer radiobølgens utseende slik at den vil inneholde den ønskelige informasjonen. Som sagt er det mange måter å gjøre dette på, men vi skal konsentrere oss om metoden som ble oppdaga av Reginald Fessenden; amplitude modulation.

En umodulert radiobølge kalles en bærebølge fordi den skal bære"med seg den informasjonen vi ønsker. Amplitude modulation går ut på at vi forandrer amplituden til bærebølgen til å forandre seg samme frekvens som f.eks et et lydsignal, som vil være av mye lavere frekvens.

La oss se på en umodulert bærebølge som kan beskrives ved

$$v_c = a_c \cos \omega_c t \quad (1)$$

der ω_c er vinkelfrekvensen til bærebølgen. Vi vil nå modulere den med en moduleringsfunksjon.

$$a_m = 1 + m \cos(\omega_m t) \quad (2)$$

der ω_m er vinkelfrekvensen til modulasjonsbølgen og m er $\frac{a_m}{a_c}$ og kalles modulasjonsindeksen. For å få en modulert bølge, multipliserer vi bærebølgen med modulasjonsfunksjonen.

$$v = a_m v_c = a_m (1 + m \cos \omega_m t) \cos \omega_c t \quad (3)$$

Det fins mange fordeler og ulemper med am modulasjon. Fordelen er at am-sendere og mottakere er relativt enkle å konstruere. Ulempene er som sagt at en ambølge er veldig mottakelig for støy. En av årsakene til dette, er at det er mange naturlige fenomen som virker som en am modulator. Derfor vil en slik bølge bli modulert av andre faktorer slik at bølga som blir mottatt, inneholder støy.

FM modulasjon går ut på at man forandrer frekvensen til bærebølga, slik at frekvensen varierer i takt med frekvensen til modulasjonssignalet, og dermed kan bærebølgen bære med seg den ønskelige informasjonen. Vi går ikke nærmere inn på FM i denne rapporten.

0.3.1 Frekvensspekter

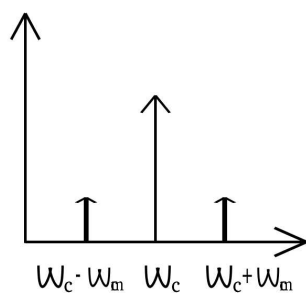
Funksjoner som er en sum av flere trigonometriske funksjoner med ulike frekvenser kan bli plottet grafisk slik at vi ser hvor mye av hver enkelt frekvens som er inneholdt i det endelige uttrykket.

La oss se på den modulerte bølga. Dersom vi bruker at $\cos(a)\cos(b) = \frac{1}{2}\cos(a+b) + \frac{1}{2}\cos(a-b)$ kan vi skrive om den modulerte bølga slik at den blir

$$v = a_m \cos(\omega_c t) + \frac{ma_m}{2} \cos(\omega_c - \omega_m)t + \frac{ma_m}{2} \cos(\omega_c + \omega_m)t \quad (4)$$

Den moduserte bølga kan altså beskrives som en sum av tre cosinusfunksjoner med forskjellig frekvens. Dersom f.eks $m = 0, 2$, kan vi gjøre en fourieromvend-
ing og frekvensspekteret blir da

Hvorfor dette er viktig ser vi først når vi kommer til RCL-kretsen.



Figur 1: Modulert bølge

0.4 Spole mottaker

Elektromagnetiske bølger består både av et endrende elektriskfelt og et endrende magnetfelt. Mange mottakere, som f.eks en dipol antenne er basert på endringer i det elektriske feltet. En spoleantenne bruker endringene i magnetfeltet for å plukke opp signalet.

Fluks er definert som $\Phi = \vec{B} * \vec{A}$, der $\vec{A}$ er gitt ved en høyrehåndsregel. Spenningen indusert i en spolesløyfe følger av Faraday-Henry's lov:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_A \vec{B} * d\vec{A} \quad (5)$$

Siden spolen består av N vindinger er fluksen $\Phi = \vec{B} * \vec{A} * N$. Vi har følgende uttrykk for magnetfeltet:

$$\vec{B} = B_0 \cos(-\omega * t)_{\perp \hat{v}} \quad (6)$$

Der $\hat{v}$ er bølgens forplantingsretning. Bruker Faraday-Henrys lov på uttrykket for magnetfeltet. Regner magnetfeltet for konstant over hele inngangsarealet til spolen.

$$\epsilon = -N * A * \frac{\partial}{\partial t} (B_0 \cos(-\omega * t) \perp \vec{v}) \quad (7)$$

$$\epsilon = -N * A * B_0 (-\omega) (-\sin(-\omega * t + \phi)) \quad (8)$$

$$\epsilon = -N * A * B_0 * \omega \sin(-\omega * t + \phi) \quad (9)$$

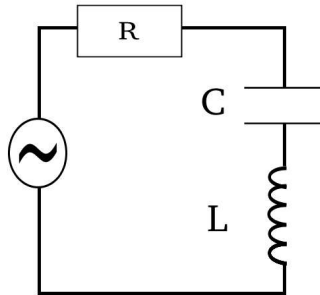
$$(10)$$

0.5 Frekvensvelger

Sendte signaler blandes ofte med støy fra andre sendere. Det er behov for å lage en krets for å filtrere bort uønskede frekvenser. Igjen står man med det sendte signalet.

Radioantennener mottar mange forskjellige stasjoner og sendinger. Hvordan kan vi filtrere bort alle andre signaler enn den ønskede frekvensen? Problemet kan løses ved en RCL-krets.

RCL-kretsen inneholder, som navnet sier, en kapasitans C , en spole med induktans L samt en motstand R . La oss se på en krets der elementene er koblet i serie, og med en ytre påtrykt spenning fra en vekselspenningskilde $V = V_0 \cos(\omega t)$, der ω er vinkelfrekvensen.



Figur 2: RCL-kretsen i serie

Vi ønsker å finne et uttrykk for den totale strømmen som funksjon av frekvensen. Kompleksregning og bruk av impedansen Z , som er en kompleks størrelse er tidsbesparende. Vi skriver derfor spenningen, strømmen og ladningen i kretsen på kompleks form:

$$V = V_0 * e^{i\omega t} \tag{11}$$

$$\tag{12}$$

Der realdelen av den komplekse notasjonen er den fysiske komponenten i kret-

sen. Impedansen er definert som $Z = \frac{V}{I}$. Impedansen er da definert som $Z = \frac{V}{I}$ der $|Z| = \frac{V_0}{|I_0|}$. På kompleks form kan Z skrives:

$$Z = |Z| * e^{i\alpha} \quad (13)$$

For å finne spenningsfallet over kretsen bruker vi Kirtchovs spenningsregel som gir:

$$V = I * R + \frac{Q}{C} + L * \frac{d}{dt}I \quad (14)$$

For å finne impedansen for å kunne uttrykke Q og $\frac{d}{dt}I$ ved I . Dette gjør vi ved derivasjon.

$$\dot{Q} = i\omega Q_0 * e^{i(\omega)t} \quad (15)$$

$$= i(\omega)Q \quad (16)$$

$$= I \quad (17)$$

$$\rightarrow \quad (18)$$

$$Q = \frac{I}{i\omega} \quad (19)$$

$$\dot{I} = i\omega e^{i\omega t} \quad (20)$$

$$= i\omega t \rightarrow V = I * R + \frac{I}{i\omega C} + i\omega IL \quad (21)$$

$$Z = \frac{V}{I} \quad (22)$$

$$= R + \frac{1}{i\omega C}(i\omega L) \quad (23)$$

$$= R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C}) \quad (24)$$

$$(25)$$

Dette gir den totale strømmen.

$$I = \frac{V}{Z} \quad (26)$$

$$= \frac{V_0 * e^{i(\omega)t}}{|Z| * e^{i(\alpha)}} \quad (27)$$

$$|Z| = \sqrt{\operatorname{Re}(Z^2) + \operatorname{Im}(Z^2)} \quad (28)$$

$$= \sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{i\omega C})^2} \quad (29)$$

Man ser strømmen er størst for minst impedans. Maksstrøm får en for $\operatorname{Im}(Z)=0$.

$$\omega L - \frac{1}{i\omega C} = 0 \quad (30)$$

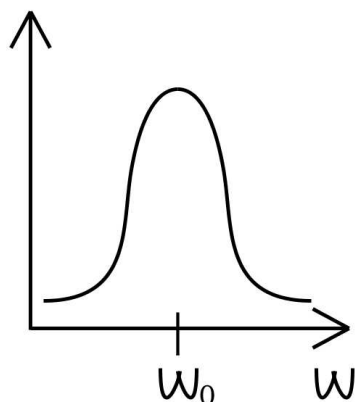
$$(\omega)^2 = \frac{1}{LC} \quad (31)$$

I følge ligningene over er strømmen størst når frekvensen er: $\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$. Ved denne frekvensen er systemet i resonans og strømmen har en maksimumsverdi. Tilhørende frekvens kalles derfor resonansfrekvensen. Grafisk fremstilling av spenningsutfallet som funksjon av vinkelfrekvensen gir resonanskurva:

Bredden til resonanskurven varierer for ulike verdier av R og L. Båndbredden er definert som avstanden mellom de stedene hvor spenningsfallet er halve verdien til det maksimale spenningsutfallet. For små verdier av R kan båndbredden skrives som:

$$b = \frac{R}{L} \quad (32)$$

Her kommer viktigheten av frekvensspekteret til modulasjonsbølgen inn. Vi ser av likning (4) at en modulasjonsbølge består av tre frekvenser, der alle frekvensene vil inneholde informasjon. Normal tale vil variere i frekvens fra omtrent 200 Hz til 5 kHz. Det betyr at for at vi skal kunne få all informasjonen



Figur 3: Resonanskurve

(talen) ut av modulasjonsbølge, så må båndbredden være så stor at vi får med oss bærefrekvensen pluss-minus 5 kHz. Dersom båndbredden er for smal, vil vi miste mye av lydinformasjonen. Men vi ønsker kun å høre lyden fra én stasjonen og ikke litt av stasjonene i naboområdet i tillegg, og derfor må heller ikke båndbredden være for bred. Pga den relativt store båndbredden som trengs for å få inn en stasjon, vil vi derfor også få inn mye støy som setter ned lydens kvalitet.

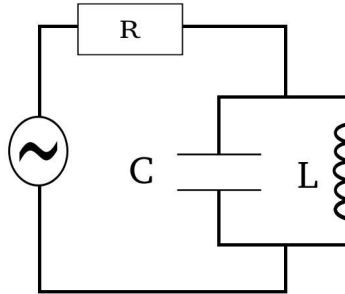
Resonansfrekvensen kan styres dersom kapasitansen i kretsen er variabel. Endring av spolens induktans ville også forskyvet resonansfrekvensen, men kapasitanser er lettere å variere enn induktanser.

I AM-radioer kobles normalt kondensatoren og spolen i parallell og ikke serie.

Ved å regne på impedansen for en slik krets, blir det fort åpenbart:

$$= R + \frac{i\omega L}{1 - (\omega^2)LC} \quad (33)$$

$$|I| = \frac{V_0}{\sqrt{R^2 + \frac{(\omega L)^2}{1 - \omega^2 LC}}} \quad (34)$$



Figur 4: RCL-krets i parallell

Her ser vi at resonans-frekvensen med LC i parallell gir det motsatte av resonans-frekvensen med LC i serie. Resonansfrekvensen gir her uendelig stor impedans, som gir null strøm. Dvs at vi har null spenningsfall over motstanden. Dette medfører at hele spenningsfallet i kretsen må ligge over knutepunktene til parallell-koblinga til kondensatoren og spolen. Vi lar derfor utsignalet være spenningsfallet over kondensatoren og spolen, siden det er der resonansfrekvensen gir størst spenningsfall.

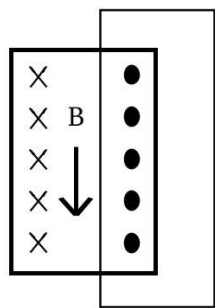
0.5.1 Induktansen til en solonoide

En strømsløyfe setter opp et magnetisk felt, som igjen induserer en strøm i sløyfen som satt opp magnetfeltet. Dette fenomenet kalles selvinduktans og er viktig for hvordan spoler virker i elektriske kretser. Hvor stor selvindusert strøm en spole får avhenger av de fysiske egenskapene til spolen. Selvinduktansen er definert som:

$$\phi_B \equiv L * I \quad (35)$$

Hvorfor er selvinduktansen definert slik? Ved å ta en titt på 1 strømsløyfe kan vi overbevise oss om at dette er en fornuftig definisjon. Vi skal ikke gå videre i det sporet, men heller se på induktansen til en solenoide. Induktansen karakteriserer en spole og inngår i utregningen av impedansen til en krets med en spole. I vårt tilfelle ønsker vi å konstruere en RCL krets med resonans for en gitt frekvens. Dersom resistansen og kapasitansen også er kjent har vi en verdi for induktans til spolen. Vår spole skal være en solenoide. Vi er avhengig av å finne et forhold mellom de fysiske egenskapene til solenoiden og induktansen dersom vi skal regne ut en teoretisk verdi/overslag av induktansen.

Induktansen til en ideel solenoide:



Figur 5: Amperekurve i ideal solonoide

Legger en amperekurve som vist på figuren over. Kun linjestykket inne i solenoiden gir et bidrag. Utenfor er feltet 0 og de to kortsidene gir motsatt

bidrag.

$$B * L = I_{in} \quad (36)$$

$$B * L = \mu_0 N * II = \frac{B * l}{\mu_0 * N} \quad (37)$$

Flux'en kan skrives på to måter:

$$\phi = A * B * N \quad (38)$$

$$\phi = L * I \quad (39)$$

$$(40)$$

Kombinerer de to måtene å skrive flux'en på med uttrykket for I:

$$A * B * N = L * I \quad (41)$$

$$A * B * N = L * \frac{B * l}{\mu_0 * N} \quad (42)$$

$$L = \mu_0 A \frac{N^2}{l} \quad (43)$$

For å konstrueres en spole trenger vi en metalltråd. Tråden må ha en radie, men har valg av radie noen praktisk betydning?

Radien inngår ikke i uttrykket for induktansen til en solenoide (43). På hvilken andre måter kan radien i tråden påvirke kretsen vår? Tråden gir en resistans, denne er igjen avhengig av radien. Resistiviteten er definert som:

$$\rho \equiv R \frac{A}{L} \quad (44)$$

for kobberledninger, som de har på elektronikkverkstedet, har vi følgende materialveridier:

Materiale	Resistivitet, $\rho, (\omega * m)$	Konduktivitet $\sigma, (\omega * m)^{-1}$
Kobber	$1.71 * 10^{-8}$	$5.81 * 10^{-7}$

Omformer definisjonen av resistiviteten til å finne et uttrykk for resistansen:

$$R = \frac{\rho * L}{A} \quad (45)$$

Hvordan forandres resistansen dersom arealet dobles?

$$R_1 = \frac{\rho * L}{A_0} \quad (46)$$

$$R_2 = \frac{\rho * L}{2 * A_0} \quad (47)$$

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{1}{2} \quad (48)$$

Resistansen halveres når arealet dobles. For å minske resistansen i spolen kan vi bruke en tykkere tråd. Nå forholdet mellom radie/areal er kjent blir spørsmålet: hvor stor resistans kan vi ha i kretsen vår? Enten kan vi undersøke hvor stort effekttap kretsen vår vil tåle, eller sammenligne vår resistans med ferdiglagde komponenter. Vi valgte å sammenligne med denne komponenten ¹:

	Induktans	DC-resistans	Dimensioner	Artikkel-	Pris per stykk
Type	mH	Ω	mm	nummer	i NOK
LSIP-56	0,56	0,30	59×19	58-300-70	41.00

Finner en formel for radien når resistansen er gitt fra (??):

¹[4] se: induktanser -> spoler -> luftfylt høytaler spole

$$A = \frac{\rho * L}{R} \quad (49)$$

$$\pi r^2 = \frac{\rho * L}{R} \quad (50)$$

$$r = \sqrt{\frac{\rho * L}{R\pi}} \quad (51)$$

Regner ut

Spolen vi sammenligner har $R = 0,3\Omega$. tallverdien til r:

$$r = \sqrt{\frac{1,7 * 10^{-8} \Omega M * 24m}{0,3\Omega * \pi}} \quad (52)$$

$$r = 6,6 * 10^{-4}m \quad (53)$$

Dersom vi velger en kobbertråd med større radie enn 0,66 mm vil vi få mindre resistans i spolen enn ved å kjøpe tilsvarende fra Elfa.

0.6 Energibånd og halvledere

Løsninger av Schrøder likningen viser at elektronene i atomer kun kan ha gitte energier. Dvs at energien er kvantisert i nivåer. F.eks i et hydrogen er det laveste energinivået på $-13,6\text{eV}$. Men dersom man fører to like atomer sammen, vil de ha ulike energinivåer pga krefter dem i mellom. Dersom man setter sammen mange nok atomer, vil energibåndene bli så tette at det danner bånd, dvs kontinuerlig fordelinger av energier. Det vil fortsatt være energier elektronene ikke kan ha, og disse områdene kalles gap. Det nederste båndet kalles valensbåndet, mens det neste kalles ledningsbåndet.

I en isolator vil hele valensbåndet være fylt av elektroner, mens ledningsbåndet vil være tomt for elektroner. I en leder derimot, vil ledningsbåndet være delvis fylt med elektroner slik at det kan gå en strøm gjennom.

Dersom vi nå skulle sette en spenning over en leder og en isolator vil vi se at for at elektronene i isolatoren skal kunne bevege seg, må de forflytte seg over i det forbudte energinivået, altså går det ingen strøm gjennom isolatoren. I lederen derimot, så er ledningsbåndet delvis fylt med elektroner slik at de elektronene kan forsette videre opp i ledningsbåndet. Det går altså en strøm gjennom lederen. Så hva med en halvleder?

I en halvleder vil energigapet mellom valensbåndet og ledningsbåndet være så lite (ca 1eV) at ved gitte temperaturer (f.eks 300K) kan elektronene eksitere fra valensbåndet til ledningsbåndet.

Når et elektron eksiterer til ledningsbåndet, vil det etterlate seg en fri plass i valensbåndet. Dette kalles et hull, og selv om det kun er et fravær av et elektron, vil det oppføre seg som om det skulle vært en positivt lada partikkel.

Si nå at vi setter på en spenning over halvlederen.

Vi får da en dobbel strøm. Elektroner mot høyre og hull mot venstre. Begge vil bidra til den totale strømmen, som vil være summen av elektron- og hullstrømmen.

Under ligger en tabell som viser energigapet hos noen utvalgte halvledere ved temperatur 300K .

Halvledere	eV
Silicon	1,14
Germanium	0,67
Tellurium	0,33
Indium antimonide	0,23

0.6.1 Doping

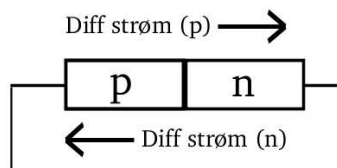
Hitil har vi sett på rene halvledere. Ta f.eks silisium. I silisium er ledningsbåndet praktisk talt tomt slik at det er ingen god leder av elektroner. Dette kan man forandre ved å forurense halvlederen. Et silisium atom har fire valenselektron som danner bindinger med fire andre silisium atomer, Men hva skjer dersom vi bytter ut noen silisium atomer med f.eks arsenic som har fem valenselektron. Først så vil fire av arsenic elektronene danne bindinger med fire andre silisium atomer eller elektroner om du vil. Det femte elektronet er veldig løst bundet til atomene, og dette elektronet vil okkupere et energinivå som ligger like under ledningsbåndet til silisium. Derfra kan det lett eksitere til ledningsbåndet og vil derfor øke ledningsevnen til halvlederen. Dette kalles doping, og arsenic atomet blir kalt et donor-atom siden det donerer bort et elektron til valensbåndet. Ladningsstrømmen i halvlederen vil for det meste bestå av elektroner. Slike halvledere kalles n-type halvleder.

En annen forom for doping er å bytte ut silisium atomer med f.eks gallium atomer som har tre valenselektron. For å få fire bindinger med nabo atomene av silisium, vil gallium akseptere et elektron fra valensbåndet til et energinivå som ligger rett over valensbåndet. Det medfører at det vil bli et hull i valensbåndet som vil føre til økt hullstrøm, og dermed større ledningsevne. Ladningsstrømmen vil hovedsakelig bestå av hull. En slik halvleder kalles derfor for en p-type halvleder.

0.7 Dioder

0.7.1 P-N overgang

I en p-n overgang plasseres to halvledere, en p-type og en n-type i kontakt. Den store forskjellen i elektron- og hullkonsentrasjon ved overgangen mellom halvlederne medfører en diffusjonsstrøm av hull fra p-typen til n-typen og elektroner til p-typen.



Figur 6: pn overgang

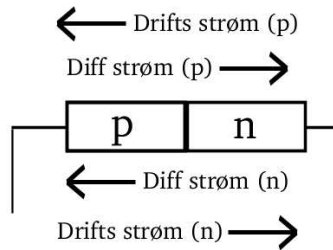
Diffusjonsstrømmen kan beskrives ved Ficks lov:

$$j_n = eD_n \frac{dn}{dx} \quad (54)$$

$$j_p = eD_p \frac{dp}{dx} \quad (55)$$

der D_n og D_p er diffusjonskonstanter, og e er elementærladningem. En kunne forventet en utjevning av konsentrasjonen til elektroner og hull pga. diffusjonsstrømmer. Dette er ikke tilfelle. p-typen og n-typen var elektrisk nøytrale før de kom i kontakt. Når et elektron flytter seg fra n til p, blir det igjen et positivt lada donorion på n-siden. Når et hull flytter seg fra p til n, vil det bli igjen et negativt lada akseptor ion på p-side. Ettersom diffusjonsstrømmen fortsetter, vil det bli et overskudd av positivt lada partikler på n-siden og negativt ladede partikler på p-siden. Det oppstår et spenningsfall fra n til p, og dermed et elektrisk felt $E = -\frac{dV}{dx}$. Feltet er rettet fra n-siden

mot p-siden. Det elektriske feltet gir opphav til elektriske krefter, og vi får en driftsstrøm av hull mot p-siden, og elektroner mot n-siden. Dette motvirker diffusjonsstrømmen, og vi får et avgrenset område ved pn-overgangen med et ladningsoverskudd. Området heter på norsk sperresonen eller på engelsk depletion layer eller space-charge region".



Figur 7: pn overgang

Strømmen pga det elektriske feltet blir:

$$j_n(drift) = -ne(\mu)n \frac{dV}{dx} \quad (56)$$

$$j_p(drift) = -pe(\mu)p \frac{dV}{x} \quad (57)$$

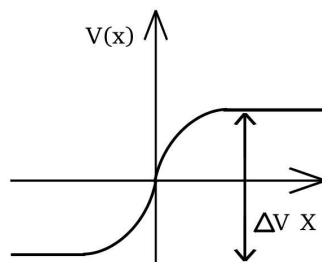
Der μ er mobiliteten til henholdsvis elektroner og hull. Sidene er i likevekt når den totale strømmen er lik null:

$$I_{total} = I_{diff} + I_{drift} = 0 \quad (58)$$

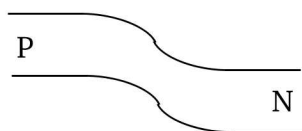
Det elektriske potensialet over strukturen kan fremstilles som funksjon av posisjonen.

Dersom vi tegner opp energibånd diagrammet, får vi en liten forskyvning. Dette skyldes det interne spenningsfallet og kalles for en barriere.

Det er 4 strømmen:



Figur 8: Elektrisk potensial som funksjon av posisjonen i strukturen

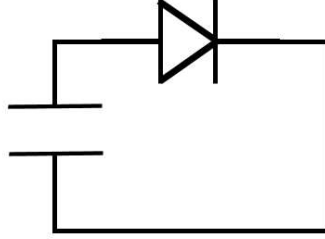


Figur 9: Energibånd diagram med barriere

- diffusjon av hull mot n-siden $I(p)_{po}$
- drift av hull mot p-siden $I(n)_{po}$
- diffusjon av elektroner mot p-siden $I(n)_{no}$
- drift av elektroner mot n-siden $I(p)_{no}$

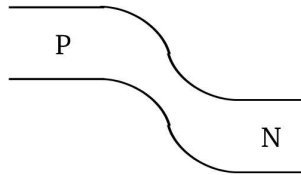
Driftstrømmene vil være småe, pga at vi har liten konsentrasjon av elektroner på p-siden og hull på n-siden. Diffusjons strømmen kan beskrives som henholdsvis $ne^{-\frac{e(\Delta)V}{kT}}$ og $pe^{-\frac{e(\Delta)V}{kT}}$ for elektroner og hull, der $e^{-\frac{e(\Delta)V}{kT}}$ er sannsynligheten for at et elektron skal overkomme barrieren $e\delta V$, der k er Boltzmannkonstanten og T er temperaturen. Siden barrieren vår er høy, er sannsynligheten liten og vi har derfor liten driftstrøm. Det er likevekt.

Denne pn-overgangen er en diode. La oss nå se litt på praktisk bruk av en diode. Vi setter nå dioden i en krets med ytre påtrykt spenning. Det er ikke lenger likevekt:



Figur 10: Diode i krets

Ved å sette på en negativ spennig, kommer det i tillegg til det indre spenningsfallet et spenningsfall V_0 over dioden. Når V_0 er negativ, er den positive spenningen på n-siden større og den negative spenningen på p-siden er større. Dette fører til at sperresonen utvides. Et nytt energibånddiagram viser en utvidet barriere:



Figur 11: Energibånd diagram - stor barriere

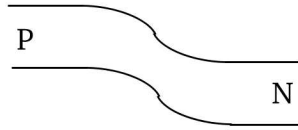
Konsentrasjonen av elektroner på p-siden og hull på n-siden er fortsatt liten. Diffusjonsstrømmen er så godt som uendret, og den nye driftstrømmen blir:

$$I_n = I_{n0} e^{\frac{eV_0}{kT}} I_p = I_{p0} e^{\frac{eV_0}{kT}} \quad (59)$$

siden V_0 er negativ vil den opprinnelige driftsstrømmen reduseres.

Dersom det settes på en positiv spenning blir det positive spenningsfallet på n-siden mindre. Det negative spenningsfallet på p-siden blir mindre. Totalt

spenningsfall over dioden blir mindre. Dette medfører mindre sperresone og dermed mindre barriere.



Figur 12: Energibånd diagram - liten barriere

Diffusjonsstrømmen er fortsatt omtrent uendret, og uttrykket for driftstrømmen vil være likt uttrykket for negativ spenning (59). Men V_0 er nå en positiv størrelse og driftsstrømmen øker. For den totale strømmen får vi:

$$I_n^{total} = I(n)_n + I(p)_n \quad (60)$$

$$= I(n)_{n0}(e^{\frac{eV_0}{kT}} - 1) \quad (61)$$

$$I_n^{total} = I(p)_p + I(n)_p \quad (62)$$

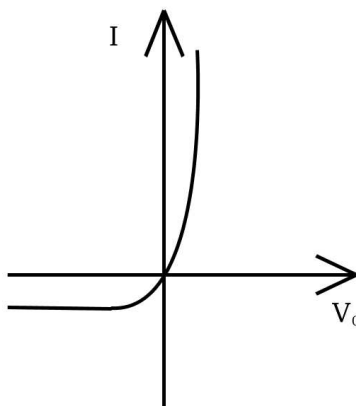
$$= I(p)_{p0}(e^{\frac{eV_0}{kT}} - 1) \quad (63)$$

$$I^{total} = I_n^{total} + I_p^{total} \quad (64)$$

$$= I_0(e^{\frac{eV_0}{kT}} - 1) \quad (65)$$

Vi kan nå sette opp en Spennings-Strøm karakteristikk for dioden.

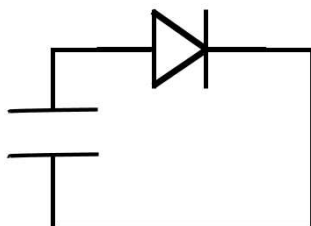
Som vi ser, vil det neste ikke gå strøm gjennom dioden for negativ spenning, mens strømmen går fort mot uendelig for positive spenninger. I praksis vil dioden fungere som en likeretter,- den slipper kun igjennom strømmen en vei. I en reell diode, vil det trenge en viss spenning før dioden oppfører seg som en kortslutning (se: ??). Dette skyldes det indre spenningsfallet som den ytre soenningen må overkomme. I silisium f.eks er spenningsfallet på ca 0.6-0.7V. En reell diode vil heller ikke fungere som en likeretter for alle spenninger. Dersom vi setter på en stor nok negativ spenning, vil barrieren bli lang og tynn nok for elektronene til å tunnelere igjennom den. I praksis sier man at dioden bryter sammen, og blir ødelagt.



Figur 13: Spennings-Strøm karakteristikk

0.7.2 Toppdetektor i AM-kretser

Lydsignalene er som tidligere nevnt kodet inn på en bærebølge. Bølgetoppene til bærebølgen varierer med samme amplitude som lydbølgen. En radio mottar disse signalene i senderen og må omforme signalet tilbake til et lydsignal. Dette gjøres ved hjelp av en toppdetektor, eller 'peak detector' på engelsk. En toppdetektor kan lages av en diode og en kondensator.



Figur 14: Toppdetektor

der R er indre motstand i kretsen. Det amplitudemodulerte signalet sendes inn på kretsen og likeretteren kutter vekk de negative komponentene til signalet. Kondensatoren er i starttidspunktet utladet. AM-signalet lader opp

kondensatoren når signaler er en bølgetopp. Dersom likeretteren ikke hadde vært plassert før kapasitansen ville negative strømmer utladet kapasitatoren, noe vi i vårt tilfelle ikke ønsker. La oss først sende inn kun en sigalpuls. Kapasitatoren lades opp av innsignalet. Utsignalet fra toppdetektor-kretsen synker etterhvert mot null. Utsignalet kommer fra utladningen til kapasitatoren som lader seg ut med en tidskonstand $t = RC$. I en krets som mottar AM-signaler f.eks på 900 kHz blir ikke kapasitatoren utladet før neste topp lader opp kapasitatoren igjen. mot null.

Velges RC liten nok, blir utsignalet veldig likt omhylningskurve. Siden innsignalet er amplitudemodulert er omhylningskurven lik lydsignalet bærebølgen er modulert med. Man må dog passe å ikke velge RC for liten, siden kapasitatoren vil da utlade og lade seg for sent og amplituden på lydsignalet ut blir feil. En regel er å velge tidskonstanten slik at $RC = \frac{1}{m\omega_m}$.

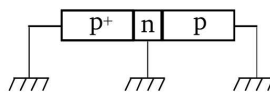
0.8 Transistorer

Det finnes to hovedtyper transistorer: bipolære og field-effekt. I våre kretser trenger vi kun bipolæretransistorer, så vi begrenser oss til teorien bak bipolære transistorer.

En transistor består av to pn-overganger. Den har en emitter, base og kollektor, som er tre distinkte halvleder regioner. Emitteren og kollektoren er laget av samme halvledertypen men emitteren er mye mer dopa enn kollektoren. Mellom emitteren og kollektoren sitter basen som er laget av halvleder typen emitteren og kollektoren IKKE er laget av. Den er veldig tynn i utstrekning i forhold til de andre regionene. Basen er litt mer dopa enn kollektoren, men mindre dopa enn emitteren. De bipolære transistorene kan deles inn i to undergrupper:

- pnp - basen er n-type, kollektoren og emitteren er p-type
- npn - basen er p-type, kollektoren og emitteren er n-type

La oss først se på en pnp i likevekt.



Figur 15: pnp i likevekt

Settes transistoren i en krets med to spenningskilder, vil systemet ikke lenger være i likevekt. På emitteren og basen setter vi en positiv spenning, og på kollektoren og basen setter vi en negativ spenning. Da vil emitter-base overgangen lett slippe strøm fra emitter til base, mens det vil være vanskelig å sende en strøm fra kollektoren til basen.

Dersom basen er bred vil transistoren fungere som to distinkte pn-overganger. Er basen tynn, vil hull som går fra emitteren inn i basen fortsette inn i kollektoren. Noen av hullene vil rekombinere med elektroner i basen og vi

får derfor en strøm ut av kollektoren som er litt mindre enn strømmen inn i emitteren, men likevel stor når en vet spenningen fra kollektoren til basen er negativ.

Strømmen ut av basen er her emitterstrømmen minus kollektorstrømmen. Vi kan sette opp følgende strømrelasjonene:

$$I_e = I_{ep} + I_{en} \quad (66)$$

$$I_c = I_{cp} + I_{cn} \quad (67)$$

$$I_b = I_e - I_c = I_{en} + (I_{ep} - I_{cp}) - I_{cn} \quad (68)$$

I_{ep} = strøm av hull fra emitter til base

I_{en} = strøm av elektroner fra base til emitter

I_{cp} = strøm av hull fra base til kollektor

I_{cn} = strøm av elektroner fra kollektor

I_c = kollektor strøm

I_e = emitter strøm

I_b = base strøm

Vi definerer nå den felles base ”strømfaktor”:

$$\alpha = \frac{I_{cp}}{I_e} \sim < 1 \quad (69)$$

$$\alpha = \frac{I_{cp}}{I_{ep} + I_{en}} \quad (70)$$

$$= \frac{I_{ep}}{I_{ep} + I_{en}} * \frac{I_{cp}}{I_{ep}} \quad (71)$$

$$= \gamma * \alpha_t \quad (72)$$

der γ er emitter-effektivitet (mindre eller nesten lik 1) og α_t er basetransportfaktor (mindre eller nesten lik 1).

$$I_c = I_{cp} + I_{cn} \quad (73)$$

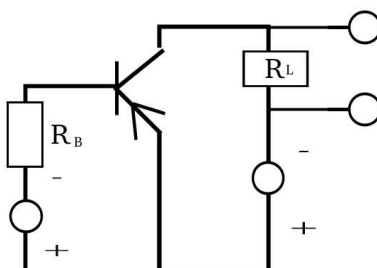
$$= \alpha I_e + I_{cn} \quad (74)$$

$$= \alpha I_e + I_{cbo} \quad (75)$$

Der I_{cbo} er kollektor-base (lekasje)strøm ved åpen emitter (dvs når $I_e = 0$)

0.8.1 Forsterker

Forsterkere inneholder vanligvis transistorer som forsterker element. Dette gjøres f.eks. ved en felles-emitter konfigurasjon. Navnet kommer fra koblingen inn på transistoren. Både inn- og utstrømmen er kobla til emitteren.



Figur 16: Forsterker

Ligning (??) gir:

$$I_c = \alpha I_e + I_{cbo} \quad (76)$$

$$= \alpha(I_b + I_c) + I_{cbo} \quad (77)$$

$$(78)$$

dette gir videre

$$I_c(1 - \alpha) = \alpha I_b + I_{cbo} \quad (79)$$

$$I_c = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_b + \frac{I_{cbo}}{1 - \alpha} \quad (80)$$

$$= \beta I_b + I_{ceo} \quad (81)$$

Der β er emitterstørmforsterkningskonstanten og er definert som:

$$\beta = \frac{dC}{dI_b} = \frac{\alpha}{a - \alpha} \quad (82)$$

Siden α kan være veldig nærme 1, kan β bli mye større enn 1. Dette medfører I_c mye større enn I_b , vi har fått en strømforsterkning. En variabelspenning, f.eks et lydsignalet ut fra en toppdetektor, kunne vært satt sammen med V_{eb} . V_{eb} og V_{ec} må da velges riktig for å få positiv spenning over emittteren til basen, og negativ over kollektoren til basen. I_c blir da mye større enn I_b , og innsignalet vår har blitt forsterket.

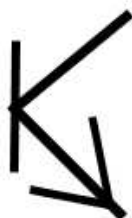
Merk: Seinere i rapporten er det teoretisk riktig å bruke to forskjellig β -verdier på ulike steder. β verdiene er veldig like, og den ene ofte brukes som en approksimasjon til den andre. For vår oppgave er ikke forskjell mellom de to β verdiene viktig. Teoridelen er skrevet med en β verdi for enkelheten og lesbarhetens skyld.

Det er to spenninger, så transistoren kan forspennes på fire ulike måter. Dersom V_{eb} er positiv og V_{ec} er negativ, er transistoren i aktiv modus. Denne forspenningen egner seg godt som forsterker. Er begge spenningene negative er transistoren i "cut-off"modus. Strømmene er da små, så denne konfigurasjonen egner seg dårlig. Ved å bytte på spenningen i aktiv modus settes transistoren i invert modus. Resultatet er ganske likt aktiv modus, men strømmen er mindre. Dette skyldes høyere doping i emitteren enn kollektoren, og kollektoren fungerer ikke like bra som praktisk emitter". Den siste muligheten er to positive spenninger. Begge pn-overgangene vil fungere som kortslutninger og transistoren vil oppføre seg som et knutepunkt. Dette kalles metningsmodus. Vi velger derso å konstruere vår forsterker ved å bruke en transistor i aktiv modus.

Merk at I_c i forsterkerekspepelet over er uavhengig av V_{ce} . V_{ce} er kun brukt til å holde transistoren i aktiv modus.

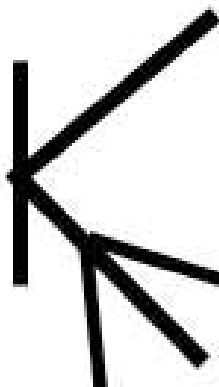
0.8.2 NPN transistor

Symbolet for npn transistor:



Figur 17: npn symbol

Symbolet for pnp transistor:

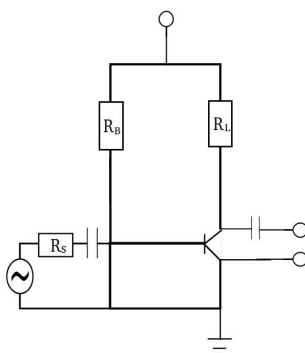


Figur 18: pnp symbol

Egenskapene til npn transistorer ligner de til pnp transistorer. Ladningsstrømmene er de samme, men hullene er byttet ut med elektroner og elektronene med hull, så strømmen går motsatt vei enn i pnp transistoren. Vi må

også bytte om på fortegnet på spenningene, slik at kollektor til base overgangen sperrer strømmen, mens base til emitter overgangen slipper gjennom strøm.

La oss se på felles-emitter konfigurasjonen igjen, i en litt mer praktisk retning. Vi bruker en npn transistor og et batteri til intern spenningskilde i forsterkerkretsen.



Figur 19: Forsterker

De to kondensatorene vil forhindre DC (likestrøm) komponentene i å "forlate" forsterker kretsen. Denne komponenten vil bare bli støy på høyttalerene. R_s representerer en Thevenin resistans som er samla motstand i input-kretsen. Vi er også interessert i spenningsforsterkningen i kretsen. For å finne denne, prøver vi å beskrive transistoren (nnp) ved resitive elementer. Dette kan gjøres forutsatt inn-signalet ikke er for stort. Den resitive modellen kan trygt bli brukt for frekvenser av 10kHz og lavere. Denne modellen er også begrenset for små signaler. Hva menes med et lite signal? Vi kommer snart tilbake med en definisjon.

0.8.3 Hybrid- π modell

La oss først se tilbake til dioden. Strømmen gjennom en diode kunne beskrives ved uttrykket:

$$I = I_0(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (83)$$

størrelsen $\frac{kT}{q}$ har dimensjon volt, ved romtemperatur vil $\frac{kT}{q}$ være 26mV. Når dioden fungerer som kortslutning, vil den ytre spenning være større enn det indre spenningsfallet. F.eks. vil spenningsfalle i silisium være over 0.6-0.7V. Faktoren $e^{\frac{qV}{kT}}$ vil bli mye større enn 1 slik at strømmen kan skrives som:

$$I = I_0 e^{\frac{qV}{kT}} \quad (84)$$

Med denne tilnærmingen kan emitterstrømmen og kollektorstrømmen skrives som:

$$i_e = I_{ES} e^{\frac{qv_{BE}}{kT}} \quad (85)$$

$$i_c = \alpha I_F e^{\frac{qv_{be}}{kT}} \quad (86)$$

der I_{ES} er driftsstrømmen fra basen til emitteren. Det sendes nå et innsignal inn på kretsen. Base-emitter spenningen i kretsen blir:

$$v_{BE} = V_{BE} + v_{be} \quad (87)$$

der V_{BE} er spenningsfallet over BE pga batteriet og V_{be} pga signalspenningen. Dette gir kollektor strømmen:

$$i_c = I_{ES} e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} e^{\frac{qv_{be}}{kT}} \quad (88)$$

Dersom vi definerer små signaler som: $|v_{be}| \ll \frac{kT}{q} = 25mV$. Eksponensialuttrykket i kollektorstrømmen som inneholder v_{be} kan taylorutvikles for å gi en approksimasjon:

$$e^{\frac{qv_{be}}{kT}} \approx 1 + \frac{qv_{be}}{kT} \quad (89)$$

Ved å bruke denne tilnærmelsen blir kollektorstrømmen:

$$i_c = I_{ES} e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} + (I_{ES} e^{\frac{qV_{BE}}{kT}}) \left(\frac{q}{kT} \right) v_{be} \quad (90)$$

Det andre leddet vil være signalkomponenten av kollektorstrømmen, mens første ledd er operasjons-strømmen I_c .

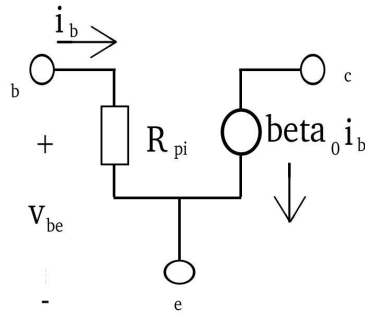
Signal komponenten til kollektor strømmen er:

$$I_c = \frac{qIC}{kT} * v_{be} \quad (91)$$

Som gir oss et uttrykk for signalkomponenten av basestrømmen

$$I_b = \frac{1}{\beta} * \frac{qIC}{kT} v_{be} \quad (92)$$

Vi kan nå sette opp en modell som oppfører seg som en transistor.

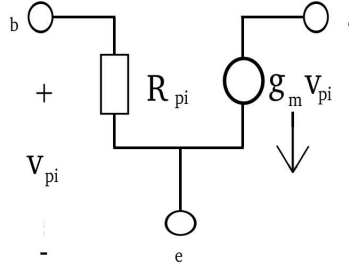


Figur 20: hybrid- π modell 1

Denne modellen kalles hybrid- π modellen. Modellen har to elementer, en motstand mellom basen og emitteren, og en strømgenerator. Motstanden r_π gir forholdet mellom I_b og v_{be} og har verdien:

$$\frac{1}{r_\pi} = \frac{i_b}{v_{be}} \quad (93)$$

$$= \frac{1}{\beta} * \frac{qI_c}{kT} \quad (94)$$

Figur 21: hybrid- π modell 2

Konstanten g_m er transkonduktansen og er definert slik:

$$g_m = \frac{qI_c}{kT} \quad (95)$$

ved å sette transkonduktansen inn i r_π får et nytt uttrykk for r_π :

$$r_\pi = \frac{\beta}{g_m} \quad (96)$$

Merk at g_m kun avhenger av dc komponenten til kollektorstrømmen I_c . Er I_c kjent, kan g_m regnes ut direkte og fra den g_m . Ved romtemperatur kan vi numerisk finne en verdi for $\frac{kT}{q}$, og det gir g_m verdiene:

$$g_m(S) = 0,004I_c(mA) \quad (97)$$

$$g_m(mS) = 40I_c(mA) \quad (98)$$

La oss se på forsterkeren igjen. Vi ønsker først å skrive opp I_b og I_c . For sette transistoren aktiv modus må V_{BE} være ca. 0.7 (eller mer). Dette gir uttrykkene:

$$I_B = \frac{V_{cc} - V_{BE}}{R_b} \quad (99)$$

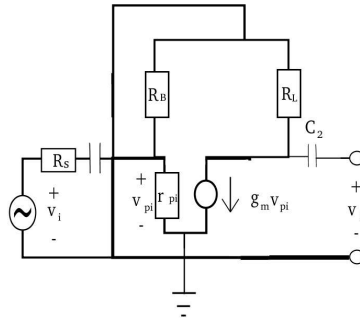
$$= \frac{V_{cc} - 0,7}{R_b} \quad (100)$$

$$(101)$$

$$I_C = \beta I_b \quad (102)$$

$$= \beta \frac{V_{cc} - 0,7}{R_B} \quad (103)$$

Vi vil nå bruke hybrid- π modellen for en såkalt "incrementalkrets, som fullstendig representere svingingene i felles-emitter kretsen. Dette gjør vi for å studere inn-signalet uten å ta hensyn til uønskede komponenter. Vi bytter ut transistoren med hybrid- π modellen, og ser kun på det variable spenningsfallet eller den variable strømmen gjennom motstandene. Likespenningskilden må også byttes ut, men med hva? En DC-kilde gir ingen variable komponenter, og vi kan bytte den ut med en 0 volts variable spenningskilde. DC kilden er derfor en kortslutning.

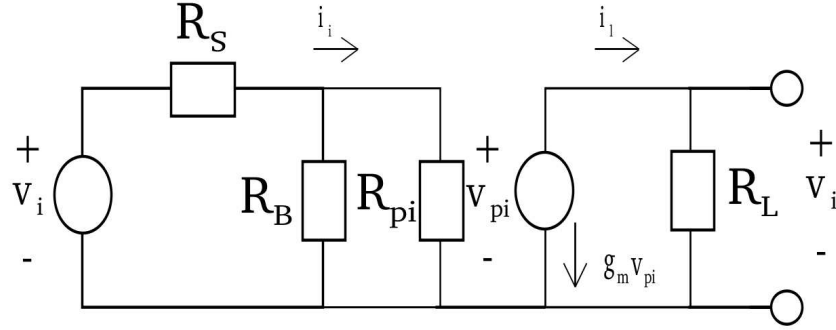


Figur 22: hybrid- π equivalent

Utsignalet V_0 er gitt ved:

$$v_0 = -g_m R_L v_\pi \quad (104)$$

Vi trenger å beskrive v_π ved v_i . Når R_s er i serie med parallelkoblingen av R_B og r_π har vi:



Figur 23: Incremental equivalent

$$v_{\pi} = \frac{\left(\frac{1}{r_{\pi}} + \frac{1}{R_B}\right)^{-1}}{R_s + \left(\frac{1}{r_{\pi}} + \frac{1}{R_B}\right)^{-1}} \quad (105)$$

Dette gir spenningsforsterkningen:

$$A_v = \frac{v_o}{v_i} \quad (106)$$

$$= \frac{-g_m R_L \left(\frac{1}{r_{\pi}} + \frac{1}{R_B}\right)^{-1}}{R_s + \left(\frac{1}{r_{\pi}} + \frac{1}{R_B}\right)^{-1}} \quad (107)$$

Vi ser en faseforskyvning av signalet sendt gjennom forsterkeren. For et positivt innsignal er utsignalet negativt og omvendt. I vår forsterker vil vi ha R_B veldig stor i forhold til r_{π} . Ved denne sammenhengen kan R_B neglisjeres og uttrykket forenkles seg til:

$$A_v = -\frac{g_m r_\pi R_L}{R_s + r_\pi} \quad (108)$$

$$= -\frac{\beta R_L}{R_s + r_\pi} \quad (109)$$

Siden R_s og r_π normalt er mindre enn R_L , gir kretsen ifølge (109) en spenningsforsterkning. Dette skal vi hovedsakelig bruke som spenningsforsterkning, men vi får også en strømforsterkning. Samme krets-modell kan brukes for enkelt å regne ut strømforsterkningen. Signalstrømmen gjennom R_L er:

$$I_l = -g_m v_\pi \quad (110)$$

der $v_\pi = i_i(\frac{1}{R_N} + \frac{1}{r_\pi})^{-1}$. Med samme tilnærming, R_b kan negliseres blir strømforsterkningen:

$$A_i = \frac{i_l}{i_i} \quad (111)$$

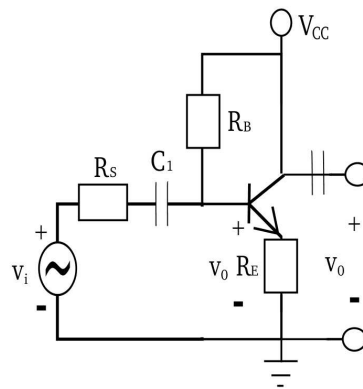
$$= -\beta \quad (112)$$

0.8.4 Emitterfølger konfigurasjon

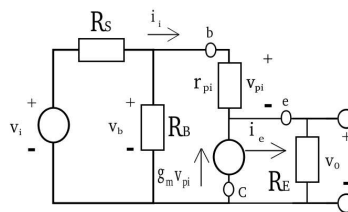
En annen viktig transistor konfigurasjon er felles-kollektor eller emitter-følger konfigurasjonen.

Vi ønsker å lage en signalmodell av denne forsterkeren. Dette gjør vi ved å bruke hybrid- π modellen for transistoren på samme måte som for emitter-følgeren. DC kilden kan vi fortsatt betrakte som en kortslutning.

Også her kan R_B neglisjeres, og vi gjør dette nå fra starten for enkelhetsskyld. Dette gir følgende ligninger:



Figur 24: Emitterfølger konfigurasjon



Figur 25: Incremental equivalent

$$v_0 = i_e R_E \quad (113)$$

$$v_\pi = i_i r_\pi \quad (114)$$

$$i_e = i_i + g_m v_\pi \quad (115)$$

$$\rightarrow \quad (116)$$

$$i_e = i_i(1 + g_m r_\pi) \quad (117)$$

$$= i_i(1 + \beta) \quad (118)$$

Vi bruker så Kirchoffs spenningsregel for innsignalet

$$v_i = i_i R_s + i_i r_\pi + v_0 \quad \rightarrow \quad i_i = \frac{v_i}{R_s + r_\pi + (1 + \beta)R_E} \quad (119)$$

Vi kan dermed finne spenningsforsterkningen:

$$A_v = \frac{v_0}{v_i} = \frac{(1 + \beta)R_E}{R_s + r_\pi + (1 + \beta)R_E} \quad (120)$$

Ifølge (120) få vi faktisk en spenningsavtakelse. Emitterfølgeren kan ikke brukes som noen spenningsforsterker. dersom R_s og r_π er mye mindre enn $(1 + \beta)R_E$, så vil innsignalet være omtrent like stort som utsignalet. Emitterfølgeren gir ikke noen spenningsforsterkning, men hva med strømforsterkning? Strømforsterkningen kan vi finne direkte fra (118) som gir:

$$A_v = \frac{i_e}{i_i} \quad (121)$$

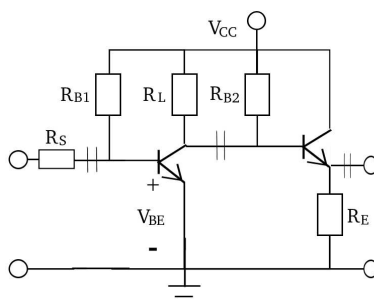
$$= 1 + \beta \quad (122)$$

Vi ser nå at emitterfølgeren er ment til å være en strømforsterker.

0.8.5 Forspenning av transistorer

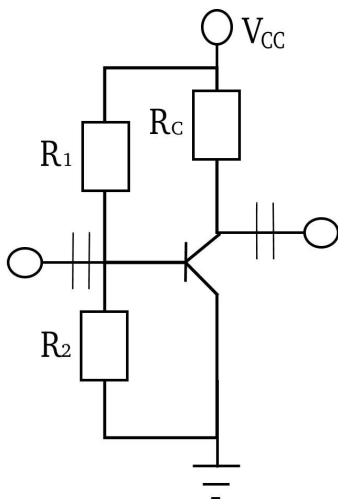
Radion trenger en forsterker. Lydbølgen ut fra toppdetektoren er ikke kraftig nok til å drive en høytaler og vi ønsker derfor å lage en forsterker. Signalet vi

får inn avhenger av avstanden til senderen og forholdene, men vil sannsynligvis være i mikrovolt området. En høytaler er ikke kun avhengig av nok spenning, men også nok strøm. Det vil ikke gå mye strøm gjennom spenningsforsterkeren. Vi setter derfor på en ren strømforsterker etter spenningsforsterkeren.



Figur 26: Teoretisk forsterker

Her har vi satt spenningsfallet over base til emitter til 0,7V uten å gjøre noe for å få dette spenningsfallet. Dette gjør vi ved å legge en ekstra motstand parallell til base-emitter.

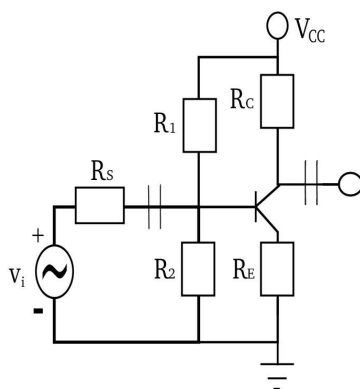


Figur 27: Forbedret forsterker

Vi bruker Kirchoffs spenningslov for å finne spenningsfallet over R_2 :

$$v_2 = \frac{R_2}{R_1 + R_2} v_{cc} \quad (123)$$

Velger vi R_1 og R_2 riktig kan vi få spenningsfall på 0,7V over basen-til emitteren. Dette gjøres på felles-emitteren og emitter-følgeren. Vi ønsker skjerme transistoren og legger inn en motstand mellom emitter og jord på felles emitteren. Uheldigvis vil denne resistansen minske spenningsforsterkningen kraftig, men dette kan forhindres ved å legge på en kondensator i parallell over motstanden mellom emitteren og jord.



Figur 28: Skjerming av transistor

Kondensatoren i parallell påvirker ikke DC strømmen som vil gå gjennom resistansen. For AC strømmen vil kapasitatoren fungere som en kortslutning. Vi har laget to forskjellige veier, for DC strømmen gjennom resistansen og AC strømmen gjennom kondensatoren. Transistoren er fortsatt skjermet, mens AC forsterkningen er lik forsterkningen uten den nye motstanden.

0.9 Utførelse

0.9.1 Antennen

Vi hadde opprinnerlig tenkt å lage en antenne, men dette ble det ikke noe av. Årsaken til dette var at vi fant ut at forholda for å ta motta AM bølger var så små at vi mest sannsynlig ikke ville klart å motta noe nyttig.

0.9.2 Frekvensvelgeren

Spolen med forskjellige induktanser kan bestilles fra distributører av elektronikkomponenter, f.eks elfa hvor vi har bestilt de andre delene til radioen. I samråd med veileder førsteamanuensis Støvneng valgte vi å konstruerer en eller flere av spolene i kretsen fra grunnen av. Fordene i forhold til ferdigkjøpt er:

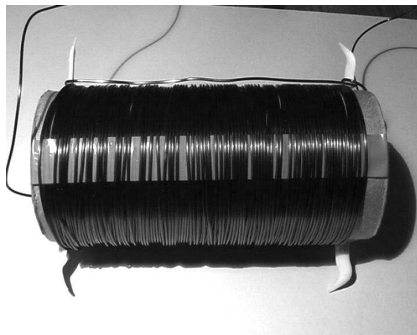
Vi skaffet først en spoletråd fra elektronikkverkstedet på institutt for fysikk. I følge teorien trengte vi kobbertråd med lengde 24 m og radie på 0,66 mm. For å være på den sikre siden la vi på en 10-1527 meter. Radien valgte vi litt over anslaget. Radio-gruppen lånte også med seg isolebartape som tåle varme.

Spolen skulle vikles utenpå en tom dorullhylse. For å gjøre hylsen mer solid snittet vi en hylse nummer 2 på langs. Denne lirke gruppen inn i hylse nummer 1. For å feste den indre hylsen bedre og hindre kobbertråden skaffet vi 4 tannpikere. På hver ende av dorullen stakk vi to tannpikere igjennom hylsene og inn mot rotasjonsaksen. Tannpikernes i hver ende stod rett ovenfor hverandre. Deretter ble endene av tannpikerendene inne i hver ende festet sammen med teip.

Etter 100 vindinger var overflaten til dorullhylsen full. To striper gul isolasjonstape ble tapet på over langsiden rett ovenfor hverandre. Tapen hjalp til å holde vindingene på plass, men var der mest så vi kunne se hvor de nye viklingene ble lagt.

Flere viklinger ble lagt på 10 av gangen, til vi kom til 168 vindinger. Ved 168 vindinger var lag 2 fullt. induktans stemte bra med ønsket induktans og

vi avsluttet surringene. To nye striper isolerendetape holdt det siste laget på plass. Ledningsenden ble trukket over langsiden til motsatt enda av startledningen og festet i tannpirkerene. Vi klippet ledningene og målte induktansen til spolen. Den ferdige spolen er vist på bildet under:



Figur 29: Egenkonstruert spole

Spolens radius = 0,0225m

Spolens lengde = 0,1m

Antall vindinger = 168

Vi kan nå finne induktansen

$$L = \mu_0 A \frac{N^2}{l} \quad (124)$$

$$= 4\pi * 10^{-7} * \pi * 0,0225^2 \frac{168^2}{0,1} \quad (125)$$

$$= 5,640834221 * 10^{-4} \quad (126)$$

Vi ønska å legge resonansfrekvensen til rundt 900kHz, siden dette er en passende frekvens for AM-bølger. Spolen vi laga målte en induktans på 5,6 mikro H. Den tilhørende kapasitansen blir da

$$C = \frac{1}{L} \left(\frac{1}{2\pi f} \right)^2 \quad (127)$$

$$C = \frac{1}{5,6 * 10^{-4}} \left(\frac{1}{2\pi * 900 * 10^3} \right)^2 \quad (128)$$

$$= 5,58 * 10^{-11} \quad (129)$$

Vi lånte dermed en variabel kondensator som inneholdt denne verdien.

0.9.3 Topppdetektor

Vi valgte kondensatoren til å være 2,2nF. Som diode valgte vi en germanium diode.

Siden vi ikke var i stand til å motta radiosignal, prøvde vi å generere våre egne AM-signal.

Vi kobla en cd-spiller til en signalgenerator som var i stand til å AM modulere signaler. Vi brukte en 900kHz bærebølge som vi sendte inn på toppdetektoren. Vi testa deretter toppdetektoren med og uten frekvensvelgeren og vi klarte i begge tilfeller å få lyd i en 100 Ω høyttaler. For å simulere en antenne, sendte vi AM signalet fra signalgeneratoren gjennom en spole. Vi satt deretter vår egen spole nær denne slik at det ble indusert en strøm med lik frekvens i spolen vår.

0.9.4 Felles emitteren

Det viktigste elementet når man setter sammen en forsterker, er å forsikre at transistoren er riktig forspent slik at den vil være i aktiv modus. Som sagt på har vi at spenningen over basen til emitter må være minst 0,7 volt for at den skal være riktig forspent. Men vi må også tenke på at spenningsfallet over kollektoren til basen må være riktig for at transistoren ikke skal være i metning-modus. Avhengig av forholda, vil metningsgrensa for V_{CB} normalt ligge mellom 0,2 og 1,5 volt. Vi brukte en likespenningskilde på 6V

Vi valgte R_1 og R_2 til å være 5100 og 680V. Vi får da spenningsfallet

$$V_{BE} = \frac{680}{5100 + 680} * 6 = 0,7V \quad (130)$$

Som er det spenningsfallet vi ønsker. Vi lot R_L være en variabel motstand slik at vi kunne gjøre målinger på forsterkningen for ulike verdier av R_L . R_E ble valgt til 100 .

Vi ønsker å finne r_{pi} . β ble målt til å være lik 325. Vi har

$$I_C = 325 \frac{(6 - 0,7)}{5,1k\Omega} = 338mA \quad (131)$$

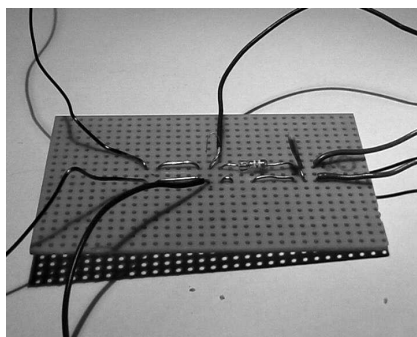
$$g_M = 40 * 338 = 13520mA \quad (132)$$

$$r_\pi = \frac{325}{13520} = 0,024k\Omega = 24\Omega \quad (133)$$

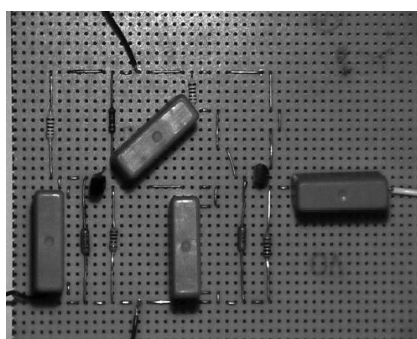
0.9.5 Emitter følgeren

Vi forspente emitterfølgeren på samme måte som felles emitteren. R_E valgte vi til å være samme som på felles emitteren.

Konstruksjonen av forsterkeren og mottakeren ble først gjort på et brødbrett, siden det gav oss en mulighet til å gjøre tester og målinger og deretter lett rette evt feil og/eller mangler. Deretter gikk vi over til å lodde komponentene til et loddebrett, for å få en mer kompakt, stødigere og mer oversiktelig modell.



Figur 30: Toppdetektor



Figur 31: Forsterker

0.10 Resultater

Vi gjorde en måling av spenningsforsterkningen i felles-emitteren. Vi gjorde 11 målinger, fra 0 til 10 k Ω med et intervall på 1k Ω . Merk at målingene er gjort mens komponentene var på europa-brettet siden loddinga ikke ble vellykket.

Inn signal varierte fra 0,5 til 0.6V og hadde en frekvens på ca 500 Hz.

UT	R k Ω	Spenningsforsterkning (midlere)
0,8	0	1,45
5,3	1	9,64
10,8	2	19,6
16,0	3	29,1
21,2	4	38,5
26,0	5	47,3
30,0	6	54,5
26,8	7	48,7
24,4	8	44,6
22,0	9	40,0
19,6	10	35,6

Siden inn-signalet vårt er større enn 25mV, vil ikke våre teoretiske likninger for spenningsforsterkningen holde. Vi tar likevel med de teoretiske verdiene for sammenlikning. Vi gjorde ingen måling av den indre spenningen i signalgeneratoren og ledningene, men vi anslår den til å være 1k Ω .

R (k Ω)	Spenningsforsterkning	$\frac{\text{teoretiskspenningsforsterkning}}{\text{mltspenningsforsterkning}}$
0	0	0
1	317	219
2	635	65,9
3	952	48,6
4	1270	43,6
5	1587	41,2
6	1904	40,3
7	2222	40,8
8	2539	52,1
9	2856	71,4
10	3174	89,2

0.11 Diskusjon

0.11.1 Antenna

Som sagt, så ble aldri antenna laget, fordi vi anså forholda til å motta AM bølger til å være veldig dårlige. Årsaken til denne konklusjonen var at vi tok med oss en radio på laboratoriet for å se hvilke stasjoner vi fikk inn. Vi klarte derimot ikke å motta noe som helst med den radioen vi hadde med inne på laboratoriet. For å få inn en stasjon, måtte vi vekk fra universitetets området selv da klarte vi bare å så vidt få inn noen antydning til en stasjon. Vi annså det derfor for nytteløst å prøve å motta AM bølger inne på laboratoriet. Og dersom vi skulle klart å motta noen stasjoner, ville sannsynligvis signalet vært så svakt at det hadde drukna i støyen fra de elektriske apparatene på laboratoriet.

0.11.2 Frekvensvelgeren

Induktansen til spolen i laga passa godt til teorien. Vi brukte et analogt RCL-meter som er årsaken til den røffe avrunda måleresultatet. Vi gjorde ingen systematiske målinger av resonansfrekvensen, men vi kobla en signal-generator til frekvensvelgeren og så på utspenningen på et oscilloscop, for å verifisere resonansfrekvensen.

0.11.3 Toppdetektor

Vi valgte en kondensator med kapasitans $2,2\text{nF}$. Dette er fordi vi fant den verdien som anbefalt for en diode-mottaker i "Anvendt Eletronik". Germanium dioden valgte vi pga at det ble ofte brukt germaniumdioder i de gamle radioene som hadde en konstruksjon lik vår.

0.11.4 Måling av spenningsforsterkning

I teorien gjorde vi den antagelsen at signalet vi skulle forsterke var mye mindre enn 25mV, noe som sannsynligvis ville vært riktig dersom vi skulle forsterke et mottatt radiosignal. Siden forholda for å motta radiobølger var heller dårlig, måtte vi sende inn et generert signal. Vi burde da ha sent inn et lite signal for å komme så nær som mulig de virkelige forholda, men vi registrerte mye støy fra omgivelsene og ble derfor tvunget til å bruke et relativt stort signal.

Dersom vi sammenlikner de teoretiske med de målte verdiene ser vi at de spriker veldig. Vi visste at de ikke kom til å stemme pga at vi kjørte inn et for stort signal, men det vi målte var ikke engang i nærheten av det teoretiske. Det kan være mange årsaker til dette. En årsak kan være at vi kun anslå verdien av R_S uten å måle den. Dersom verdien vi anslo ligger langt unna den riktige verdien, vil resultatet bli veldig galt.

Typically, the voltage gain for a common-emitter circuit is between -10 and -100. If a voltage gain greater than -100 is calculated, it should be treated with some skepticism, since a more complex hybrid- π model than the one shown in FIG.11.3 is needed to accurately represent the transistor when the voltage gain become so large" (Electronic circuits and Applications 1975, side 309 , Stephen D. Senturia og Bruce D. Wedlock)

I alle våre utregninger er spenningsforsterkningen over 100 ganger. Ifølge "Electric circuits and applications" vil da disse verdiene ikke være korrekte, siden vi måtte ha brukt en mer komplisert hybrid- π modell. Og siden våre utregninger gav spenningsforsterkninger på 2000-3000 ganger, vil de sannsynlig være veldig gale. Vi ser at forholda mellom teori og måling er mer eller mindre konstant for R_L lik 3 til 7k Ω . Dette er positivt for det viser at den målte spenningsforsterkningen var proporsjonal med R_L , noe som stemte med teorien. Som sagt så registrerte vi mye støy når vi ikke hadde på spenningskilden, og det er dermed stor sannsynlighet at det utsignalet vi målte da vi brukte små verdier av R_L , var mye prega av støy fra omgivelsene. Dette kan vi lett se ved at vi registrerte en spenningsforsterkning da vi valgte R_L til å være null. Dette kan forklare at forholdet mellom teori og måling forandra seg drastisk for små verdier av R_L .

I følge vår likning er det også ingen grense for hvor stor spenningsforsterkning vi kan få ved å øke R_L . Dette virker litt urealistisk, og vi ser at vi i målingene

hadde en øvre grense for resistansen vår som lå på ca. $6k\Omega$. En forklaring kunne vært at utsignalet ble så stort at vi til tider fikk transistoren i metning-modus. Men vi gjorde noen raske målinger og så at den øvre grensa for R_L lå på $6k\Omega$ uavhengig av inn og utsignalet. Dette kan muligens forklares dersom man bruker en mer komplisert hybrid- π modell som antydnet i *Electronic circuits and Applications*".

0.11.5 Måling av strømforsterkning

Vi prøvde også å gjøre noen målinger av strømforsterkeren, men det gav oss ingen ønska resultat. I første omgang klarte vi ikke å få noen strømforsterkning i det hele tatt, men etter å ha bytta litt rundt på koblinger fikk vi en liten strømforsterkning på rundt 4. Hvorfor vi fikk så liten strømforsterkning, er vi heller litt usikre på. Koblingsfeil er en mulighet, og så brukte vi mye kobbertråd som forbindelse mellom mange av komponentene. Denne kobbertråden har en isolerende lakk, som vi måtte fjerne i endene for å få kontakt. En mulighet er at det derfor ble dårlig kontakt mellom komponentene. Det er også en mulighet at vi hadde et europabrett med mange dårlige kontakter.

0.12 Loddingen

Vi lodda komponentene på et lodde brett, med nøyaktig samme komponentoppsett og samme komponenter som på europa brettet. Likevel så fungerte ikke forsterkeren da vi prøvde den på laboratoriet. Dette kan være et resultat at f.eks tørrlodding", dvs at det er en luftlomme mellom loddetinnet og komponentbena. Vi kan også ha oversett ufullstendige loddinger, dvs at vi ikke har fullstendig dekket hullet vi plaserer komponentbena med loddetinn. Vi gjorde en kjapp test på peak-detektoren, og den fungerte heldigvis fortsatt som den skulle.

Del II

Avslutning

0.13 Konklusjon

Vi greide å konstruere en radio

En enkel radiomottaker er ganske enkel teoretisk. Forsterkerkretsen er noe vaskeligere og inneholder transistorer. Transistorer er behandlet grundig i oppgaven og forutsetter kunnskaper om halvledermaterialer.

Så,- hvordan er teorien i praksis? Selv med den enkleste radiokrets går et eller annet galt. Manglende kontakt, instrumenter som viser feil og kortslutninger er ikke behandlet i den teoretiske delen, men vi fikk erfare det i praksis. Konstruksjonen tok mye lenger tid enn planlagt og vi støtte på mange av de praktiske problemstillingene. Mange ganger forsvant vi fra elektronikkverkstedet for å regne på størrelser som muligens hadde noe å si når vi valgte komponenter. Spiller for eksempel radien på kobbertråden noen rolle når en spole skal vikles? Andre ganger regnet vi for mye. Størrelsen på loddebrettet var regnet på hullet. Synd loddebrettene var europakort", felles størrelse for hele Europa.

Alle radiokomponentene fungerte ved oppstilling på brødbrettet. Vi greide å sende lyd gjennom kretsen. De samme komponentene, loddet i samme krets fungerte ikke. Enten feilen er tørrloddning, manglende kontakt eller ødelagte komponenter er en ting klart. Teori er ikke praksis.

Gjennom labarbeidet lærte vi godt denne forskjellen. Feilsøking er en kunst og vi fikk prøvd mye på dette. Denne erfaringen er fin neste gang vi kommer tilbake til laboratoriet.

Bibliografi

- [1] Fishbane, Paul M.
Gasiorowicz, Stephen
Thorntorn, Stephen T.
Physics for Scientists and Engineers - Paul Corey
2. utgave, Prentice-hall
New Jersey, 1996
- [2] Senturia, Stephen D.
Wedlock, Bruce D.
Electronic Circuits and Applications
John Wiley and Sons, Inc.
United States of America, 1975
- [3] Jan Solberg
Anvendt ElektronikkA
1. utgave, Josti Kit
København, 1973
- [4] <http://www.elfa.se/no>
- [5] <http://ocw.mit.edu/>
- [6] <http://www.turnpoint.net/wireless/has.html>
- [7] <http://no.wikipedia.org/wiki/Radar>
- [8] <http://inventors.about.com/library/inventors/blradio.htm>
- [9] <http://www.geocities.com/SiliconValley/Campus/4400/ior.htm>
- [10] <http://www.electronics-tutorials.com/>
- [11] <http://my.integritynet.com.au/purdic/>

[12] <http://www.hard-core-dx.com/>

[13] <http://www.cebik.com/>