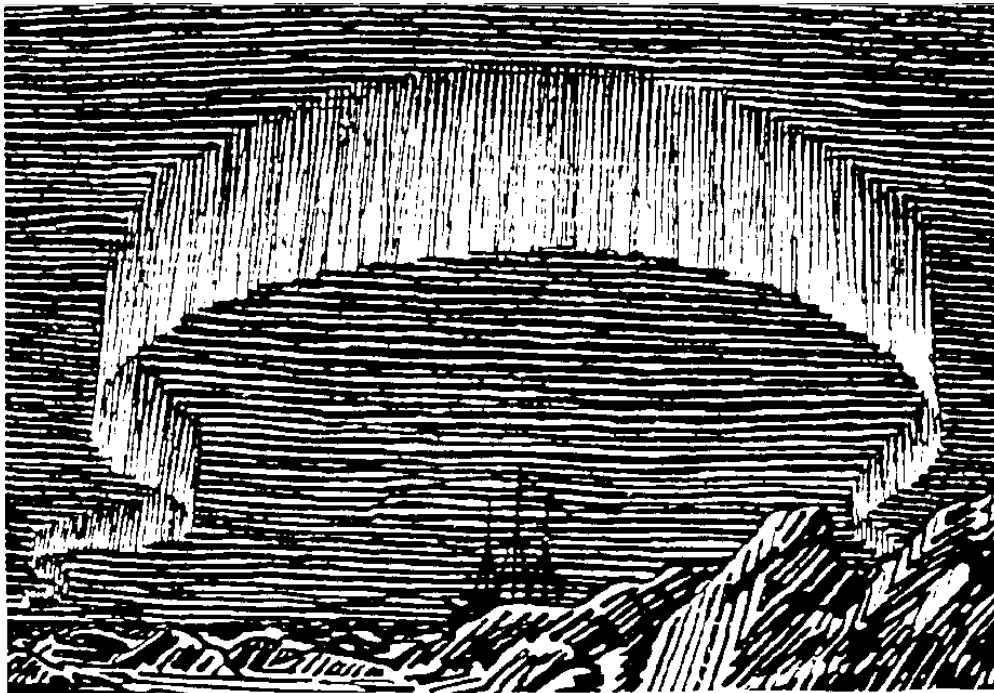


Diplomoppgave i fysikk

Mikrobølgeradiometri anvendt til deteksjon av temperaturgradienter i brystvevsfantom

Øystein Klemetsen

Juni 2006



Original by E. Nansen

DET MATEMATISK-NATURVITENSKAPLIGE FAKULTET
Institutt for fysikk
Nordlysobservatoriet

Universitetet i Tromsø, 9037 Tromsø, telefon: 77 64 51 50, telefax : 77 64 55 80

Sammendrag

En passiv, ikke-invasiv og ufarlig metode for detektering av brystkreft er motivasjonen for denne oppgaven. Basisen for mikrobølgeteori og radiometrisk teori er presentert. Videre presenteres grunnlaget for å kunne foreta passive målinger på brystvevsmodeller, målemetoder og forbedringsmuligheter innen mikrobølge radiometri. Vi studerer ulike forbedringsmuligheter ved å se på systemet ved Institutt for fysikk og teknologi. Forbedringer er realisert ved å lage et interferensfritt system som i tillegg er automatisert. En forbedring av systemets signal-til-støyforhold er oppnådd ved å benytte prinsippet om å plassere en forforsterker på utsiden av Dicke-venderen i en Dickemottaker. Dette prinsippet er pretestet før det implemeteres i radiometeret.

Det er utviklet metoder for deteksjon av varme legemer og det er foretatt radiometriske målinger for ulike oppsett. Det nye prinsippet med en lavstøyforsterker før Dicke-venderen er testet ut på radiometriske gradientmålinger, og vi presenterer resultatene av en slik studie.

Metodene som er utprøvd gir en gevinst i signal-til-støyforhold på 34%.

Forord

Arbeid med denne diplomoppgaven har vært utfordrende og har gitt meg lyst til å fortsette med forskning og utvikling.

Først av alt må jeg takke min veileder Professor Svein Jacobsen, som har gitt meg muligheten til å jobbe med et så utrolig spennende fagfelt. Svein har vært inspirerende og ikke minst et trygt anker under de mest stormfulle deler av mitt arbeid. Dette arbeidet er ikke bare mitt, men også Svein sitt. Takk for hyggelige faglige og ikke-faglige diskusjoner. Jeg ønsker og håper vi kan holde kontakten også i min videre karriere.

Takk til min elskede Inger, som har hatt tro på meg og har oppmuntret meg gjennom hele studiet. Takk til min sønn Eskil og datter Ingrid, som gir meg inspirasjon og så mye glede og har holdt ut med pappa i denne perioden.

Takk til Karl Magnus Fossan som har vært en reddende engel når alt sto fast. Til slutt vil jeg takke Yngve Eilertsen, som alltid har stilt opp når noe mekanisk skulle bygges og til Sveinung Olsen som var til hjelp under loddearbeid.

Øystein Klemetsen
Tromsø, juni 2006.

Innhold

Sammendrag	ii
Forord	iv
1 Innledning	1
I Teori	7
2 Generell mikrobølgeteori	9
2.1 Transmisjonslinjeteori	9
2.1.1 S-parametre og toport nettverk	10
2.1.2 Forsterkning i et toport nettverk	11
2.1.3 Forsterkning i kaskadekoblede kretser	13
2.1.4 Stabilitet	14
2.2 Støy	15
2.2.1 Ekvivalent støytemperatur	15
2.2.2 Y-faktor metoden	17
2.2.3 Støy i kaskade-system	18
2.2.4 Støykarakteristikk i en attenuator	18
2.2.5 Støytall vs. temperatur	20
2.2.6 Støytall vs. mistilpasning	20
2.2.7 Passive og aktive støykilder	21
2.3 Elektromagnetisk interferens	21
3 Radiometrisk teori	25
3.1 Plancks lov	25
3.1.1 Rayleigh-Jean tilnærming	27
3.1.2 Nyquists lov	27
3.1.3 Emisivitet	28
3.2 Teoretisk penetreringsdybde	28
3.2.1 Dielektrisk konstant for ferskvann	29
3.2.2 Dielektrisk konstant for saltvann	29
3.2.3 Miksede heterogene medier	31
3.2.4 Brystvev	31

3.3	Generelle effektradiometere	33
3.4	Totaleffektradiometre	34
3.4.1	Målefeil	35
3.5	Dicke-radiometer	36
3.5.1	Kalibrering av radiometeret	37
3.5.2	Konsekvens av interferenspåvirkning	38
3.6	Definisjon av kjernen	39
II	Metoder	43
4	Radiometrisk videreutvikling	45
4.1	Måling med det eksisterende radiometer	45
4.2	EMI skjerming	45
4.3	Lokal EMI skjerming	48
4.4	Sylindrisk måleobjekt	49
4.5	Sfærisk måleobjekt	50
4.6	Måleoppsett for interferensfri gradientmåling	52
4.7	Forforsterker	53
4.8	Bygging av en LNA	53
4.9	Testing av LNA	56
4.10	Måling av støytall i LNA	57
4.11	Estimering av radiometerets ekvivalente støytemperatur	60
4.12	Oppkobling av vår LNA til radiometeret	62
4.13	Antenneprober	63
4.14	Monopol antenne	64
4.15	Målemetode	65
4.16	Sensitivitetsmåling	67
III	Resultat	69
5	Preliminær test av LNA	71
5.1	Resultat av pretest av LNA	71
5.2	Selvoppvarming i LNA	71
5.3	Temperaturdrift i LNA	71
5.4	Støytall	74
5.5	Estimat av systemets ekvivalente støytemperatur med målt støytall	74
5.6	Radiometrisk temperaturdriftsmåling med vår LNA	76
5.7	Rippel på radiometriskmåledata med og uten LNA	76

6 Radiometrimålinger på varmt legeme	81
6.1 Testing av automatisert måling på et legeme	81
6.2 Måling på varmt sylindrisk legeme med monopol antenne .	81
6.3 Måling på varmt sfærisk måleobjekt med monopol antenne	84
6.4 Måling på sfærisk måleobjekt med spiralantenne	88
7 Diskusjon og konklusjon	89
7.1 Diskusjon	89
7.1.1 Måleoppsett	90
7.1.2 Brystvevsfantom	90
7.1.3 Lavstøyforsterker	90
7.1.4 Ekvivalent støytemperatur i radiometeret	91
7.1.5 Antenneprobe	91
7.1.6 Sensitivitetsmåling	91
7.1.7 Gradientmålinger med monopol antenne på sylin- drisk måleobjekt	92
7.1.8 Gradientmålinger på sfærisk måleobjekt uten LNA	92
7.2 Konklusjon	93
7.3 Forslag til videre arbeid	93
Bibliografi	95
Appendiks	99
A Elektronisk bibliotek	99
A.1 Innholdsfortegnelse i det elektroniske bibliotek gitt på CD	99

Kapittel 1

Innledning

Masseundersøkelse av kvinner for å påvise brystkreft utføres hovedsaklig med konvensjonell mammografi, hvor det taes et sett røntgenbilder. En forbedret versjon av mammografi, slik som digital mammografi, benytter avansert bildebehandling og mønstergjenkjenning for å finne kreft [Moore, 2001]. Mammografi er en røntgenundersøkelse [Reichelt, 2006] som har potensiale til å finne kreft-kuler fra en diameter på omlag 2 mm. Dette innebærer at man klarer å påvise kreftsvulster på et forholdsvis tidlig stadium. Hos noen kvinner er det nødvendig med en ultralyd tilleggundersøkelse, i tilfeller hvor mammografi ikke gir tilstrekkelig sikkerhet i diagnosen.

Av andre metoder som benyttes innen diagnose av brystkreft kan vi nevne: 1) Magnetisk resonans avbildning (MRI) som danner bilder ved bruk av radioemisjon fra nukleært spinn [Moore, 2001], 2) infrarød (IR) termografi, som danner infrarød signaturer til svulster [Moore, 2001], 3) optisk avbildning, lokalisering av svulster ved måling av spredningen til nærinfrarødt lys [Moore, 2001], 4) positronemisjonstomografi (PET), en fremgangsmåte der man bruker sjiktbilder som viser fysiologiske parametere [Lindskog, 1998], 5) elektrisk impedans avbildning, hvor man kartlegger brystimpedansen ved lave spenninger [Moore, 2001], og 6) scintigrafisk metode, hvor det detekteres svulster fra gammastråling til et radioaktivt legemiddel [Moore, 2001]. Utover dette må det taes celle- eller vevsprøver for å kartlegge svulsttypen.

De mest vanlige metodene, som mammografi og ultralyd, er aktive metoder, hvor man sender inn røntgenstråler eller ultralyd gjennom brystvevet. Aktive metoder kan også i noen få tilfeller føre til brystkreft [Guyton and Hall, 2000]. Det er derfor ønskelig med passive metoder som kan påvise brystkreft med stor pålitelighet. Med passive metoder mener man at det ikke benyttes strålingseffekter foruten de som eksisterer der naturlig (termisk).

Den gyldne standarden mammografi har som diagnostisk metode betydelige begrensninger. Disse inkluderer bl.a.: 1) smerte hos pasienten ved undersøkelse, 2) noe lav sensitivitet [Moore, 2001], et mål for hvor ofte en test identifiserer korrekt et utfall av sykdom, 3) noe lav spesifisitet [Moore, 2001], et mål på hvor ofte en test identifiserer korrekt at en pasient er frisk, og 4) strålingsfare. Vi kan anta at punkt 2) og 3) vil være gjeldende for andre metoder også, slik at hoved-motivasjonen for å utvikle supplerende og komplementære metoder går på punkt 1) og 4). Metoder som er helt smertefri og ufarlig for pasienten, slik som mikrobølgeradiometri har til nå ikke funnet den store utbredelsen i medisinske miljø.

Mikrobølgeradiometri betegnes som måling av utstrålt inkoherent elektromagnetisk energi [Ulaby et al., 1981]. Mikrobølger anvendt til fjernmåling er en forholdsvis ny teknikk, og går tilbake til begynnelsen av 1960 tallet [Ulaby et al., 1981]. Mikrobølgeradiometri brukes bl.a. til fjernmåling av universet innen astronomi, jordobservasjon, meteorologi, i industrien og innen medisin.

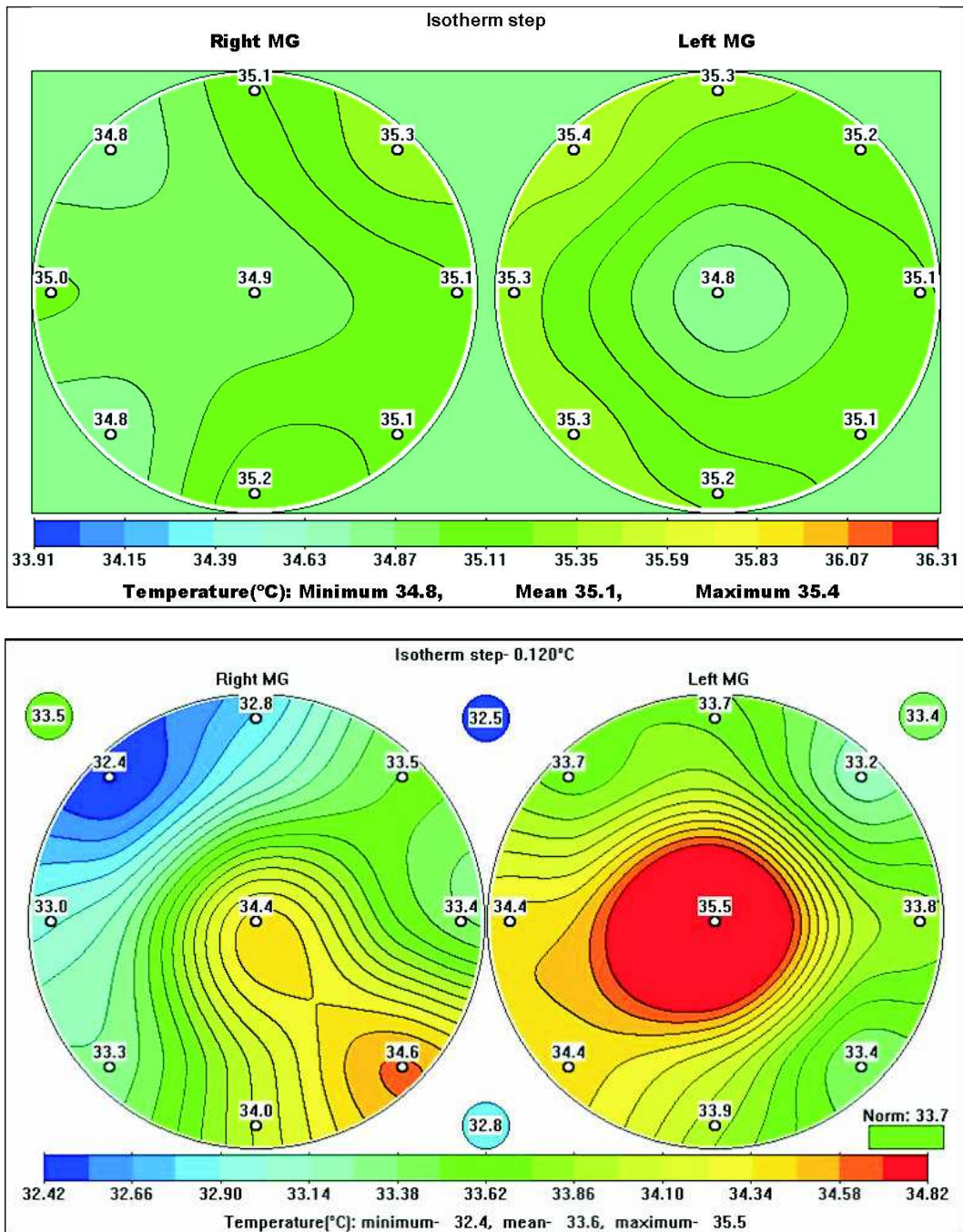
På 1970 tallet kom de første artiklene om bruk av mikrobølgeradiometri til deteksjon av kreft [Foster and Cheever, 1992]. Dette har utviklet seg til forskning innen flere andre bruksområder; bl.a. 1) monitorering av temperatur i nedkjølt hjerne til nyfødte som er utsatt for hypoksi-iskemi¹[Maruyama et al., 2000, Hand et al., 2001], 2) behandling av inflammasjon², hvor det benyttes mikrobølgeradiometri for måling av temperatur i vevet under behandling [MacDonald et al., 1994], og 3) forandring i blodstrøm [Gabrielyan et al., 1992].

For detaljer om mikrobølgeradiometri refereres til arbeid utført av [Land, 1983, Mizushina et al., 1995, Leroy et al., 1987, Leroy et al., 1998], for å nevne noen.

I de siste 35 årene er det forsket på passive metoder [Mizushina et al., 1995] for å kunne detektere kreft i brystvev. Forskingen tar utgangspunkt i stråling fra et svart legeme [Reeves et al., 1975]. Ved å benytte en spesiell radiomottaker [Land, 1983], og prosessering av flere måledata, kan man få frem et (forholdsvis grovt) temperaturkart over brystvev (se figur 1.1 [Vesnin, 2006]).

¹Hypoksi: Nedsatt oksygeninnhold i kroppsvev, iskemi: Lokal oksygenmangel i vev som skyldes manglende tilførsel av blod el. blødninger [Lindskog, 1998]

²Irritasjon i et vev etter en lokal vevsskade, f.eks. forårsaket av varme, kulde el. av kjemisk årsak [Lindskog, 1998]



Figur 1.1: Temperaturkart over brystvev. Øverst: Frisk pasient. Nederst: temperaturkart til venstre av et friskt bryst, temperaturkart til høyre med temperaturgradient og senere påvist brystkreft [Vesnin, 2006].

Det viser seg at kreftsvulster har høyere temperatur enn det omliggende friske brystvevet [Jerstad et al., 2006]. Denne fysiologiske egenskapen kan benyttes til å skille kreftsvulster fra friskt brystvev ved bruk av temperaturmålinger.

Brystkreft er den kreftformen som rammer flest kvinner i Norge. I 2002 ble det registrert 2680 nye tilfeller. Pr. 31.12.02 er det diagnostisert 28039 personer med brystkreft [Langmark et al., 2005].

Hva er så kreft? Kroppen er bygget opp av celler. Normalt deler cellene seg i et normalt tempo, hvor dattercellene er identiske med morcellen. Kreft er i de fleste tilfeller forårsaket av mutasjon av en eller annen unormal aktivitet i cellegenene som kontrollerer vekst og celledeling. Kun en liten del av cellene som muterer leder til kreft [Guyton and Hall, 2000]. Det er mange årsaker til dette. For det første har de fleste muterte cellene mindre overlevelsesprosent enn de normale cellene, og derfor dør de simpelthen. For det andre er det kun noen få av de muterte cellene som overlever og blir skadelige for organismen, fordi de fortsatt har normale kontrollfunksjoner som forhindrer unormal vekst. For det tredje blir potensielt skadelige celler ødelagt av kroppens immunforsvar, før de vokser til kreft. For det fjerde må et stort antall av slike ulike unormale gener være tilstede samtidig for å skape kreft [Guyton and Hall, 2000].

Veksthastigheten til en kreftsvulst varierer i forhold til type brystkreft. Man antar at det tar mellom 50-200 dager å fordoble størrelsen til en kreftsvulst. Videre antar man det tar 5-10 år fra den ukontrollerte celledelingen starter til man selv kan kjenne dette som en klump i brystet [Schlichting, 2006, Carr, 1989].

Med dette som utgangspunkt er det viktig å kunne oppdage kreftsvulsten så tidlig som mulig. Ved palpasjon³ kan man klare å finne kuler som er større enn omlag 1 cm i diameter. Ved legeundersøkelser kan det også oppdages kuler som ikke kvinnen selv klarer å finne.

Målet med denne diplomoppgaven er: 1) å sette seg inn i prinsippene for hvordan radiometrimålinger i mikrobølgeområdet fungerer teoretisk og i praksis, 2) hvordan man kan forbedre det eksisterende systemet som er tilgjengelig ved Institutt for fysikk og teknologi, 3) utvikle metoder som muliggjør forbedrede målinger og 4) foreta radiometriske temperaturgradient målinger. Det ble tidlig klart i studiet at teori er en ting, men å realisere teorien i praksis er av en helt annen vanskelighetsgrad. Det er ikke uten grunn at forholdsvis få eksperimentelle artikler innen mikrobølgeradiometri er publisert i de senere år. Hovedårsaken er at det aktuelle

³Med., beføling, undersøkelse ved hjelp av hendene.

frekvensbånd fra 1-6 GHz er blitt stadig mer “forurenset” av andre kilder med langt høyere effektverdier enn de som produseres av termisk støy. Elektromagnetisk skjerming er derfor blitt stadig mer utfordrende ved bruk av denne passive måleteknikken.

Diplomoppgaven er organisert som følgende: Kapittel 2 tar for seg generell mikrobølgeteori, siden dette er sentralt i oppgaven. Kapittel 3 viser teorien og metoder ved stråling fra objekter og hvordan man kan måle denne strålingen. I kapittel 4 ser vi på utvikling av radiometrisk instrumentering og metoder. I kapittel 5 ser vi på testresultat til en nybygd lavstøyforsterker. Kapittel 6 gir radiometrimålinger på et forbedret system. I kapittel 7 diskuterer vi og gir en konklusjon av det arbeidet som er gjort. Oppgaven rundes av med en innholdsfortegnelse av et elektronisk bibliotek med datablader og programkoder i appendiks.

Del I
Teori

Kapittel 2

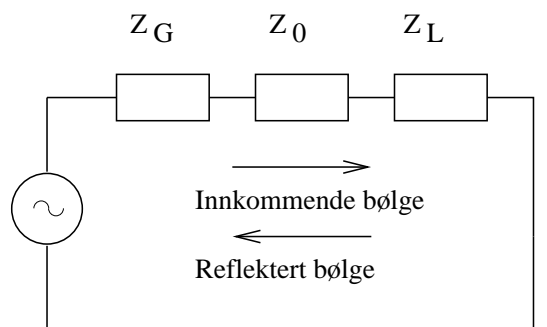
Generell mikrobølgeteori

Dette kapitlet omhandler parametere og modeller for karakterisering av mikrobølgekomponenter som er relevant for oppgaven.

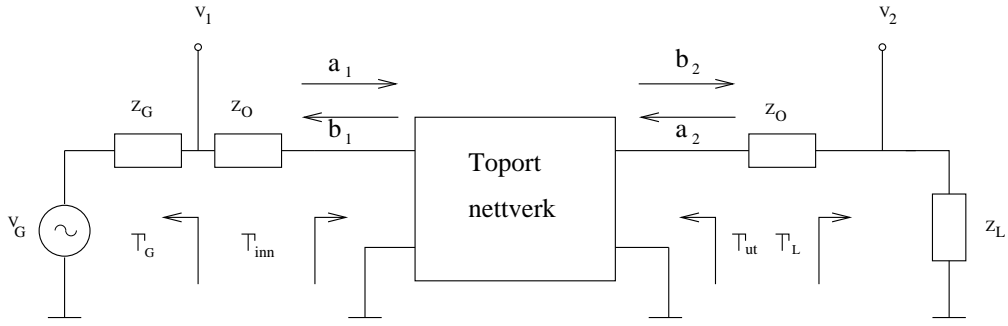
2.1 Transmisjonslinjeteori

La oss se på en enkel modell (figur 2.1) hvor vi har en generator med kildeimpedans Z_G som er koblet til en last Z_L via en transmisjonslinje Z_0 . Effekten fra kilden levert til lasten kan sees som en sum av innkommende og reflektert bølge. Disse bølgene propagerer i motsatt retning i forhold til hverandre. Anta $Z_L = Z_0$, da vil den innkommende bølgen totalt absorberes i lasten og produserer derfor ingen reflektert bølge. Ved $Z_0 \neq Z_L$ vil deler av den innkommende bølgen reflekteres tilbake til kilden, forutsatt at transmisjonslinjen ikke består av en kvartbølge trafo. Ved $Z_G = Z_0$ vil den reflekterte bølgen fra lasten adderes til den innkommende bølgen. Effekten som avsettes i lasten er lik differansen mellom den innkommende og den reflekterte effekten.

Et toport nettverk karakteriseres fullstendig av spredningsmatrisa \mathbf{S} . Spredningsparameterene er et verktøy for beregning av instabilitet, inn-



Figur 2.1: Transmisjonslinje figur.



Figur 2.2: Toport nettverk.

og utgangsimpedanser, maksimal forsterkning og overføringsforsterkning i f.eks. lavstøyforsterkere (LNA). For et toport nettverk, se figur 2.2, defineres refleksjonskoeffisienten ved [Pojar, 1998]

$$\Gamma = \frac{\text{reflektert bølge}}{\text{innkommende bølge}}$$

$$\Gamma_L = \frac{a_2}{b_2} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (2.1)$$

$$\Gamma_G = \frac{a_1}{b_1} = \frac{Z_G - Z_0}{Z_G + Z_0} \quad (2.2)$$

$$\Gamma_{\text{inn}} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{Z_{\text{inn}} - Z_0}{Z_{\text{inn}} + Z_0} \quad (2.3)$$

$$\Gamma_{\text{ut}} = \frac{b_2}{a_2} = \frac{Z_{\text{ut}} - Z_0}{Z_{\text{ut}} + Z_0}. \quad (2.4)$$

Γ_L er forholdet mellom bølgen som reflekteres fra lasten til toport nettverket og bølgen som leveres lasten fra det samme nettverket. Γ_G angir forholdet mellom bølgen som avleveres fra generatoren og den bølgen som reflekteres tilbake til generatoren fra toport nettverket den er tilkoblet. Γ_{inn} er forholdet mellom bølgen som reflekteres fra nettverket og bølgen som går inn i nettverket. Γ_{ut} er forholdet mellom bølgen avlevert fra nettverket og bølgen som reflekteres fra lasten.

2.1.1 S-parametre og toport nettverk

Videre definerer vi spredningsparameterene [Pojar, 1998]

$$\begin{aligned} S_{11} &= \text{inngang refleksjonskoeffisient} \\ S_{12} &= \text{revers transmisjonskoeffisient} \\ S_{21} &= \text{transmisjonskoeffisient} \\ S_{22} &= \text{utgang refleksjonskoeffisient} \\ \Delta S &= S_{11}S_{22} - S_{21}S_{12} \end{aligned} \quad (2.5)$$

hvor

$$S_{11} = \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.6)$$

$$S_{22} = \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.7)$$

$$S_{21} = \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \quad (2.8)$$

$$S_{12} = \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} \quad (2.9)$$

med utgangspunkt fra figur 2.2 og forholdet mellom innkommende og reflektert bølge gitt av [Pozar, 1998]:

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

Ved å bruke (2.10) kan man finne et uttrykk for a_1, a_2, b_1 og b_2 innsatt i (2.3) og (2.4), og etter litt regning kan vi uttrykke (2.3) og (2.4) med spredningsparametere og refleksjonskoeffisienter ved:

$$\Gamma_{\text{inn}} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad (2.11)$$

$$\Gamma_{\text{ut}} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_G}{1 - S_{11}\Gamma_G}. \quad (2.12)$$

2.1.2 Forsterkning i et toport nettverk

Fra prinsippet om spenningsdeling er

$$V_1 = V_G \frac{Z_{\text{inn}}}{Z_{\text{inn}} + Z_G} = a_1 + b_1 = a_1(1 + \Gamma_{\text{inn}}) \quad (2.13)$$

og vha. (2.2) og (2.3) finner vi et uttrykk for Z_G og Z_{inn} , og setter dette inn i (2.13). Vi løser så ut for a_1 ved

$$a_1 = \frac{V_G Z_{\text{inn}}}{(Z_{\text{inn}} + Z_G)(1 + \Gamma_{\text{inn}})} \quad (2.14a)$$

$$= \frac{\frac{V_G Z_0(1 + \Gamma_{\text{inn}})}{1 - \Gamma_{\text{inn}}}}{\left(\frac{Z_0(1 + \Gamma_{\text{inn}})}{1 - \Gamma_{\text{inn}}} + \frac{Z_0(1 + \Gamma_G)}{1 - \Gamma_G}\right)(1 + \Gamma_{\text{inn}})} \quad (2.14b)$$

$$= \frac{V_G(1 - \Gamma_G)}{2(1 - \Gamma_{\text{inn}}\Gamma_G)}. \quad (2.14c)$$

Man antar en kompleks spenningsvariabel, gitt $a_{1,RMS} = a_1/\sqrt{2}$. Effekten levert til nettverket er bestemt av den innkommende effekten minus den reflekterte effekten, gitt ved

$$P_{\text{inn}} = \frac{|a_1|^2}{2Z_0}(1 - |\Gamma_{\text{inn}}|^2) \quad (2.15a)$$

$$= \frac{|V_G|^2|1 - \Gamma_G|^2(1 - |\Gamma_{\text{inn}}|^2)}{8Z_0|1 + \Gamma_{\text{inn}}\Gamma_G|^2}. \quad (2.15b)$$

Effekten levert til lasten finnes på tilsvarende måte

$$P_L = \frac{|b_2|^2}{2Z_0}(1 - |\Gamma_L|^2). \quad (2.16)$$

Fra (2.10) finner man et uttrykk for $b_2 = S_{21}a_1 + S_{22}a_2 = S_{21}a_1 + S_{22}\Gamma_L b_2$ slik at $b_2 = \frac{S_{21}a_1}{1 - S_{22}\Gamma_L}$. Settes dette inn i (2.16) får vi

$$P_L = \frac{|b_2|^2}{2Z_0}(1 - |\Gamma_L|^2) \quad (2.17a)$$

$$= \frac{|a_1|^2|S_{21}|^2(1 - |\Gamma_L|^2)}{2Z_0|1 - \Gamma_L S_{22}|^2} \quad (2.17b)$$

$$= \frac{|V_G|^2|1 - \Gamma_G|^2|S_{21}|^2(1 - |\Gamma_L|^2)}{8Z_0|1 - \Gamma_L S_{22}|^2|1 - \Gamma_{\text{inn}}\Gamma_G|^2} \quad (2.17c)$$

hvor vi har benyttet uttrykket for a_1 fra likning (2.14c) i (2.17c).

Effektforsterkning er forholdet mellom effekt avgitt til last og effekt levert til inngangen på nettverket, uttrykt ved:

$$G = \frac{P_L}{P_{\text{inn}}} \quad (2.18a)$$

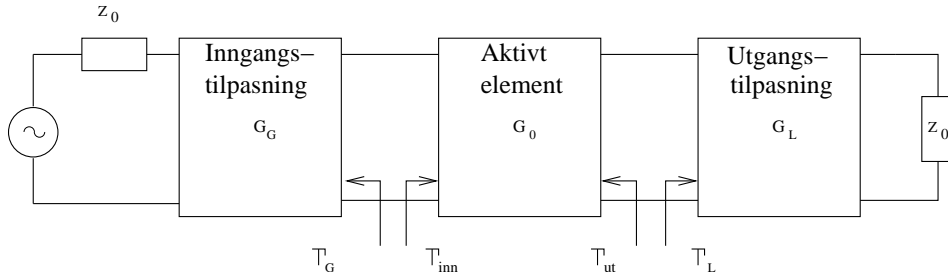
$$= \frac{\frac{|a_1|^2|S_{21}|^2(1 - |\Gamma_L|^2)}{2Z_0|1 - \Gamma_L S_{22}|^2}}{\frac{|a_1|^2}{2Z_0}(1 - |\Gamma_{\text{inn}}|^2)} \quad (2.18b)$$

$$= \frac{|S_{21}|^2(1 - |\Gamma_L|^2)}{|1 - \Gamma_L S_{22}|^2(1 - |\Gamma_{\text{inn}}|^2)}. \quad (2.18c)$$

Den maksimale effekten som kan tilføres nettverket er bestemt av kilden, og benevnes P_{max} . Maksimal effektoverføring oppnås når det er tilpasning mellom kilde og nettverk. Tilpasning oppnås når inngangsimpedansen og kildeimpedansen er konjugert tilpasset, $Z_{\text{inn}} = Z_G^*$. Ved å se på (2.2) og (2.3) ved konjugert tilpasning, tilsvarende det $\Gamma_{\text{inn}} = \Gamma_G^*$. Dette kan uttrykkes ved [Pozar, 1998]

$$P_{\text{max}} = P_{\text{inn}} \Big|_{\Gamma_{\text{inn}} = \Gamma_G^*} \quad (2.19a)$$

$$= \frac{|V_G|^2|1 - \Gamma_G|^2}{8Z_0(1 - |\Gamma_G|^2)}. \quad (2.19b)$$


Figur 2.3: Forsterkning i kaskadekobling.

Den maksimale effekten som kan avsettes i lasten er gitt av [Pozar, 1998]

$$P_{L,max} = P_L \Big|_{\Gamma_{ut}=\Gamma_L^*} \quad (2.20a)$$

$$= \frac{|V_G|^2 |1 - \Gamma_G|^2 |S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_{ut}|^2)}{8Z_0 |1 - \Gamma_{ut}^* S_{22}|^2 |1 - \Gamma_{inn} \Gamma_G|^2} \Big|_{\Gamma_{ut}=\Gamma_L^*} \quad (2.20b)$$

$$= \frac{|V_G|^2 |1 - \Gamma_G|^2 |S_{21}|^2}{8Z_0 |1 - \Gamma_G S_{11}|^2 (1 - |\Gamma_{ut}|^2)}. \quad (2.20c)$$

Den tilgjengelige effektforsterkningen er gitt ved [Pozar, 1998]

$$G_A = \frac{P_{L,max}}{P_{max}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_G|^2)}{|1 - \Gamma_G S_{11}|^2 (1 - |\Gamma_{ut}|^2)}. \quad (2.21)$$

Vi definerer overføringsforsterkning (Eng.: Transducer gain) som

$$G_T = \frac{P_L}{P_{max}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_G|^2) (1 - |\Gamma_L|^2)}{|1 - \Gamma_G \Gamma_{inn}|^2 |1 - \Gamma_L S_{22}|^2}. \quad (2.22)$$

Fra (2.22) observerer man at ved refleksjonsfri tilpasning, reduseres (2.22) til $G_T = |S_{21}|^2$.

Et toport nettverk bestående av en LNA, er et ikke resiprokt nettverk. Et slikt nettverk er tilnærmet unidireksjonalt og vil ha $S_{12} \approx 0$ som medfører at $\Gamma_{inn} = S_{11}$. Vi definerer effektforsterkningen i et slik unidireksjonalt nettverk ved

$$G_{TU} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_G|^2) (1 - |\Gamma_L|^2)}{|1 - \Gamma_G S_{11}|^2 |1 - \Gamma_L S_{22}|^2}. \quad (2.23)$$

2.1.3 Forsterkning i kaskadekoblede kretser

Design av forsterkere krever tilpasning før og etter den aktive komponenten. Tilpasningen til den aktive komponenten er skissert i figur 2.3. I forsterkerdesign er det hensiktsmessig å se på overføringsforsterkningen

via (2.22). For de ulike blokkene er overføringsforsterkningen gitt ved

$$G_G = \frac{1 - |\Gamma_G|^2}{|1 - \Gamma_G \Gamma_{\text{inn}}|^2} \quad (2.24)$$

$$G_0 = |S_{21}|^2 \quad (2.25)$$

$$G_L = \frac{1 - |\Gamma_L|^2}{|1 - \Gamma_L S_{22}|^2}. \quad (2.26)$$

Overføringsforsterkningen for hele systemet blir $G_T = G_G G_0 G_L$.

2.1.4 Stabilitet

Maksimal unidireksjonal forsterkning oppnås ved konjugert tilpasning på inn- og utgang, ved

$$\Gamma_G = S_{11}^* \quad (2.27)$$

$$\Gamma_L = S_{22}^* \quad (2.28)$$

$$G_{G,max} = \frac{1}{|1 - S_{11}|^2} \quad (2.29)$$

$$G_{L,max} = \frac{1}{|1 - S_{22}|^2} \quad (2.30)$$

$$G_{TU,max} = \frac{|S_{21}|^2}{(1 - |S_{22}|^2)(1 - |S_{11}|^2)}. \quad (2.31)$$

Fra (2.31), observerer vi følgende: Om $|S_{11}| = 1$ eller $|S_{22}| = 1$ vil maksimal forsterkning være uendelig. Dette er en ustabil situasjon. I tilfelle hvor $|S_{ii}| > 1$ har man en potensiell ustabil situasjon. I forsterkerdesign ønsker man at $|S_{21}| \neq |S_{12}|$; man ønsker faktisk at $|S_{21}| \gg |S_{12}|$. Størrelsen på $|\Gamma_G|$ og $|\Gamma_L|$ som er mindre eller lik 1, tilsvarer at kilde- og lastimpedansen har positive reelle deler.

En ubetinget stabil situasjon finner sted når $|\Gamma_{\text{inn}}| < 1$ og $|\Gamma_{\text{ut}}| < 1$ for alle passive kilde- og lastimpedanser. For et unidireksjonalt nettverk tilsvarer dette at $|S_{11}| < 1$ og $|S_{22}| < 1$. En betinget stabil situasjon er når $|\Gamma_{\text{inn}}| < 1$ og $|\Gamma_{\text{ut}}| < 1$ for et gitt område av passive kilde- og lastimpedanser. Det siste tilsvarer en potensiell ustabil situasjon. Ved å betrakte (2.11) og (2.12) ser man at betingelsen for en stabil forsterker er gitt av et område av Γ_G og Γ_L . For å finne disse områdene er det fordelaktig å anvende et Smith kart, hvor man plotter stabilitetssirkler. Smith kartet er en grafisk kalkulator for å beregne normalisert impedans som en funksjon av refleksjonskoeffisient. Det viktigste med Smith kartet er at mange problem lett kan visualiseres. Visualiseringen leder til innsikt i oppførselen til transmisjonslinjer.

Stabilitetssirkler er definert som Γ_L eller Γ_G i planet hvor $|\Gamma_{\text{inn}}| = 1$ eller $|\Gamma_{\text{ut}}| = 1$. Stabilitetssirklene definerer grensen for det stabile og det potensielt ustabile området av Γ_L og Γ_G .

Ved utledning av uttrykk for senterpunkt og radius til stabilitets sirklene tar man utgangspunktet ved å sette størrelsen til (2.11) og (2.12) lik 1, bruker determinanten til spredningsmatrisen gitt ved (2.5). Senterpunkt- og radius-likninger er gitt ved [Pozar, 1998]:

$$C_L = \frac{(S_{22} - \Delta S S_{11}^*)^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta S|^2} \quad (2.32a)$$

$$R_L = \left| \frac{S_{12} S_{21}}{|S_{22}|^2 - |\Delta S|^2} \right| \quad (2.32b)$$

$$C_G = \frac{(S_{11} - \Delta S S_{22}^*)^*}{|S_{11}|^2 - |\Delta S|^2} \quad (2.32c)$$

$$R_G = \left| \frac{S_{12} S_{21}}{|S_{11}|^2 - |\Delta S|^2} \right|. \quad (2.32d)$$

2.2 Støy

Støy er uønsket i de fleste elektronikkenheter. Støy degraderer informasjonsdelen av signalet og kan bli dominerende om den er dominant nok. Vi vil se på teorien for å definere noen viktige begrep om støy.

2.2.1 Ekvivalent støytemperatur

Ekvivalent støytemperatur T_e finnes ved å analysere et toport nettverk, se figur 2.4. Støyfigur F til et toports nettverk er et mål på degraderingen av signal til støyforholdet mellom inn- og utgang. Denne defineres ved [Ulaby et al., 1981]

$$F = \frac{P_{si} P_{no}}{P_{ni} P_{so}} \quad (2.33)$$

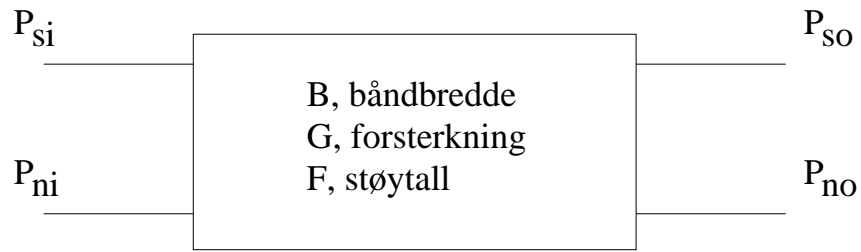
hvor P_{si} , P_{so} er effekter til signalet på henholdsvis inn- og utgang og P_{ni} , P_{no} er støyeffekt på henholdsvis inn- og utgang. $P_{ni} = kT_0 B$, $P_{so} = GP_{si}$ og $P_{no} = GP_{ni} + \Delta P_{no}$, hvor $T_0 = 290\text{K}$ er romtemperatur. ΔP_{no} er støyeffekt generert av komponenten, k er Boltzmanns konstant og B er båndbredden. Ved å sette dette inn i (2.33), får man [Ulaby et al., 1981]

$$F = 1 + \frac{\Delta P_{no}}{GkT_0 B} \quad (2.34)$$

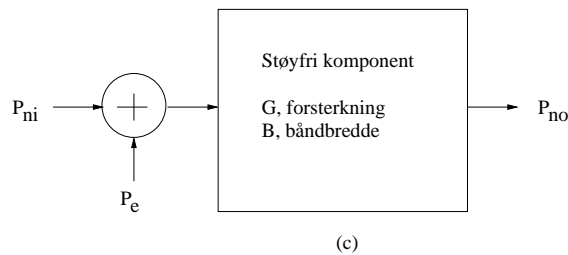
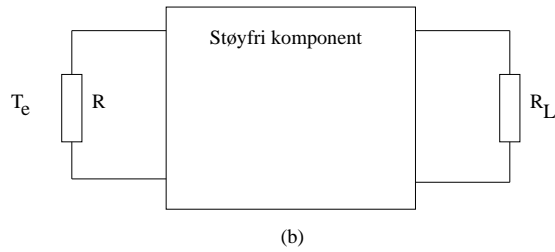
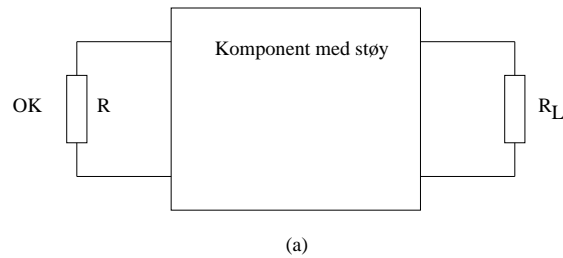
som så gir

$$\Delta P_{no} = (F - 1)GkT_0 B \quad (2.35)$$

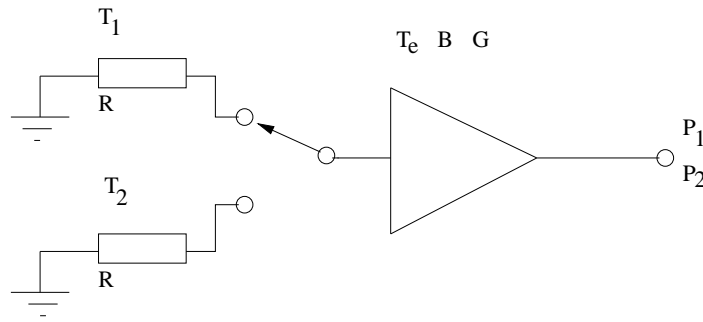
$$P_{no} = FGkT_0 B. \quad (2.36)$$



Figur 2.4: Toports nettverk, for å finne støytall F .



Figur 2.5: Ekvivalent støyt temperatur. (a) komponenten koblet til en fiktiv resistans ved $0K$. (b) ekvivalent støyfri krets koblet med en ekvivalent støyt temperatur T_e . (c) støy fra inngangen, med utgangspunkt i ekvivalent støyt temperatur.



Figur 2.6: Y-faktor oppsett for måling av ekvivalent støytemperatur

Basert på dette kan ekvivalent støytemperatur T_e finnes. En resistans R ved 0K, gir ut en ΔP_{no} generert av komponenten, se figur 2.5(a). T_e er definert som temperaturen av en termisk resistans som om den plasseres på inngangen til et ekvivalent støyfri komponent. Dette systemet produserer den samme støyeffekten ΔP_{no} på utgangen [Ulaby et al., 1981], se figur 2.5(b), og er illustrert i figur 2.5(c), hvor $P_{ni} = kT_I B$, $P_e = kT_e B$ og $P_{no} = Gk(T_I + T_e)B$, T_I er støytemperaturen på inngangen. Vi får følgelig

$$\Delta P_{no} = GkT_e B = (F - 1)GkT_0 B \quad (2.37)$$

som igjen gir relasjon

$$T_e = (F - 1)T_0 \quad (2.38)$$

for toport nettverket. Støytallet er gitt ved å løse (2.38) med hensyn på F .

T_e brukes som definisjon på støyegenskaper for lav-støy komponenter og system, mens støytallet F brukes for støyegenskaper i konvensjonelle mot-takere. Støyfaktor $NF = 10\log F$ i dB.

2.2.2 Y-faktor metoden

Y-faktor metoden er en målemetode for å finne ekvivalent støytemperatur i en komponent.

Metoden implementeres ved at utstyret under test er koblet til to ulike laster med ulike temperaturer. Anta $T_1 > T_2$, og P_1 og P_2 er utgangseffekten for henholdsvis last 1 og 2. T_e er den ekvivalente støytemperaturen til utstyret under test. Se figur 2.6 for prinsipp med Y-faktor målemetode. Man får da to likninger med to ukjente gitt ved

$$P_1 = GkB(T_1 + T_e) \quad (2.39)$$

$$P_2 = GkB(T_2 + T_e) \quad (2.40)$$

og definerer

$$Y = \frac{P_1}{P_2} = \frac{T_1 + T_e}{T_2 + T_e}. \quad (2.41)$$

Man løser så (2.39) og (2.40) med hensyn på T_e , som gir et estimat for støytemperatur gjennom

$$T_e = \frac{T_1 - YT_2}{Y - 1} \quad (2.42)$$

2.2.3 Støy i kaskade-system

Radiometeret, som vi skal komme tilbake til senere, består av ulike blokker som er koblet i kaskade. Vi ser nå på det totale støytallet for et slikt system.

Vi utvider til N subsystem av individuelle blokker og betrakter en kaskade av system med samme båndbredde B . Se figur 2.7 for prinsippet med støy i et kaskadesystem av 2 delsystem. Vi har $T_e = T_{e1} + T_{e2}/G_1$, $P_{s0} = G_1G_2P_{si}$, $P_{n0} = G_1G_2k(T_I + T_e)$. (2.38) løses for F og vi får $F = 1 + (T_{e1}/T_0 + T_{e2}/T_0G_1)$. Substitusjon for T_{e1}, T_{e2} , gir $F = F_1 + (F_2 - 1)/G_1$.

En generalisering for et kaskade-system gir [Ulaby et al., 1981]

$$T_e = T_{e1} + \frac{T_{e2}}{G_1} + \frac{T_{e3}}{G_1G_2} + \dots + \frac{T_{eN}}{G_1G_2 \dots G_{N-1}} \quad (2.43)$$

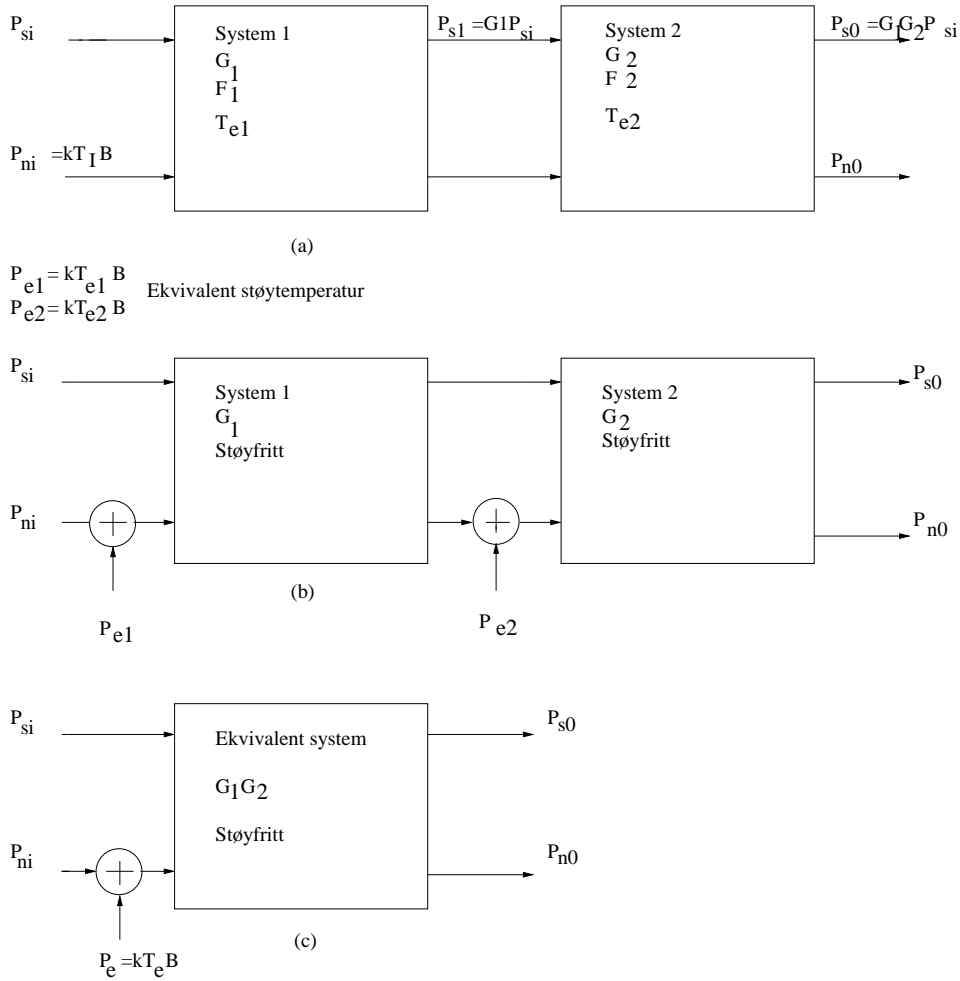
$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1G_2} + \dots + \frac{F_N - 1}{G_1G_2 \dots G_{N-1}}. \quad (2.44)$$

Fra (2.44) kan man se at F_1 dominerer total dersom $G_i \gg 1$ og følgelig bør det første element i systemet ha et så lavt støytall som mulig.

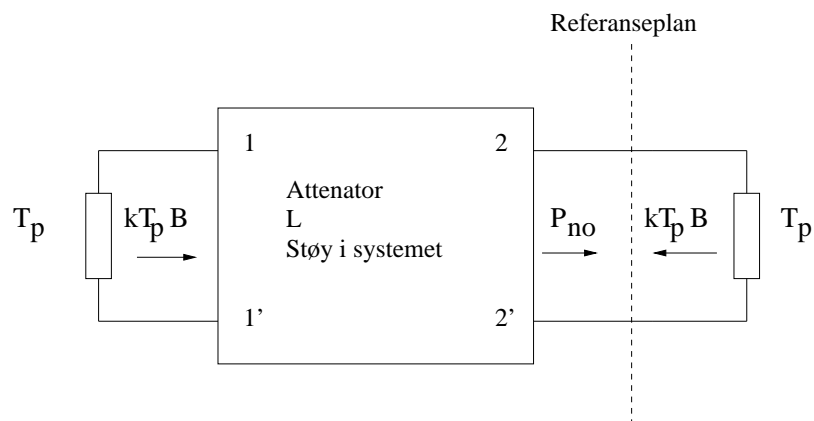
2.2.4 Støykarakteristikk i en attenuator

I et radiometer er koaksialkabler og tilhørende plugger typiske attenuatorer.

Anta attenuatoren har en fysisk temperatur T_p og en tapsfaktor $L = 1/G = P_i/P_o$. $P_{no} = kT_pB$. Pga. termodynamisk likevekt om referanseplanet, er



Figur 2.7: Kaskade av 2 system. (a) System med støy. (b) System med ekvivalent støytemperatur. (c) Ekvivalent støyfritt system med ekvivalent støytemperatur for hele systemet.



Figur 2.8: Støykarakteristikk i en attenuator

flyt av effekt til last 2, lik flyt av effekt fra last 2, se figur 2.8. Dette gir

$$P_{no} = \frac{1}{L}kT_pB + \Delta P_{no} = kT_pB \quad (2.45a)$$

$$\Delta P_{no} = \frac{1}{L}kT_eB \quad (2.45b)$$

$$T_e = (L - 1)T_p \quad (2.45c)$$

$$T_{e0} = T_eG = T_e/L = (L - 1)T_p/L = (1 - \frac{1}{L})T_p \quad (2.45d)$$

$$T_e = (F - 1)T_0 = (L - 1)T_p \quad (2.45e)$$

$$F = (L - 1)\frac{T_p}{T_0} + 1 \quad (2.45f)$$

$$T_p = T_0 \quad (2.45g)$$

$$F = L \quad (2.45h)$$

hvor ΔP_{no} er støyen som produseres i systemet og T_0 er romtemperatur.

Anta et delsystem som består av en koaksialkabel med koaksialpluggen. Anta videre at T_R er mottakerens støytemperatur. Da vil systemet bestå av en kaskade på to system med $T_0 = T_p$. Dette gir den effektive støytemperaturen til systemet T'_R [Ulaby et al., 1981] gitt ved

$$T'_R = (L - 1)T_p + LT_R = L(T_p + T_R) - T_p. \quad (2.46)$$

2.2.5 Støytall vs. temperatur

La T_p være operasjonstemperaturen og la F_0 være støytallet ved romtemperatur T_0 . Da er støytallet ved T_p gitt av

$$F_p = F_0 - 1 + \frac{T_p}{T_0}. \quad (2.47)$$

Fra (2.47) observerer vi at støytallet går opp med temperaturen. En konsekvens av dette er at komponenten som brukes kan kjøles på en hensiktsmessig måte for å unngå dette ekstra støybidraget.

2.2.6 Støytall vs. mistilpasning

Vi tar utgangspunkt i figur 2.2 med en transmisjonslinje ved temperatur T_p . Tapet i linjen er $L = 1/G$. Ved $Z_G \neq Z_0$ vil det fra (2.2) gi en $\Gamma_G \neq 0$. (2.45a) løses for den ekvivalente støyeffekten som genereres i linjen

$$P_e = \frac{P_{no} - G_A k T_p B}{G_A} = \frac{k T_p B (1 - G_A)}{G_A} = k T_e B \quad (2.48)$$

hvor vi har definert G_A fra (2.21). (2.48) løses for T_e og vi får

$$T_e = \frac{1 - G_A}{G_A} T_p. \quad (2.49)$$

Ved å bruke (2.4) og (2.21) og sette dette inn i (2.49) vil vi etter en del regning få [Pozar, 2004]

$$T_e = \frac{(L-1)(L+|\Gamma_G|^2)}{L(1-|\Gamma_G|^2)} T_p. \quad (2.50)$$

Vi kan observere følgende: 1) Ved tilpasning er $\Gamma_G = 0$ og (2.50) reduseres til (2.45e), 2) ved tapsløs linje er $L = 1$ og gir $T_e = 0$, og 3) ved mistilpasning er $L > 1$ og $|\Gamma_G| > 0$, støytemperaturen er da større enn $T_e = (L-1)T_p$. Konsekvensen av mistilpasning er mer støy produsert i systemet.

2.2.7 Passive og aktive støykilder

En passiv støykilde kan være en motstand med en gitt resistans. I mikrobølgeteknikk er en passiv støykilde en dummyload på 50Ω . Aktive støykilder bruker kalibrerte dioder eller rør til å representere gitte støyeffekter. Aktive støygeneratorer kan karakteriseres med en ekvivalentisk støytemperatur, men i praksis uttrykkes det i støyeffekt. *Excess noise ratio* ENR er definert ved [Pozar, 1998]

$$\text{ENR(dB)} = 10 \log \frac{T_g - T_0}{T_0} \quad (2.51)$$

hvor T_g er den ekvivalente støytemperatur til støygeneratoren og T_0 er romtemperatur.

2.3 Elektromagnetisk interferens

I hverdagen er man omringet av utstyr som stråler ut elektromagnetiske bølger med ulik effektstyrke. Man skiller mellom utstyr som har til hensikt å stråle ut elektromagnetiske bølger og utstyr som skal være strålefrie. I den førstnevnte gruppen er ulike sendere, slike som mobiltelefon, trådløst nettverk, radar og radio/TV sendere, for å nevne noen. I den andre gruppen kan man nevne datamaskiner, så og si alt digitalt utstyr, kablet nettverk, elektriske motorer og generatorer og høyspentkabler. Problemet er at slikt utstyr kan forstyrre annet utstyr på en lite hensiktsmessig måte. I enkelte tilfeller kan de sågar være direkte helseskadelig [Tsaliovich, 2001].

En vanlig hjemme PC med bilderørsskjerm utstråler et spektrum fra DC og opp til 10^{16} Hz [Tsaliovich, 2001]. Spekteret som forstyrrer annet utstyr kalles for elektromagnetisk interferens, EMI.

Alt elektronisk utstyr som produseres bør fungere sammen med annet utstyr, uten at de gjensidig forstyrrer hverandre. Det er laget en standard (IEEE std. 100-1992) for dette. Denne uttrykker hvor stor effektstyrke

utstyr kan utstråle og hvor immunt det selv er overfor stråling. Elektromagnetisk kompatibilitet (Eng. forkortelse: EMC) uttrykker hvordan et system kan operere i forhold til andre system uten selv å bli forstyrret eller forstyrre andre. Man skiller mellom utstråling, immunitet og krysstaleegenskaper til et system [Tsaliovich, 2001].

For å unngå interferens i radiometeret fra kjente- og ukjente kilder, må man enten fjerne alle potensielle kilder eller skjerme radiometeret. Vi skal senere gå nærmere inn på radiometeret. I praksis er det imidlertid umulig å fjerne alle interferenskilder. Dette medfører at man må skjerme det utstyret som er utsatt for interferens.

Leting etter interferenskilder er ingen lett oppgave, da disse kan være komplekst sammensatt ved en kombinasjon av nær- og fjernfelt fra ulike kilder. Interferensfeltet kan stråle direkte eller ledes via kabler [Tsaliovich, 2001].

Anta at radiometeret er utsatt for interferens fra en eller flere ukjente kilder. Fjerning og lokalisering av interferenskildene kan foregå som følgende [Tsaliovich, 2001]:

1. Anta man finner en dominant interferenskilde.
2. Den dominante interferenskilden undertrykkes enten ved skjerming av kilden eller fjerning av kilden.
3. Ved fortsatt målbar interferens gjenta punkt 1 og 2, for å lokalisere den nye sterkeste kilden.
4. Ved interferensfri måling, avslutt.

Skjerming av ulike interferenskilder kan, om den ikke er utført fullstendig, gi et økt bidrag til den totale interferensen [Tsaliovich, 2001].

Anta man har en kabel mellom to ulike instrumenter som stråler ut elektromagnetisk bølge. Instrument A er av metall og instrument B er en blanding av metall og plast. Kabelen mellom instrument A og B blir omhyggelig EMI skjermet. En skjerming av kabelen forandrer dens karakteristiske impedans. I instrument B, er kabledningene på innsiden av instrumentet ikke skjermet og vil etter skjermingen av kabelen mellom instrument A og B fungere som en effektiv antenne. Utstrålingen er stor siden instrument B er av en blanding av plast og metall. Konsekvensen av denne EMI skjermingen er nå blitt det motsatte av det man ønsker. I stedet for å dempe EMI, har man nå økt den totale EMI. Før skjerming av kabelen har den en gitt karakteristisk impedans som gir liten, men forstyrrende interferens-utstråling. Ved skjerming av kabelen, forandres den karakteristiske impedansen og blir mer lik interferenskilde-impedansen og vi får

en impedanstilpasning som gir maksimal effektoverføring som beskrevet i kapittel 2.1.

Interferensskjerming eller skjerming for å unngå at sensitiv informasjon utstår, utføres vanligvis av profesjonelle personer som har spisskompetanse og spesialutstyr for detektering av EMI kilder og skjerming. Skjerming foregår med utstrakt bruk av spesialpakninger mellom plater og i overgang mellom plater, dører, vinduer og kabelgjennomføringer¹. Vinduer er spesiallaget med et eller flere metallsjikt mellom glassplater. Kabelinnføringer foregår med bruk av ulike filtre som er designet for ulike frekvensbånd. Ventilasjonsåpninger skjermes med spesielle kassetter. PC plasseres i spesialkasser. I spesielle miljø er det strenge restriksjoner på bruk av ulikt kommunikasjonsutstyr.

¹Se produktkatalog fra en leverandør i **Generelt** i appendiks.

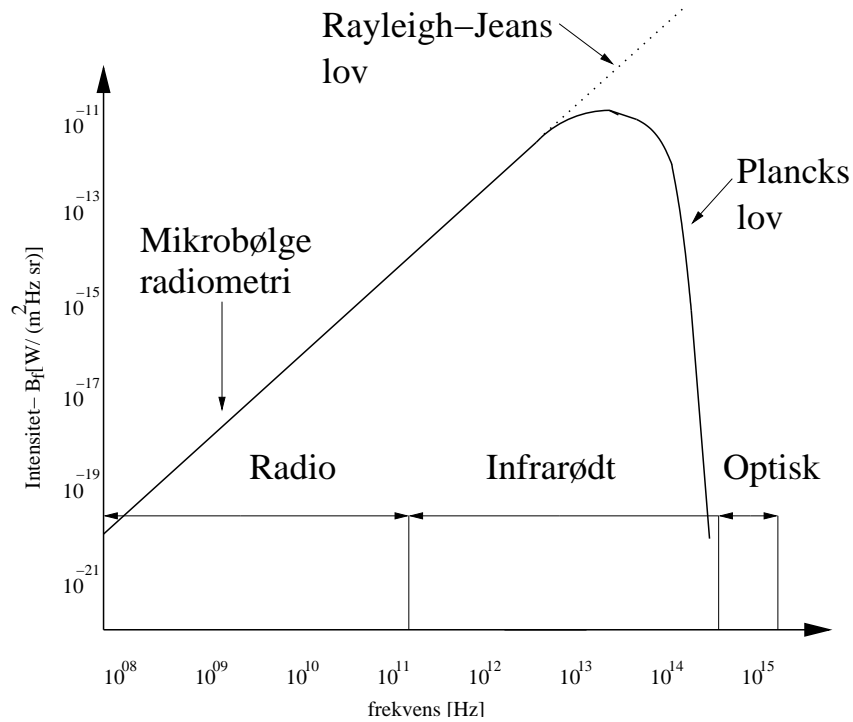
Kapittel 3

Radiometrisk teori

Passiv mikrobølgeradiometri er basert på måling av termisk stråling emit-tert fra ethvert objekt som har en større temperatur enn det absolutte nullpunktet. Den største intensiteten i strålingen er fra det infrarøde spekteret når vi ser på temperaturer rundt 310K. Pga. stor dempning av infrarøde bølger i vev begrenses dette til måling av overflatetemperatur [Stec et al., 2004]. I mikrobølgeområdet er intensiteten omtrent *10 million* (-70dBW) ganger mindre i forhold til infrarød stråling. Imidlertid har mikrobølgestråling mindre dempning i vev, og er derfor egnet til måling av temperatur inne i et vevsobjekt. I mikrobølgeområdet er intensiteten direkte proporsjonal til den absolutte temperaturen, se figur 3.1 [Ulaby et al., 1981, Stec and Susek, 2000, Ulaby et al., 1986]. Med dette som utgangspunkt vil vi se på teorien bak mikrobølgeradiometri.

3.1 Plancks lov

Termisk energi er kinetisk energi av tilfeldige bevegelser til partikler i et materiale. Konsentrasjonen av energi i et objekt er målt ved dets temperatur. De tilfeldige bevegelsene til partikler er et resultat av kollisjoner mellom partikler og grenseflater. Årsak til kollisjonene er forandring i banen til et elektron eller vibrasjon og rotasjon til et molekyl eller atom. Energitilstander forårsaket av kollisjoner kan spontant forandre seg fra et høyere til et lavere energinivå. Dette resulterer i en spontan emisjon av elektromagnetiske bølger. På denne måten kan termisk energi forandres til strålingsenergi [Reeves et al., 1975, Leroy et al., 1998]. Spekteret av termisk stråling fra et legeme er kontinuerlig og fordelt over alle bølgelengder. En kvantitativ beskrivelse av energifordelingen over de ulike bølgelengdene er gitt ved spektral emittans [Ohanian, 1985]. Denne størrelsen er definert som energiflukt emittert fra overflaten til et objekt pr. bølgelengdeenhet. En ideell termisk emitter betegnes som et svart legeme. Denne transformerer varmeenergi til strålingsenergi i samsvar med termodynamikkens andre lov. Det motsatte må også være tilfelle, dvs.



Figur 3.1: Spesifikk intensitet av svart legeme stråling for $T = 310\text{K}$

evnen til å transformere stråleenergi til varmeenergi. I 1900 formulerte Max Planck spektral stråling fra et svart legeme. Plancks strålingslov beskriver amplituden av strålingen emittert fra et svart legeme. Stråling pr. frekvensenhet som funksjon av f , er gitt ved:

$$B_f(f) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1} \quad (3.1)$$

hvor

f	frekvens	Hz
c	lys hastigheten	$2.99 \times 10^8 \text{ m/s}$
h	Plancks konstant	$6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$
k	Boltzmanns konstant	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$
T	absolutt temperatur	K
B_f	Spektral stråling	$\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$

Se figur 3.1 for hvordan intensiteten/spektral stråling fordeler seg over frekvensspekteret ved $T = 310\text{K}$.

3.1.1 Rayleigh-Jean tilnærming

For små verdier av eksponenten i (3.1) kan man bruke rekkeutvikling av eksponentialfunksjonen som en god tilnærming. Dette gir $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} + \dots$. Dersom $x \ll 1$ kan man se bort fra alle andre ledd enn $e^x = 1 + x$. Ved å la $x = \frac{hf}{kT}$, og sette dette inn i (3.1) får man Rayleigh-Jeans lov [Reeves et al., 1975, Pozar, 1998]

$$B_f(f) = \frac{2kTf^2}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}. \quad (3.2)$$

(3.2) har en nøyaktighet på 1% når $\lambda T > 0.77$ mK eller uttrykt ved $f/T < 3.9 \cdot 10^8$ Hz/K. Om man antar en kroppstemperatur på 310K vil (3.2) være korrekt for frekvenser $f < 121$ GHz. Dette medfører at Rayleigh-Jeans lov kan brukes for mikrobølge radiometrimodellering i frekvensområdet som er vanlig innenfor mikrobølgeradiometri, dvs. 0.5-6 GHz.

3.1.2 Nyquists lov

Det kan vises at Rayleigh-Jean tilnærmingen leder til Nyquists lov [Ulaby et al., 1981]. Dette gir støyeffekten P , transmittert til en radiometerantenne som er koblet til et materiale med absolutt temperatur T . Effekttettheten er uniformt fordelt i mikrobølgespektret, og for en båndbredde på 1 Hz, er den gitt ved [Ulaby et al., 1981, Leroy et al., 1998]:

$$P = kT. \quad (3.3)$$

Denne finnes ved å se på en støyspenning v_n over en resistans R , hvor støyspenningens middelværdi er 0. v_n er gitt av Plancks strålingslov [Pozar, 1998]

$$v_n = \sqrt{\frac{4hfR}{e^{\frac{hf}{kT}} - 1}} \quad (3.4)$$

hvor man bruker Rayleigh-Jeans tilnærming, og får [Pozar, 1998]

$$v_n = \sqrt{4kTR}. \quad (3.5)$$

Ved å la støy resistansen R bli erstattet med en Thevenin ekvivalent for maksimal overføring av effekt til last ($R_L = R$), vil strømmen $I = v_n/2R$ og effekten $P = I^2R = (v_n/2R)^2R = kT$. Dette er Nyquists lov for en båndbredde på 1 Hz.

Om materialet under test ikke er tilpasset antennen eller proben vil (3.3) bli modifisert til

$$P = (1 - |\rho|^2)kT \quad (3.6)$$

hvor ρ er refleksjonskoeffisienten for spenning [Leroy et al., 1998, Mamouni et al., 1991]. (3.6) gir en enkel lineær sammenheng mellom spektral strålingstemperatur og temperaturen til et objekt når emisiviteten er kjent.

3.1.3 Emisivitet

Emisivitet ϵ er forholdet mellom stråling fra et reelt legeme og den teoretisk maksimale utstrålingen gitt ved Plancks lov [Reeves et al., 1975, Pozar, 1998]. Emisivitet er en normalisert konstant med verdi mellom 0 og 1. ϵ er en funksjon av objektets dielektrisk konstant, overflatestruktur, temperatur, bølgelengde og betraktningvinkel. Emisivitet kan uttrykkes som, $\epsilon = 1 - |\rho|^2$ hvor $|\rho|^2$ nå er refleksjonskoeffisienten for effekt [Dubois et al., 1996, Larsi et al., 1999].

3.2 Teoretisk penetreringsdybde

I radiometrimålinger er den teoretiske penetreringsdybden for mikrobølger av stor betydning. Denne uttrykker antennens teoretiske deteksjonsdybde. Penetreringsdybden er direkte avhengig av de dielektrisk egenskapene til materialet under test. Den relative dielektrisk konstant ϵ er kompleks og kan skrives som [Ulaby et al., 1986, Venkatesh and Raghavan, 2005]

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (3.7)$$

En plan bølge som propagerer i z retning i et medium med tap, vil i et punkt z_0 ha en elektrisk feltintensitet ved [Ulaby et al., 1986]

$$E(z) = E_0 e^{-\gamma z_0} \quad (3.8)$$

hvor E_0 er feltintensiteten ved $z = 0$ og $\gamma = \alpha + j\beta$. γ, α og β er henholdsvis propagasjon-, absorpsjon- og fasekonstant i mediet. Absorpsjon og fasekonstanten kan skrives som [Ulaby et al., 1986]

$$\alpha = k_0 |\text{Im}[\sqrt{\epsilon}]| \quad [\text{Np/m}] \quad (3.9)$$

$$\beta = k_0 \text{Re}[\sqrt{\epsilon}] \quad [\text{rad/m}] \quad (3.10)$$

hvor $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ er bølgetallet i fritt medium og λ_0 er bølgelengden i meter.

Ved å se bort fra spredningsegenskaper i mediet, er effekttettheten $S(z)$ gitt ved

$$S(z) = S_0 e^{-\kappa_\alpha z} \quad (3.11)$$

hvor κ_α er effekt absorpsjonskoeffisienten. Denne er relatert til α ved

$$\kappa_\alpha = 2\alpha. \quad (3.12)$$

Man kan nå definere penetrerings dybden [Ulaby et al., 1986]

$$d_p = 1/\kappa_\alpha \quad (3.13)$$

hvor effekten er minket til $1/e$ av opprinnelig verdi.

For tilfeller hvor $\frac{\epsilon''}{\epsilon'} \ll 1$ vil [Venkatesh and Raghavan, 2005, Ulaby et al., 1986]

$$d_p \cong \sqrt{\epsilon'}/(k_0\epsilon''). \quad (3.14)$$

3.2.1 Dielektrisk konstant for ferskvann

Dielektrisk konstant for reint vann er gitt ved Debye likningen [Ulaby et al., 1986]

$$\epsilon_w = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + j2\pi f\tau_w} \quad (3.15)$$

hvor ϵ_{w0} er statisk dielektrisk konstant, $\epsilon_{w\infty} = 4.9$ er høyfrekvens grense for ϵ_w , τ_w er tidsforsinkelsen i sekund for hvordan partiklene responderer på en feltforandring og f er frekvens i Hz. Uttrykk for ϵ' og ϵ'' er gitt ved

$$\epsilon'_w = \epsilon_{w\infty} + \frac{\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty}}{1 + (2\pi f\tau_w)^2} \quad (3.16)$$

$$\epsilon''_w = \frac{2\pi f\tau_w(\epsilon_{w0} - \epsilon_{w\infty})}{1 + (2\pi f\tau_w)^2}. \quad (3.17)$$

For T i °C er

$$\tau_w(T) = (1.1109 \times 10^{-10} - 3.824 \times 10^{-12}T + 6.938 \times 10^{-14}T^2 - 5.096 \times 10^{-16}T^3)/2\pi \quad (3.18)$$

og

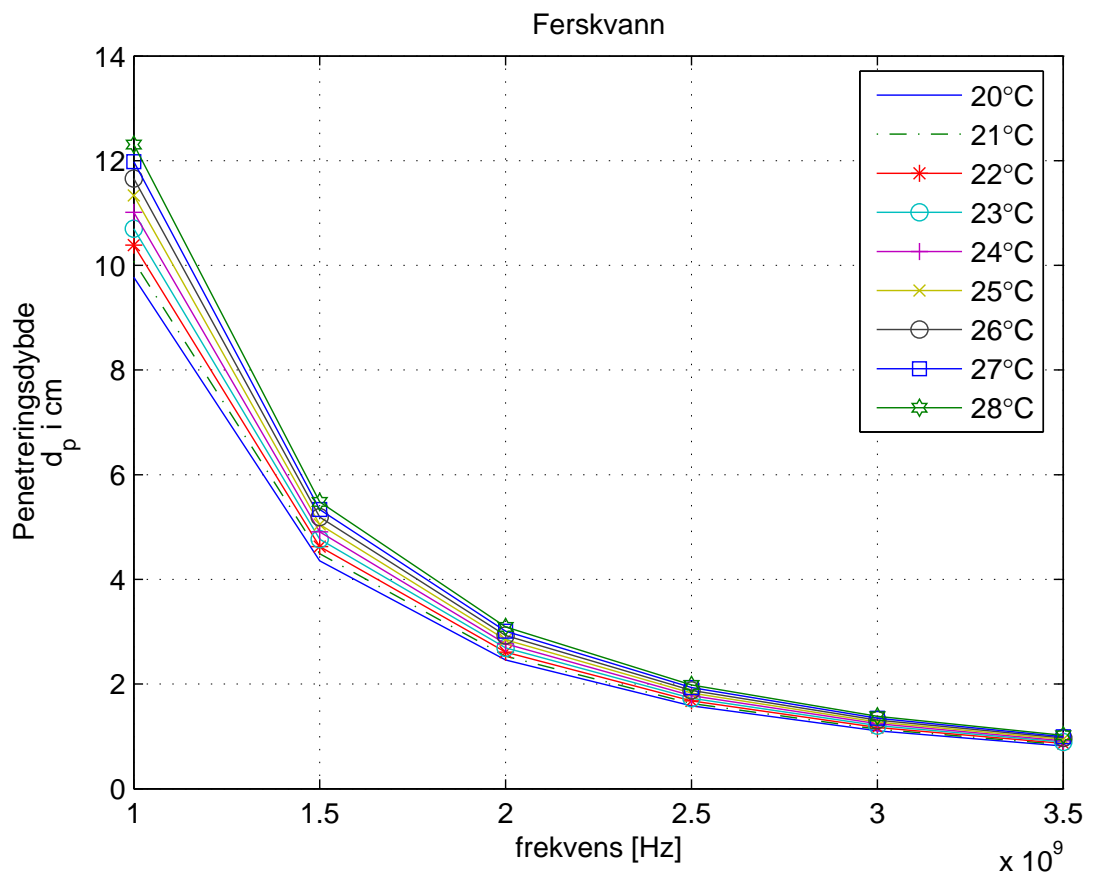
$$\epsilon_{w0}(T) = 88.045 - 0.4147T + 6.295 \times 10^{-4}T^2 + 1.075 \times 10^{-5}T^3. \quad (3.19)$$

For temperaturer i ferskvann fra 20-28°C, er penetreringsdybden¹ d_p plottet som funksjon av frekvens, se figur 3.2. Man observerer fra figuren at penetreringsdybden er relativt stor ved 1 GHz og faller hurtig ved økning i frekvens. En annen interessant observasjon er at penetreringsdybden øker med temperaturen.

3.2.2 Dielektrisk konstant for saltvann

Saltvann er ferskvann hvor det er oppløst salt i vannet. Konsentrasjonen av salt benevnes S . S er definert som total mengde salt i gram oppløst i

¹Referanse til program finnes under **Generelt** i det elektroniske bibliotek, se appendiks



Figur 3.2: Penetreringsdybde i ferskvann som funksjon av frekvens, ved temperaturer fra 20-28°C.

et kg vann. Den reelle og imaginære delen av den dielektrisk konstanten ϵ for saltvann er gitt ved [Ulaby et al., 1986]

$$\epsilon'_{sw} = \epsilon_{sw\infty} + \frac{\epsilon_{sw0} - \epsilon_{sw\infty}}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2} \quad (3.20)$$

$$\epsilon''_{sw} = \frac{2\pi f\tau_{sw}(\epsilon_{sw0} - \epsilon_{sw\infty})}{1 + (2\pi f\tau_{sw})^2} + \frac{\sigma_i}{2\pi f\epsilon_0} \quad (3.21)$$

hvor $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ er permittivitet i vakuum, $\epsilon_{sw\infty} = \epsilon_{w\infty} = 4.9$ igjen, for T i °C:

$$\epsilon_{sw0}(T, S) = \epsilon_{sw0}(T, 0)a(T, S) \quad (3.22)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{sw0}(T, 0) &= 87.134 - 1.949 \times 10^{-1}T - 1.276 \times 10^{-2}T^2 \\ &\quad + 2.491 \times 10^{-4}T^3 \end{aligned} \quad (3.23)$$

$$\begin{aligned} a(T, S) &= 1 + 1.613 \times 10^{-5}TS - 3.656 \times 10^{-3}S \\ &\quad + 3.210 \times 10^{-5}S^2 - 4.232 \times 10^{-7}S^3. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Man observerer fra figur 3.3 at penetreringsdybden² i saltvann ($S = 120/00$) er en størrelsesorden mindre enn for ferskvann ved samme temperatur og frekvens.

3.2.3 Miksede heterogene medier

For andre medier må man bruke målinger for å finne dielektiske egenskaper. [Venkatesh and Raghavan, 2005] gir en oversikt over mulige målemetoder. [Ulaby et al., 1986] gir en teoretisk forklaring på hvordan man kan beregne dielektrisk konstant for miksede heterogene medier.

3.2.4 Brystvev

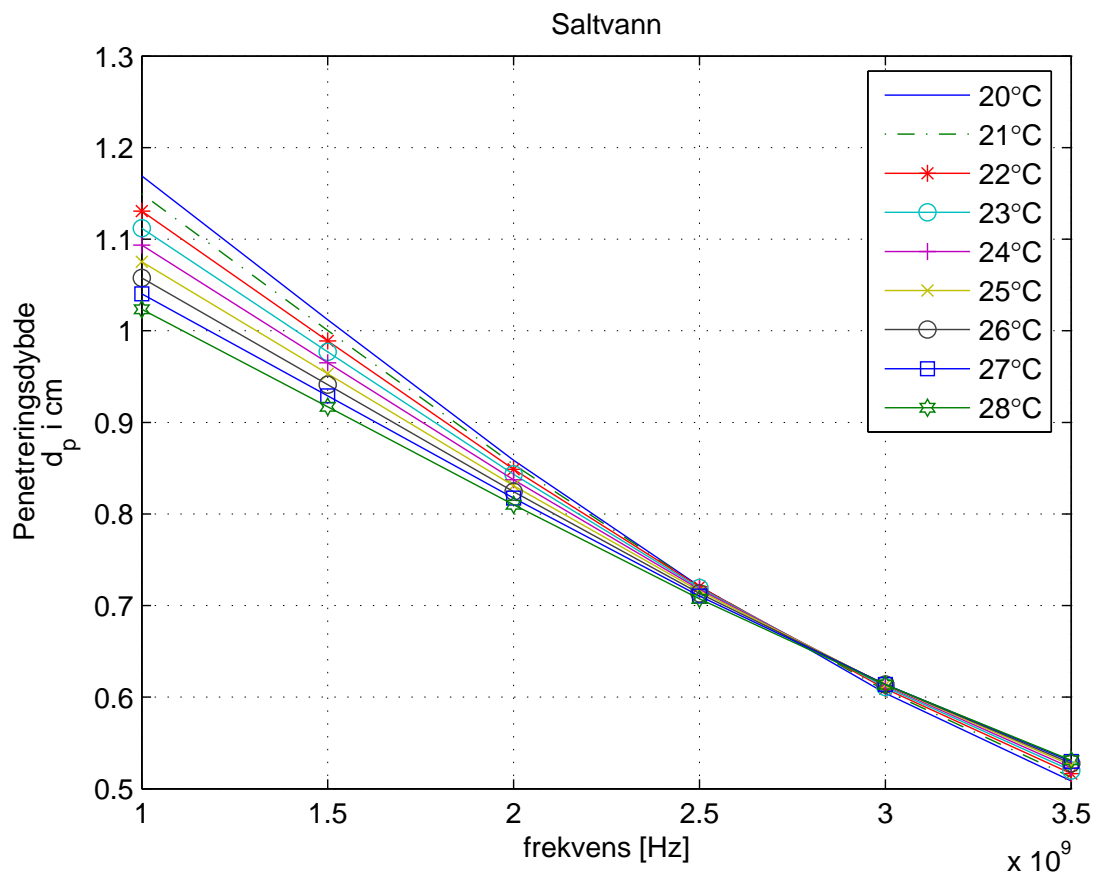
[Jacobsen and Stauffer, 2002] gir penetreringsdybde i brystvevphantom ved

$$d_i = \frac{1}{\sigma_i} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_0}} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.25)$$

hvor σ_i er elektrisk konduktivitet, ϵ_i er permittivitet til objektet og μ_0 er permeabilitet i fri luft. [Pozar, 1998] gir en tilsvarende definisjon på penetreringsdybde ved

$$d_s = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu 2\pi f}}. \quad (3.26)$$

²Referanse til program finnes under **Generelt** i det elektroniske bibliotek, se appendiks



Figur 3.3: Penetreringsdybde i saltvann ($S = 12\text{‰}$) som funksjon av frekvens, ved temperaturer fra 20-28°C.

[Hagness et al., 1998] gir en empirisk modell for elektrisk konduktivitet σ, ϵ i brystvev ved

$$\epsilon' = 1.71f^{1.13} + \frac{\epsilon_s - 4}{1 + (f/25)^2} \quad (3.27)$$

$$\sigma = 1.35\sigma_{0.1}f^{0.13} + 0.00222f^2 \frac{\epsilon_s - 4}{1 + (f/25)^2} \quad (3.28)$$

hvor f er frekvensen i GHz, $\sigma_{0.1} = 0.05$ og $\epsilon_s = 8.5$. Med denne modellen kan penetreringsdybden beregnes fra (3.25) for ulike frekvenser.

3.3 Generelle effektradiometere

Et radiometer er et passivt instrument³ for deteksjon av signaler som er mottatt av en antenne koblet til et objekt under test [Jacobsen et al., 2000]. For et radiometer med en spesifisert båndbredde Δf , koblet til et isotermisk (konstant temperatur) materiale, vil Nyquists lov (3.6) forandres til

$$P = (1 - |\rho|^2)kT\Delta f \quad (3.29)$$

hvor ρ er refleksjonskoeffisienten for spenning mellom mediet og antennen til radiometeret. For et ikke-isotermisk materiale, vil utgangseffekten pr. Hz båndbredde bli en summasjon over alle bidrag gitt av de subvolum som er koblet til mottakerantennen

$$P = \sum_i T_i C_i \quad (3.30)$$

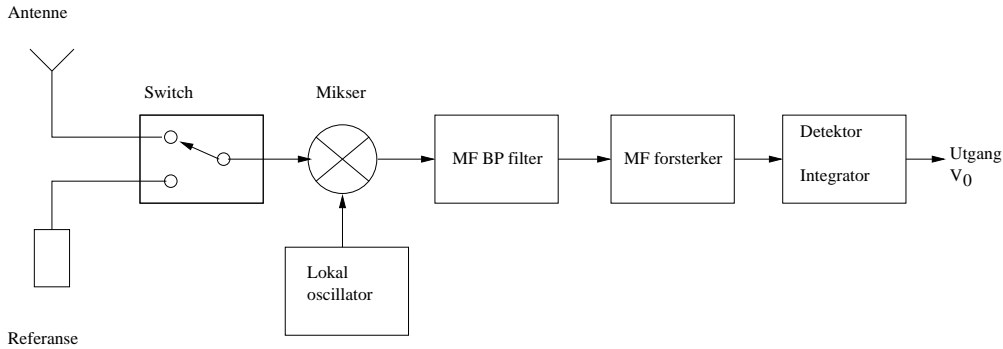
hvor C_i er en vektingsfunksjon og T_i er den absolutte temperaturen av et subvolum ΔV_i koblet til antennen [Leroy et al., 1998]. Den totale effekten målt av et radiometer er integrasjon av (3.3), (3.6) eller (3.30) over båndbredden Δf til mottakeren.

Om man antar at objektet er isotermisk med temperatur $T = 310\text{K}$, at tilpasningen er perfekt $1 - |\rho|^2 = 1$ og et frekvensbånd på $\Delta f = 500$ MHz vil effekten $P = kT\Delta f \approx 2.1\text{pW} = -116.8\text{dBW} = -86.8\text{dBm}$. Dette er et ekstremt svakt signal som må forsterkes kraftig opp før det behandles i mottakeren.

Ved å invertere (3.29) og anta perfekt impedanstilpasning mellom antennen og objekt, kan man måle klarhetstemperaturen⁴ i objektet med

³Med passivt instrument menes i denne sammenheng et instrument som ikke selv transmitterer elektromagnetiske bølger

⁴Eng.: Brightness temperature. Mål for spektral stråleglans, angitt som den temperatur et svart legeme i følge Plancks lov må ha for å emittere den aktuelle stråleglans.



Figur 3.4: Blokkskjema over totaleffektradiometer.

radiometeret gjennom [Mizushina et al., 1995]

$$T_{B,i} = \frac{P_i}{k\Delta f_i} \quad (3.31)$$

hvor P_i er termisk strålingseffekt mottatt med radiometeret over et frekvens-integrasjonsbånd Δf_i , som typisk er mellom 0.2 og 1 GHz [Jacobsen et al., 2000]. Senterfrekvensen f_i ligger typisk mellom 1 og 10 GHz [Leroy et al., 1987]. Målingene blir utført ved flere senterfrekvenser, for å oppnå et radiometrisk datasett $T_{B,i}$ ($i = 1, 2, \dots, n$). En monofrekvent måling kan brukes for å finne en midlere temperatur i et gitt område, men gir ingen informasjon om hvor kilden er plassert i dybden. Varmekilden kan være kald og nær overflaten eller den kan være varm og dypere i objektet [Stec et al., 2004]. Ved å benytte flere skannefrekvenser kan man i prinsippet finne plasseringen og størrelsen til varmekilden.

Temperaturfordelingen i objektet under test estimeres fra $T_{B,i}$ [Mizushina et al., 1995].

$$T_{B,i} = \int_{vol} W_i(\mathbf{r})T(\mathbf{r})dV. \quad (3.32)$$

Hvor dV er et infinitesimalt volum i objektet, $T(\mathbf{r})$ er den søkte romlige temperatur i objektet ved posisjon \mathbf{r} . $W_i(\mathbf{r})$ er en radiometrisk vektingsfunksjon (kjerne), definert over et radiometrisk observasjonsvolum.

3.4 Totaleffektradiometre

Mikrobølgeradiometre kan deles i to grupper, totaleffekt- og modulasjonsradiometre [Stec et al., 2002]. Blokkskjema for et totaleffekt radiometer er gitt i figur 3.4 [Poazar, 1998]. Dette består av en probe/antenne og referansestøykilde i front. Mikser og lokaloscillator nedkonverterer det målte frekvensbåndet til en fast mellomfrekvens. Mellomfrekvensen filtreres og

forsterkes opp, før demodulering i en kvadratisk detektor og glatting i integratoren. Mikrobølgevenderen vender mellom referansestøykilden og proben.

Anta at proben er tapsløs, som vil si at $\eta = 1$ ved [Pozar, 1998]

$$\eta = \frac{P_{\text{ut}}}{P_{\text{inn}}} \quad (3.33)$$

hvor P_{ut} er den totale effekten utstrålt fra antennen, P_{inn} er effekten inn til antennen. La T_B være den fysiske temperaturen man skal måle, dette gir effekten inn på antennen $P_A = kT_B B$, hvor B er båndbredden til mottakeren. Mottakeren selv produserer en støyeffekt $P_R = kT_R B$, hvor T_R er mottakerens totale støytemperatur. Utgangsspenningen fra mottakeren blir $V_0 = G(T_B + T_R)kB$ [Pozar, 1998], hvor G er den totale forsterkning i mottakeren.

3.4.1 Målefeil

Det er to typer av feil som oppstår i et totaleffekt radiometer. ΔT_N er feilen i målt temperatur til objektet, gitt ved

$$\Delta T_N = \frac{T_B + T_R}{\sqrt{B\tau}} \quad (3.34)$$

hvor τ er måletiden i integratoren og B er integrasjonsbåndbredde. T_R er den ekvivalente støytemperaturen i selve mottakeren og T_B er den temperaturen vi ønsker å måle. Fra (3.34) ser man at feilen går ned ved økning av integrasjonstiden og/eller økt båndbredde.

Et mer alvorlig problem er drift i forsterkningsfaktoren i selve radiometeret. ΔT_G er feil som oppstår på grunn av forsterkningsdrift i selve mottakeren [Pozar, 1998]. Om radiometeret er kalibrert etter Y faktor metoden, med en gitt G , og det er drift vil feilen oppstå som [Pozar, 1998]

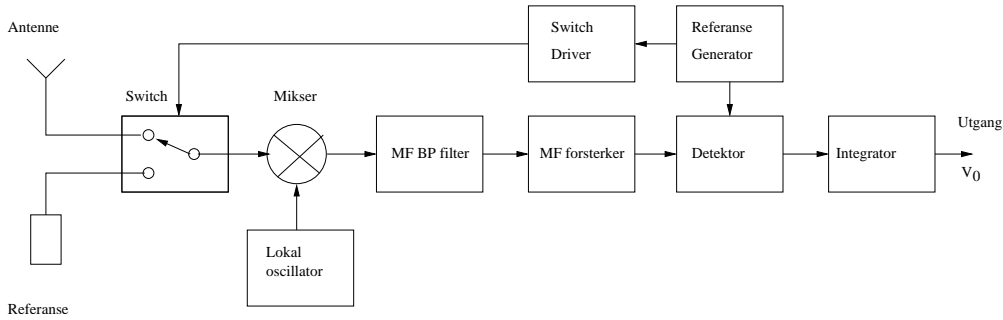
$$\Delta T_G = \frac{\Delta G}{G}(T_R + T_B) \quad (3.35)$$

hvor ΔG er variasjonen i radiometerets totale forsterkning.

Dette gir en unøyaktighet i målingene som ikke er ønskelig. Anta mottakeren har 1% forsterkningsvariasjon under en måling, $\frac{\Delta G}{G} = 0.01$. Anta $T_R = 500\text{K}$, $T_B = 300\text{K}$, $B = 500\text{ MHz}$ og $\tau = 5\text{ s}$. Dette gir en variasjon i $\Delta T_N = 0.016\text{K}$ og $\Delta T_G = 8\text{K}$, fra henholdsvis (3.34) og (3.35).

Den totale målefeil er gitt av [Ulaby et al., 1981]

$$\Delta T = [(\Delta T_N)^2 + (\Delta T_G)^2]^{1/2} \quad (3.36)$$



Figur 3.5: Blokkskjema til Dicke-radiometeret

Innsatt for numeriske verdier i (3.36) gir $\Delta T \approx \Delta T_G = 8\text{K}$, som viser at drift i forsterkningen gir uakseptabel målefeil.

3.5 Dicke-radiometer

Dicke-radiometer er et modulasjonsinstrument [Stec et al., 2002]. Som tidligere kommentert er nøyaktigheten til totaleffektradiometere bestemt av driften i forsterkningsfaktoren G . Driften er langsomtvarierende med stor tidskonstant ($\sim \text{min}$). Ved å kalibrere mottakeren med en oppdateringstid som er mye mindre enn tidskonstanten til driften, vil denne feilen kunne elimineres. Dette er prinsippet ved Dicke null-balanse radiometer [Pozar, 1998]. Se figur 3.5 for blokkskjema til et enkelt Dicke-radiometer.

En av inngangene til mikrobølgevenderen er koblet til en probe med temperatur T_B og den andre inngangen er koblet til en referansetemperatur T_{Ref} . Venderen er drevet sekvensielt med en firkantpuls med en frekvens i området 10 til 1000Hz. Med venderen i bruk vil det moduleres en amplitude som er proporsjonal med temperaturdifferansen $T_B - T_{Ref}$. På grunn av den hurtige vendefrekvensen, vil enhver forsterkingsvariasjon oppstå med $T_B + T_R$ i den ene halvperioden av vendesyklusen og $T_{Ref} + T_R$ i den andre halvperioden, hvor T_R er mottakerens totale støytemperatur. Resultatet er at mottakerens forsterkningsvariasjon kun opererer på differansen $T_B - T_{Ref}$. Dette gir $\Delta T_G = (T_B - T_{Ref})\Delta G/G$ [Ulaby et al., 1981].

Anta $T_B - T_{Ref} = 10\text{K}$ og forsterkningsvariasjonen er på 1%, gir nå en $\Delta T_G = 0.1\text{K}$. Variasjonen i temperaturen til det målte objektet blir nå $\Delta T_{NB} = \frac{T_B + T_R}{\sqrt{B\tau/2}}$ [Ulaby et al., 1981]. Dette fordi proben nå integreres for perioden $\tau/2$ (vendeforholdet er 1:1). Variasjonen til referansen blir $\Delta T_{NRef} = \frac{\sqrt{2}(T_{Ref} + T_R)}{\sqrt{B\tau}}$ [Ulaby et al., 1981]. Dette gir nøyaktigheten til Dicke-radiometeret på den målte temperaturen ved [Ulaby et al., 1981],

[Mizushina et al., 1995]

$$\Delta T_{B,i,min} = \frac{2(T_B + T_{R,i})}{\sqrt{B\tau}} \quad (3.37)$$

hvor $T_{R,i}$ er mottakerens støytemperatur i frekvensbånd i . Merk at $\Delta T_{B,i,min}$ er minimalisert når radiometeret er balansert, $T_B = T_{Ref}$.

Anta at det ikke er balanse mellom T_B og T_{Ref} . Anta videre at mottakeren har en feil på 1% i forsterkningsvariasjon under en måling, $\frac{\Delta G}{G} = 0.01$, $T_R = 500\text{K}$, $T_B = 300\text{K}$, $T_{Ref} = 330\text{K}$, $B = 500 \text{ MHz}$ og $\tau = 5\text{s}$. Dette gir en $\Delta T_{NB} = \frac{T_B + T_R}{\sqrt{B\tau/2}} = 0.023\text{K}$, $\Delta T_{NRef} = \frac{\sqrt{2}(T_{Ref} + T_R)}{\sqrt{B\tau}} = 0.023\text{K}$, $\Delta T_G = (T_B - T_{Ref})\Delta G/G = -0.3\text{K}$. Den totale målefeilen for en ubalansert Dicke-mottaker er gitt av [Ulaby et al., 1981]

$$\Delta T = [(\Delta T_G)^2 + (\Delta T_{NRef})^2 + (\Delta T_{NB})^2]^{1/2} \quad (3.38)$$

Innsatt numeriske verdier i (3.38) gir $\Delta T = 0.044\text{K}$, som er en stor forbedring i forhold til en totaleffekt mottaker analysert i kapittel 3.4.

Ved å forandre måletidsforholdet vil nøyaktigheten til Dicke-mottakeren økes. Ved å sette forholdet til 1:2, dvs. måletiden på proben er dobbelt så stor som for referansen. Dette gir en bedre sensitivitet for deteksjon av probesignalet [Jacobsen et al., 2000, Jacobsen and Stauffer, 2001]. Måletidsforholdet gir en nøyaktighet som er bedre i forhold til (3.37) gjennom

$$\Delta T_{B,i,min} = \frac{1.5(T_B + T_{R,i})}{\sqrt{B\tau}} \quad (3.39)$$

3.5.1 Kalibrering av radiometeret

Systemet kalibreres ved bruk av to kalibrerte støykilder som tilsluttes inngangen på radiometeret. Her benyttes Y faktor metoden [Pozar, 1998] for måling av støytemperaturen i selve mottakeren, se figur 2.6. Den ekvivalente temperaturen T_e i (2.42) er lik T_R . Man kan da finne systemkonstantene GkB og GT_RkB til radiometeret [Pozar, 1998]. Den fysiske temperaturen T_B til objektet kan nå måles med radiometeret.

Ved kalibrering av radiometeret foretar man målinger ved ulike temperaturer med en probe mot et homogent objekt. Måledata tilpasses ved lineær regresjon [Larsen and Marx, 2001], hvor man får koeffisientene α, β . Måledata tilpasses til en lineær funksjon ved

$$V_0 = \alpha T'_A + \beta \quad (3.40)$$

hvor T'_A er den effektive støyeffekten levert til proben. Når V_0, α og β er kjent kan man finne et uttrykk for temperaturen T'_A i objektet ved [Ulaby et al., 1981]

$$T'_A = \frac{V_0 - \beta}{\alpha} \quad (3.41)$$

Bemerk at (3.40) er kun gyldig om det er fullstendig impedanstilpassning mellom probe og radiometer.

Impedans mistilpassning

Man skiller mellom to mistilpassninger [Ulaby et al., 1981]

1. Mistilpassning *før* mottakerens inngang.
2. Mistilpassning *mellom* antenne og mottakerens inngang

For et refleksjonsfritt system gjelder (3.40). Mistilpassning gir modifiserte verdier for α og β . Kalibreringen av mottakeren gjøres med en kalibreringslast T_{kal} , og man finner den radiometriske antenne temperaturen T'_A . T'_A representerer støyeffekten levert til antennen, ved følgende prosedyre [Ulaby et al., 1981]:

1. Relasjon mellom T_{inn} og T_{kal} ved

$$T_{inn} = \alpha_1 T_{kal} + \beta_1 \quad (3.42)$$

- 2.

$$T_{inn} = \alpha_2 T'_A + \beta_2 \quad (3.43)$$

3. Mål V_0^h og V_0^l fra T_{kal}^h og T_{kal}^l
4. Regn ut T_{inn}^h og T_{inn}^l fra (3.42), finn α, β fra (3.40)
5. Med α, β kjent, brukes (3.40) og (3.43) til å relatere T'_A til V_0 ved

$$T'_A = \frac{V_0 - \alpha\beta_2 - \beta}{\alpha\alpha_2} \quad (3.44)$$

hvor $V_0^h, V_0^l, T_{kal}^h, T_{kal}^l, T_{inn}^h$ og T_{inn}^l , er henholdsvis største og laveste verdi i de målte/beregnete verdier.

3.5.2 Konsekvens av interferenspåvirkning

Ved påvirkning av interferens kan (3.40) skrives som

$$V_0 = \alpha(T_B + T_{EMI}) + \beta \quad (3.45)$$

hvor T_{EMI} er interferenstemperaturen fra en eller flere interferenskluder og T_B er den fysiske temperaturen vi ønsker å måle. Man observerer at V_0 øker ved påvirkning av interferens. Ved kjent T_{EMI} kan (3.45) skrives som

$$T_B = \frac{V_0 - \beta}{\alpha} - T_{EMI} \quad (3.46)$$

T_{EMI} er vanligvis en funksjon av mange ukjente variabler. Estimatet til T_B , leder til en omskrivning av (3.32) til [Jacobsen and Stauffer, 2003]

$$T_{B,i} = \int_{vol} W_i(\mathbf{r})T(\mathbf{r})dV + T_{EMI} \quad (3.47)$$

hvor man ser at estimatet av den fysiske temperaturen er direkte avhengig av interferensbidraget.

3.6 Definisjon av kjernen

Kjernen i (3.32) kan defineres ved [Mizushina et al., 1995]

$$\begin{aligned} W_i(\mathbf{r})dV &= \frac{dT_{B,i}}{T} \\ &= \frac{\text{Termisk stråling emittert fra } dV \text{ og mottatt av antennen}}{\text{Termisk emisjon fra } dV} \\ &\quad (\text{når antennen er operert i passiv mode}) \\ &= \frac{\text{Effekt absorbert av } dV}{\text{Effekt tilført antennen}} \\ &\quad (\text{når antennen er operert i aktiv mode}) \end{aligned}$$

hvor man bruker gjensidighetsteoremet [Pozar, 1998] slik at

$$W_i(\mathbf{r})dV = \frac{dT_{B,i}}{T} \quad (3.48)$$

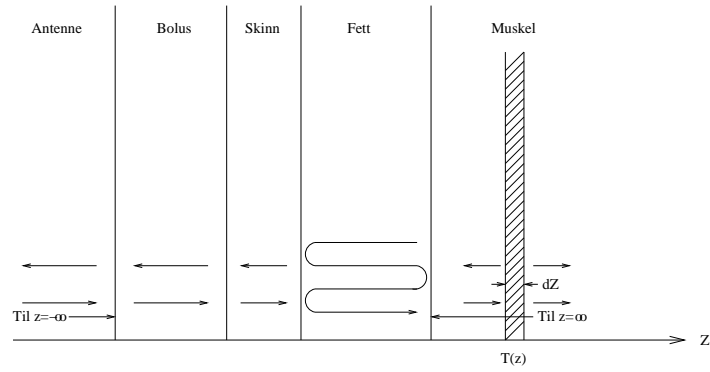
$$= \frac{\frac{1}{2}\sigma_{t,i}|E(\mathbf{r})|^2dV}{\text{Effekt tilført antennen}} \quad (3.49)$$

eller uttrykt på formen

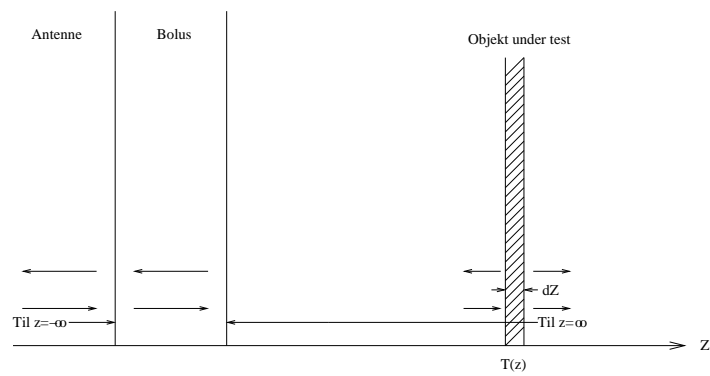
$$W_i(\mathbf{r}) = \frac{\frac{1}{2}\sigma_{t,i}|E(\mathbf{r})|^2}{\text{Effekt tilført antennen}} \quad (3.50)$$

hvor E er det elektriske feltet i posisjon \mathbf{r} fra antennen i aktiv mode, $\sigma_{t,i}$ er konduktivitet i objektet ved $f_i, i = 1, \dots, n$.

For en 1-D vektingsfunksjon modellert ved [Mizushina et al., 1993] fra en forenklet figur 3.6 til en ytterligere forenkling av 1-D modellen i figur 3.7, kan vektingsfunksjonen skrives som [Jacobsen and Stauffer, 2002,



Figur 3.6: 1-D modell for objekt



Figur 3.7: 1-D forenklet modell

Jacobsen and Stauffer, 2001]

$$W_i(z) = \frac{1}{d_i} e^{-\frac{z}{d_i}} \quad (3.51)$$

hvor d_i er den øvre teoretiske effektpenetreringsdybden i objektet, gitt ved [Jacobsen and Stauffer, 2002] $d_i = \frac{1}{\sigma_i} \sqrt{\frac{\epsilon_i}{\mu_0}}$ og hvor σ_i er konduktiviteten, ϵ_i er permittivitet til objektet og μ_0 er permeabilitet i vakuum. Innsetting av (3.51) i (3.32) gir en 1-D modell, hvor man antar $T = T_0$ i bolus og $T_m = T_0 + \Delta T$ i mediet under test, l er 1-D integrasjonslengden [Maruyama et al., 2000].

$$T_{1-D} = \int_l W(z)T(z)dz \quad (3.52a)$$

$$= \int_0^{l_b} \frac{1}{d_b} e^{-\frac{z}{d_b}} T_0 dz + \int_{l_b}^{l_m} \frac{1}{d_0} e^{-\frac{z}{d_0}} (T_0 + \Delta T) dz \quad (3.52b)$$

$$= T_0 \left[1 + e^{-\frac{l_b}{d_0}} - e^{-\frac{l_m}{d_0}} - e^{-\frac{l_b}{d_b}} \right] + \Delta T \left[e^{-\frac{l_b}{d_0}} - e^{-\frac{l_m}{d_0}} \right] \quad (3.52c)$$

hvor l_b, l_m er tykkelsen til henholdsvis bolus og måleobjektet. Ved å anta $l_m \gg d_0$ kan man tilnærme T_{1-D} ved

$$T_{1-D} = \int_l W(z)T(z)dz \quad (3.53a)$$

$$\simeq T_0 \left[1 + e^{-\frac{l_b}{d_0}} - e^{-\frac{l_b}{d_b}} \right] + \Delta T e^{-\frac{l_b}{d_0}}. \quad (3.53b)$$

Legg merke til at ved bruk av (3.52c) og (3.53b) er det antatt at proben har 100% effektivitet. I tilfeller hvor proben har en mindre effektivitet må dette tas hensyn til og anvende (3.33) for kompensasjon. Vi får derfor $T_A = \eta T_{1D}$, hvor T_A er temperaturen som leveres fra antennen. Om måleoppsettet er utsatt for interferens vil (3.47) gi en 1-D tilnærming ved

$$T_{1-D} = \int_l W(z)T(z)dz + T_{EMI} \quad (3.54a)$$

$$\simeq T_0 \left[1 + e^{-\frac{l_b}{d_0}} - e^{-\frac{l_b}{d_b}} \right] + \Delta T e^{-\frac{l_b}{d_0}} + T_{EMI}. \quad (3.54b)$$

Del II
Metoder

Kapittel 4

Radiometrisk videreutvikling

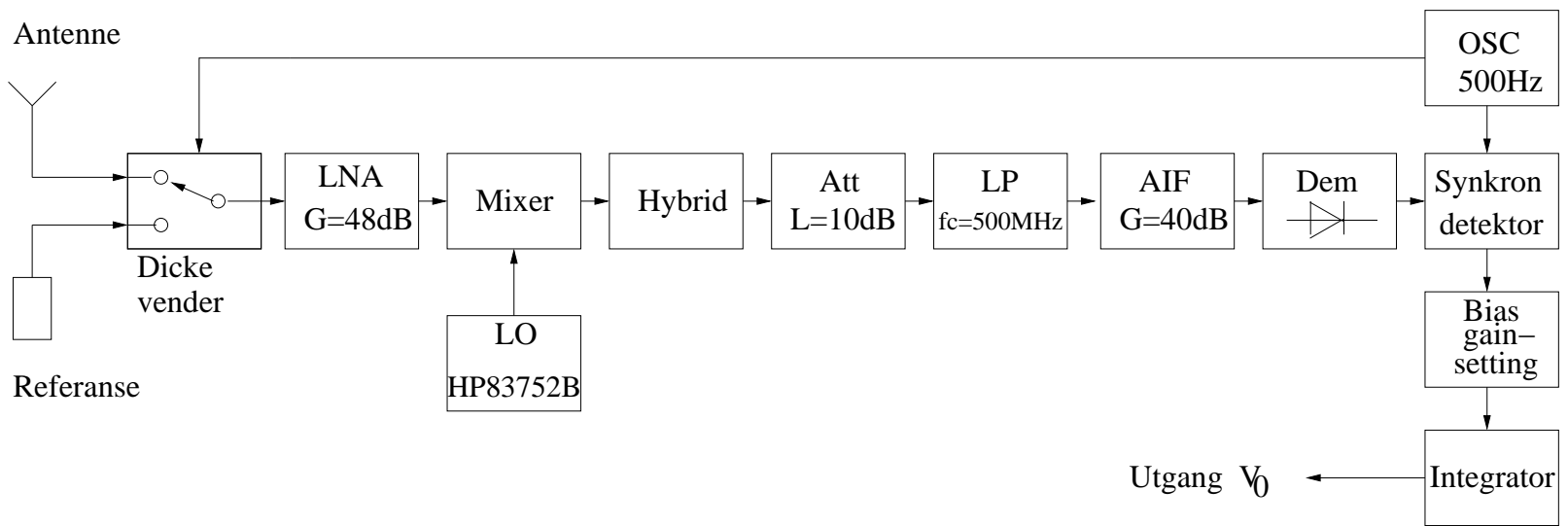
4.1 Måling med det eksisterende radiometer

Utstyret som er tilgjengelig ved Institutt for fysikk og teknologi består av: Dicke-radiometer med ekstern lokaloscillator og referansestøykilde, se figur 4.1 for blokkskjema. For mekanisk bevegelse av mottakerantennen benyttes det en automatisert robot. Denne roboten styres av en PC på Win98 plattform med Labview 6 som software. Interfacen mellom PC og roboten består av et I/O kort plassert i PC og egen hardware. Antennen plasseres i et vannbad med egen varmekolbe og temperaturregulering. Det samlede utstyret er plassert i et faradaybur med grunnflate på 3.25 m^2 og normal takhøyde.

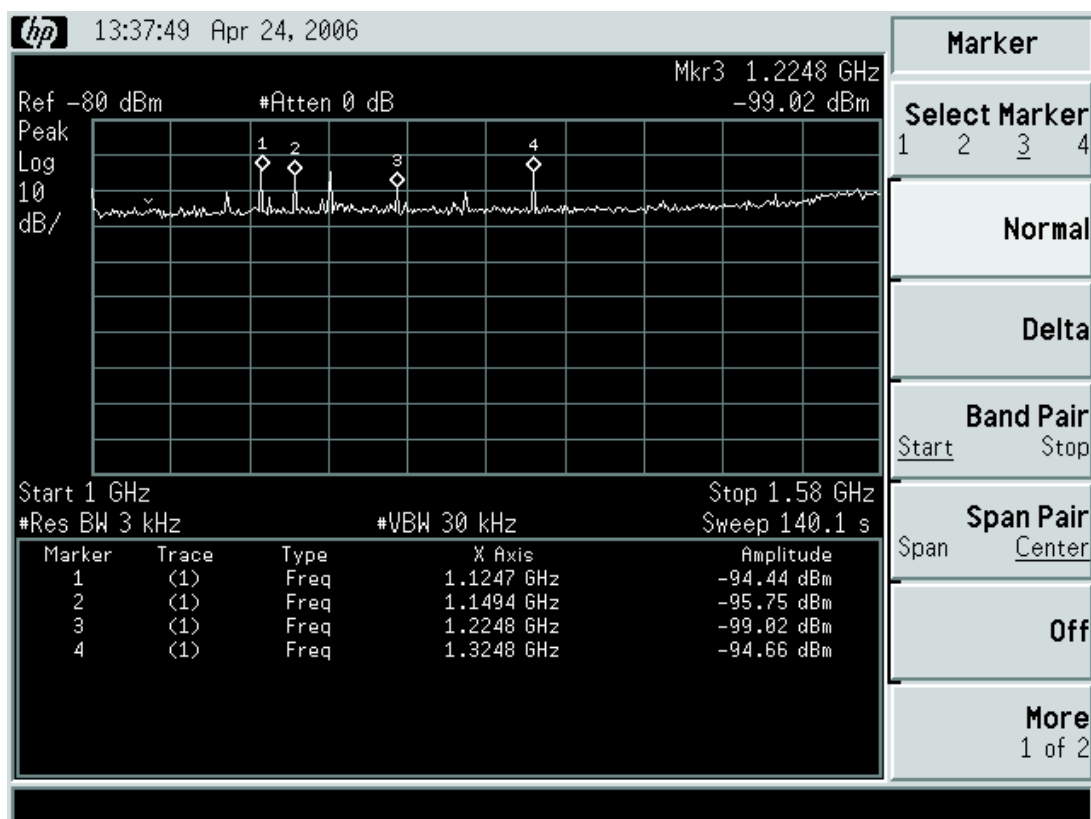
4.2 EMI skjerming

Plassering av PC på utsiden i eget faradaybur med egnede kabelovergang mellom burene og skjerm, tastatur og mus på utsiden, ga et stort bidrag til fjerning av EMI. Jording av hovedbur og PC-bur gir ytterligere forbedring i EMI problematikken. En tilgjengelig spektrumanalysator HP E4411B, som går opp til 1.58 GHz, ble brukt for å studere spekteret utenfor og innenfor hoved-faradayburet. Siden man jobber innenfor et bånd mellom 1 og 4 GHz er spektrumanalysatoren noe uegnet for å se på hele det tilgjengelige båndet, samt mulige speilfrekvenser som ligger over dette båndet. Bruk av spektrumanalysatoren i buret gir imidlertid et bilde av mulige EMI kilder i nedre del av spekteret.

Ved bruk av 50Ω dummylast som probe på radiometeret er EMI på et akseptabelt nivå. Skifte av probe fra 50Ω dummylast til en egnet antenne gir et kraftig og totalt u håndterlig nivå på EMI. Det avleste frekvensspekteret fra spektrumanalysatoren forklarer hvorfor, lokaloscillatoren stråler



Figur 4.1: Blokskjema over Dicke-radiometer ved Institutt for fysikk og teknologi.



Figur 4.2: EMI frekvensspektrum fra 1 til 1.58GHz. Marker 1 til 3 er kraftige ikke identifiserte EMI kilder på utsiden av hoved-faradayburet. Marker 4 er lokaloscillator frekvensen som genereres inne i hoved-faradayburet av HP83752B.

kraftig, se figur 4.2. EMI kilder inne i hoved-faradayburet er uakseptabelt og forklarer hvorfor alle forsøk på å forbedre det ytre faradayburet har vært forgjeves, se resultater i [Klemetsen, 2005].

4.3 Lokal EMI skjerming

Konsekvensen av EMI kilder inne i hovedburet, blir å lage et lokalt faradaybur hvor målekar og probe plasseres. Det lokale faradayburet har utvendige mål på B=30cm, D=25cm og H=19.7cm og er produsert i aluminium med 6mm platetykkelse. Et problem er at man ikke kan lukke dette buret fullstendig siden man har behov for å bevege proben lineært i rom. Et annet problem er målemodellen. Denne består av et målekar med tilhørende pumper og varmebad. Løsninger er å plassere selve målekaret i det lokale faradayburet med pumper og varmebad på utsiden av hovedburet. En ide om å bruke bølgeledere som bølgefeller inn og ut av hovedbur og det lokale faradayburet ble uttestet. Til dette brukes en rektangulær bølgeleder med dimensjon a=23mm, b=10mm og lengde=22cm. Bølgelederen har en teoretisk nedre transmisjonsfrekvens på [Pozar, 1998]

$$f_{c_{mn}} = \frac{k_c}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (4.1)$$

hvor kombinasjoner av m, n gir ulike transmisjonsmoder, k_c er bølgetallet, μ og ϵ er henholdsvis relativpermeabilitet og permitivitet for luft. Moden med lavest cutoff frekvens kalles den dominante mode. Siden vår valgte bølgeleder har $a > b$ vil den laveste cutoff frekvensen være gitt av en TE₁₀ mode [Pozar, 1998]

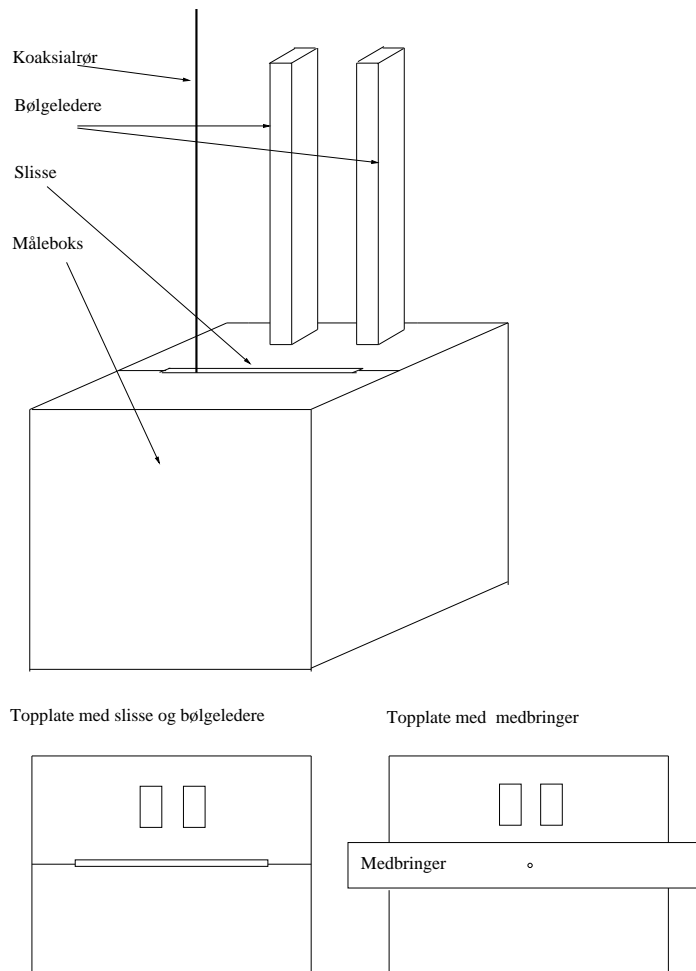
$$f_{c_{10}} = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (4.2)$$

Dersom bølgelederen er luftfylt, får vi en nedre transmisjons frekvens på

$$f_{c_{10}} = \frac{1}{0.046\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} = 6.5\text{GHz}$$

som er over det frekvensbåndet som brukes i vår radiometrimottaker.

Inne i bølgelederne plasseres slangene som forbinder målekar med pumper og varmebad. Forsøk med bølgeledere ga EMI på et akseptabelt nivå. Et annet måleteknisk problem som oppstår er at man må ha en slisse hvor koaksialrøret skal kunne bevege seg i x retning med en slaglengde på omlag 17cm i det lokale faradayburet. Slisseåpning gir i seg selv en åpning som "lekker" uakseptabel EMI. En ide om å bruke en medbringer som ligger plant over slissen, ga en løsning som totalt fjerner all målbar interferens.



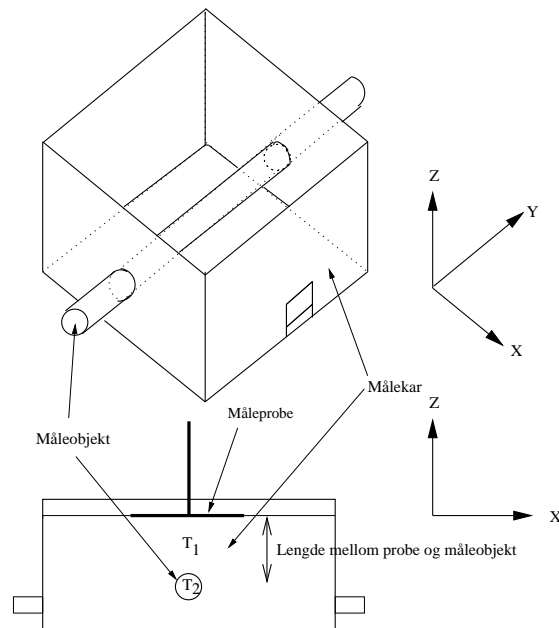
Figur 4.3: Måleboks som gir interferensfri og stasjonære målinger.

Forsøk viser at denne løsningen er så god at behovet for hovedburet i de fleste målingene ikke er tilstede. I tilfeller hvor det benyttes GSM telefon i nærheten av måleoppsettet, må hovedburet imidlertid benyttes. Først nå kan man foreta radiometriske målinger som er upåvirket av EMI. *Dette er et meget viktig resultat!* Se figur 4.3 for hvordan måleoppsettet er realisert med en lokalt skjermet måleboks.

4.4 Sylindrisk måleobjekt

Som brystvevsfantom velger vi å bruke vann. Det varme legemet som skal simulere en kreftsvulst er saltvann ($S = 12\%$), sirkulerende i et kvasi 2-D sylindrisk plastobjekt.

Målemodellen bygger på et prinsipp hvor et måleobjekt er nedsenket i et vannkar, og man skanner i x retningen for en fast avstand d over et



Figur 4.4: Gradientmålemodell realisert med et sylindrisk objekt.

y -orientert måleobjektet¹, se figur 4.4.

Forsøk på repeterbarhet krever at flere oppsettparametere er uforandret for hver måling. Det viktigste er å unngå luft under en gradientmåling siden dielektrisk-konstant for vann er 77 og for luft 1. Luft i måleobjektet gir i seg selv en stor gradient. Målerøret er konstruert slik at luft vil kunne dannes i en naturlig luftlomme, se figur 4.5.

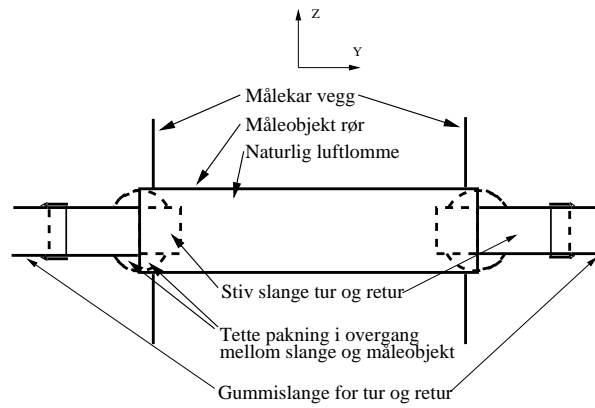
Vi setter en luftfelle *før* måleobjektet, dette fjerner luft før det samles i måleobjektet. Figur 4.6 skisserer luftfelle-konstruksjonen.

Ved på denne måten å holde miljøet i oppsettet uforandret under gradientmåling får vi målinger som kan etterprøves og repeteres.

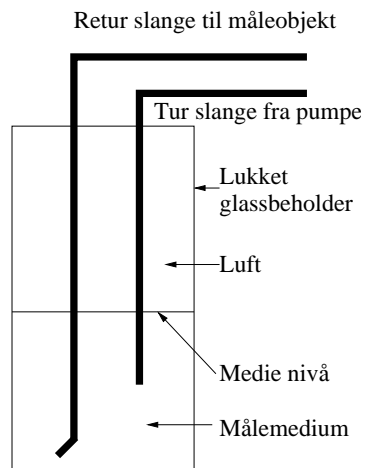
4.5 Sferisk måleobjekt

Et annet måleobjekt er realisert med en sfærisk kilde, se figur 4.7. Det sfæriske måleobjekt plasseres i et egnet kar, hvor man skanner i x retningen for en fast avstand d over kilden.

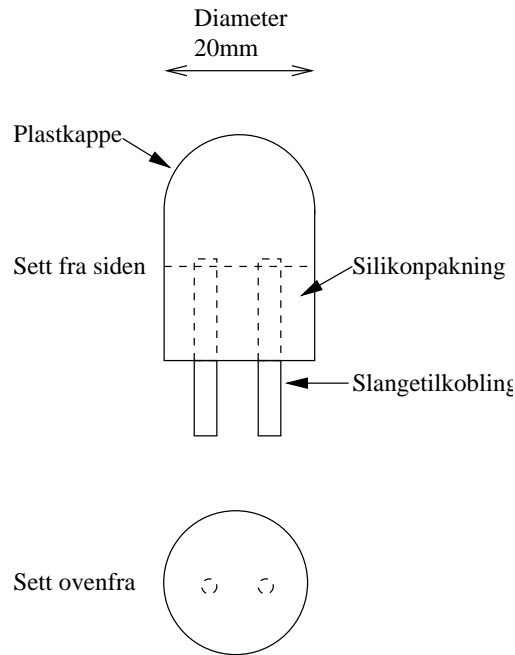
¹Referanse til materiell finnes under **Målekar** i det elektroniske bibliotek, se appendiks



Figur 4.5: Målerør konstruksjon.



Figur 4.6: Luftfelle, for å hindre luftansamling i varmt objekt.



Figur 4.7: Måleobjekt realisert som en sfærisk kilde.

4.6 Måleoppsett for interferensfri gradientmåling

Etter mange forsøk på å begrense EMI er man kommet frem til følgende måleoppsett som fungerer tilfredsstillende med hensyn til EMI: PC på utsiden i eget faradaybur, med skjermet kabelforbindelse til hovedbur. PC-bur og hovedbur er jordet forskriftsmessig til eget jordspyd på utsiden av Nordlysobservatoriet. Det er laget mulighet for å styre PC fra utsiden hvor det er egen skjerm, tastatur og mus. I tillegg er det laget en mulighet for å styre PC fra innsiden av hovedburet med egen skjerm, tastatur og mus. I begge tilfeller styrer PC via GPIB og I/O kort, robot og instrumenter for automatisering². Robot, Dicke-mottaker, lokaloscillator, avlesningsinstrument HP3401A, lokalt faradaybur og målekar er plassert inne i hovedbur. På utsiden av hovedburet er det plassert vannbad og pumper for henholdsvis målemedium og vannmedium. Pumpe for målemedium er en åpen konstruksjon med pumpe-skovel³. Denne pumpen har stor flyt av målemedium for å hindre målemediet i å bli avkjølt. Pumpen til det omkringliggende vannet er en lukket peristaltisk pumpe. Flyt av vann er lav i forhold til målemedium, og skal simulere effekten av blodstrøm i en naturlig måling [Lee et al., 2002]. Slinger føres inn og ut av hovedbur og lokalt faradaybur via bølgeledere som hindrer

²Referanse til materiell finnes under **Chassis-kontakter** i det elektroniske bibliotek, se appendiks

³Spesifikasjon til skovelpumpe er vedlagt det elektroniske bibliotek under **Malekar** i appendiks.

EMI. Videre er *in situ* temperaturmåleutstyr fra IPITEK⁴ plassert på utsiden. Optiske måleprober X5blue⁵ føres fra IPITEK til hovedbur via bølgeledere. Data fra IPITEK og måledata fra styre-PC behandles i en egen PC på WinXP plattform i Matlab⁶. Måleoppsett er skissert i figur 4.8. Temperaturprober til målemediet og det omkringliggende vannet plasseres i tur- og returslanger for henholdsvis målemedium og det omkringliggende vannmediet. Den tekniske løsningen på dette problemet er å benytte gummislanger hvor det snittes et hull hvor proben kan plasseres uten lekkasje.

4.7 Forforsterker

Fra tidligere har vi sett på støy i kaskade-system og attenuatorer (2.2.3 og 2.2.4). Den totale støyen i en radiomottaker er i stor grad bestemt av det første trinnet i en mottaker (se (2.43)). I mottakere er første trinnet vanligvis en forvelger som pre-tuner mottakeren til riktig frekvensbånd. I en konvensjonell radiometrimottaker består første trinnet av en Dicke-vender. Signalmessig er Dicke-venderen også en attenuator. Radiometrimottakeren tilkobles en måleprobe via en signalkabel. Signalkabelen er normalt en koaksialkabel som demper det ønskede probesignalet noe og dermed bidrar med uønsket støy. Ved å benytte en lavstøyforsterker (Eng.: Low Noise Amplifier, LNA) rett etter proben, vil den totale støyen i systemet bli mindre. En konsekvens av dette er at nøyaktigheten til en Dicke-mottaker blir forbedret (se (3.39)). Ved å plassere en LNA rett etter proben vil man øke nøyaktigheten i Dicke-radiometeret, se prinsippskisse i figur 4.9.

Ved design av LNA produsert med prefabrikkert MMIC (Eng.: Monolithic Microwave Integrated Circuit) er det flere hensyn som må taes:

- Stabilitet
- Tilpasning
- Forsterkning
- Støytall

4.8 Bygging av en LNA

En MMIC ALM-1106⁷ LNA fra Agilent Technologies beregnet til GPS/ISM/Wimax var en brikke som vi ønsket å se nærmere på. Diskrete

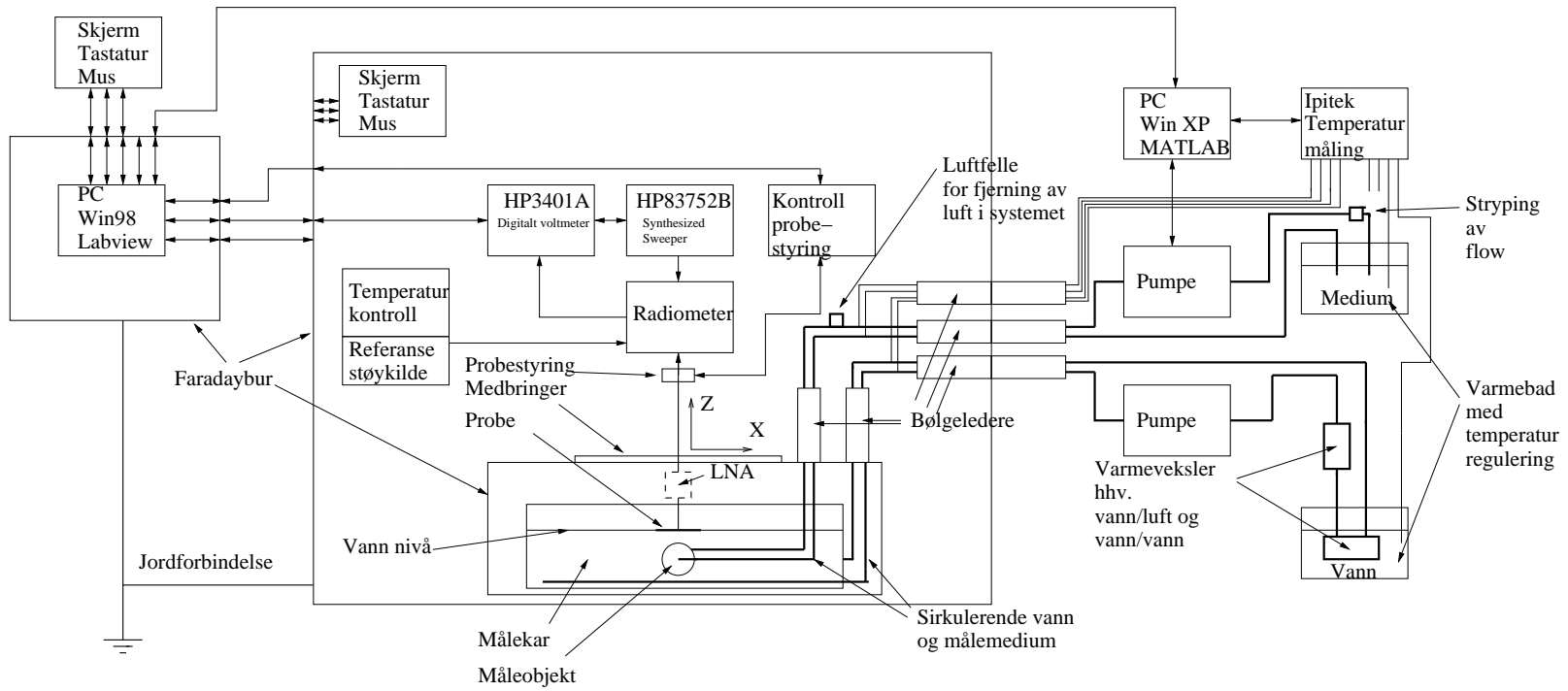
⁴Datablad er vedlagt det elektroniske bibliotek under **Ipitek**\, se appendiks.

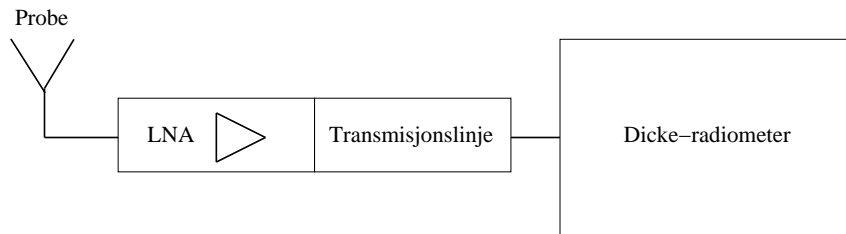
⁵Datablad er vedlagt det elektroniske bibliotek se under **Ipitek**\ i appendiks.

⁶Referanse til program se under **Ipitek**\ og **Generelt**\ i appendiks

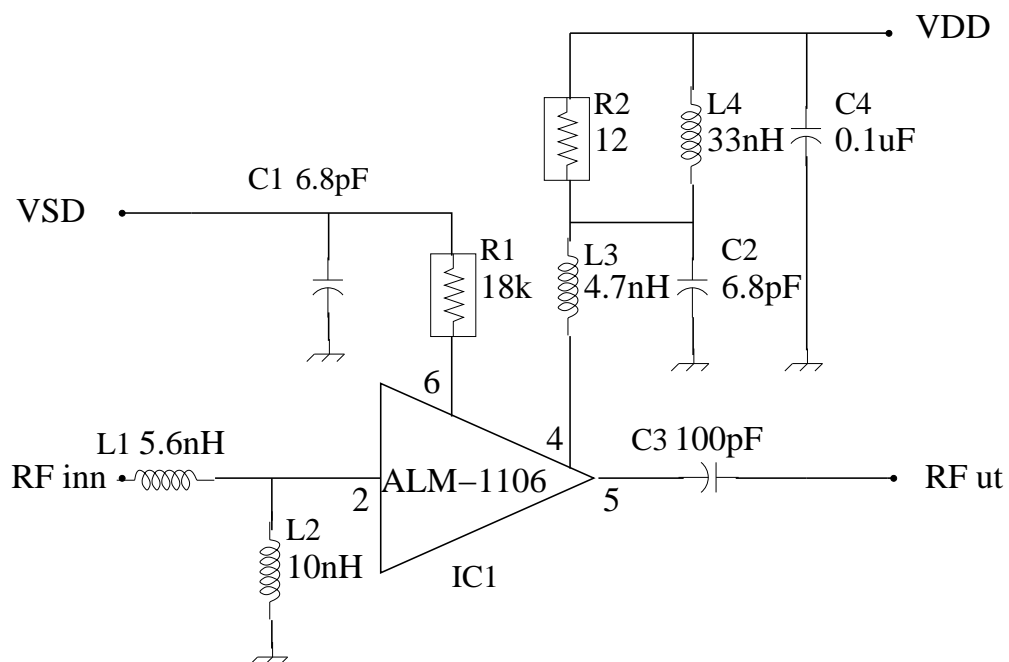
⁷Datablad er gitt i sin helhet i det elektroniske biblioteket under **Lna-bygging**\ i appendiks.

Figur 4.8: Skisse av radiometriske måleoppsett.

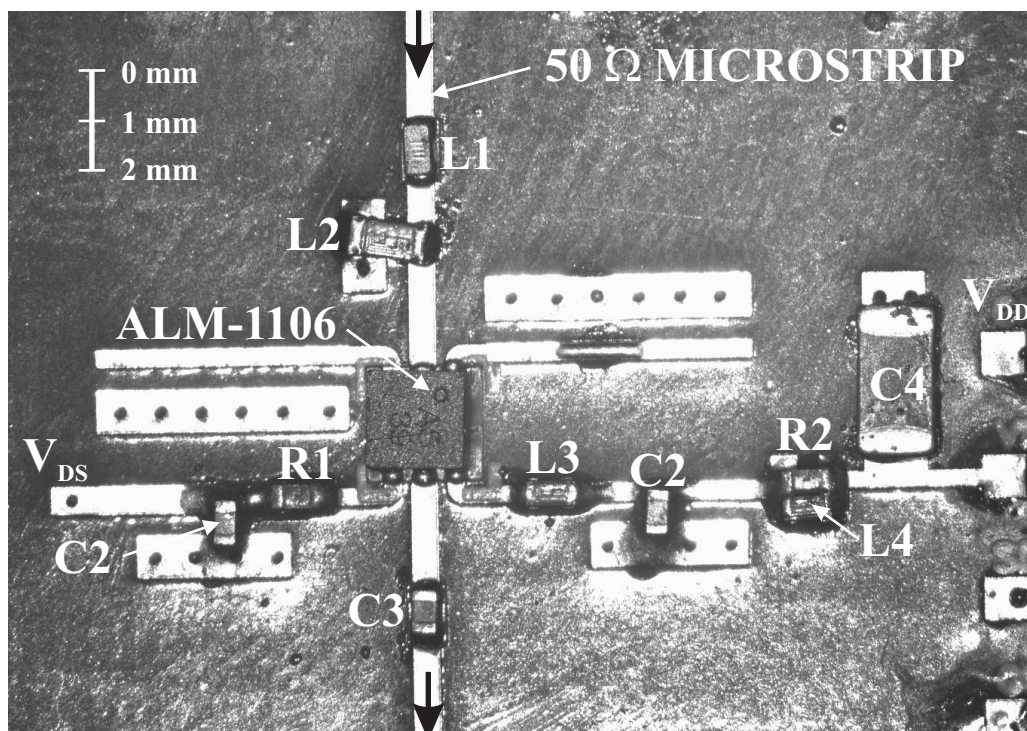




Figur 4.9: Forbedret Dicke-radiometer ved montering av LNA i fronten.



Figur 4.10: Kretsskjema til LNA.



Figur 4.11: Bilde av komponentene overflatemontert på en demoprintplate. Komponentmerkingen er fra kretsskjema i figur 4.10.

komponenter slike som spoler, kondensatorer og motstander danner forspenning og impedanstilpassning til en senterfrekvens på 1.575GHz ble kjøpt inn fra Elfa og Farnell⁸. Komponentene er så små at plassering under loddearbeidet må foregå under et egnet mikroskop. ALM-1106 har dimensjon $2 \times 2 \text{ mm}^2$ med 7 lodde padder. Spoler, motstander og kondensatorer har en dimensjon på $1 \times 0.5 \text{ mm}^2$. Selve loddingen foregår i en loddeovn med en egen loddeprofil⁹. Kretsskjema til LNA er gjengitt i figur 4.10. Et utsnittsbilde av vår bygde LNAkrets er gitt i figur 4.11. Figur 4.14 viser LNA med påmonterte SMA kabelkontakter.

4.9 Testing av LNA

Følgende utførlige tester ble gjennomført på vår LNA for å se om den kunne brukes radiometrisk:

- Fra (2.8) er forsterkningen S_{21} gitt som funksjon av ulike inngangsnivå. Denne parameteren uttrykker lineariteten av forsterkningen.

⁸Datablad for diskrete komponenter er gitt i det elektroniske bibliotek, se under **Lna-bygging** i appendiks.

⁹Loddeprofil er gitt i det elektroniske bibliotek, se appendiks under **Lna-bygging**.

- Senterfrekvens f_c som funksjon av ulike inngangsnivå. Denne parameteren sier noe om drift til senterfrekvensen.
- Båndbredde Δf som funksjon av ulike inngangsnivå. Denne parameteren sier noe om variasjon til båndbredden.
- Skjevhet på frekvensresponsen som funksjon av ulike inngangsnivå. Denne sier noe om frekvensresponsens grad av symmetri.
- Drift over tid. Et fast inngangssignal og logging av drift over en periode.
- Selvoppvarming. Denne størrelsen sier hvor stor temperaturøkningen er fra kald LNA til oppnådd driftstemperatur.
- Temperaturstabilitet. Denne størrelsen sier hvordan vår LNA responderer ved økning i temperaturen.

Ved testing av temperaturegenskaper er det behov for kontrollert oppvarming av LNA. Kobling av varme til LNA foregår med en bolus. En bolus er i dette tilfellet en varmekilde av et elastisk plastmateriale hvor det sirkulerer vann med en valgt temperatur. Se figur 4.12 for testoppsett.

Testen er begrenset av dynamisk område og transmittert effekt til nettverksanalysatoren HP8719D. Det minste utgangsnivået er på -70dBm, dette dempes via et dempeledd på -29dB til -99dBm som sendes inn på vår LNA. Testen utføres ved å variere inngangssignalet til LNA i steg på 1dBm, fra -99dBm til -79dBm. For hvert måling bruker vi en innebygd midlingsfunksjon på 15 midlinger og lavest mulig målebåndbredde (IF-BW=10) i HP8719D¹⁰.

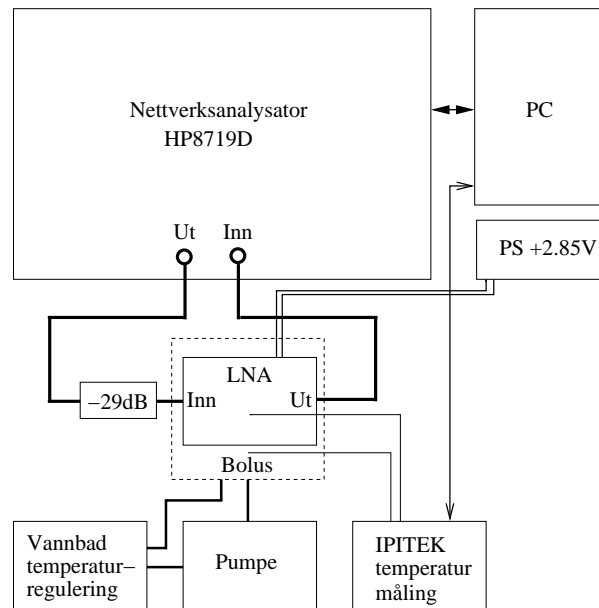
For å se om forsterkning, båndbredde, senterfrekvens og skjevhet er uavhengig av inngangssignalet, postprosesserer testdata i Matlab¹¹. Vi definerer senterfrekvensen f_c ved maksimal amplitude. Vi definerer båndbredden Δf ved -3dB punktene av maksimal amplitude. Skjevhet defineres som et normalisert forhold mellom senterfrekvens og henholdsvis øvre og nedre båndbredde frekvens.

4.10 Måling av støytall i LNA

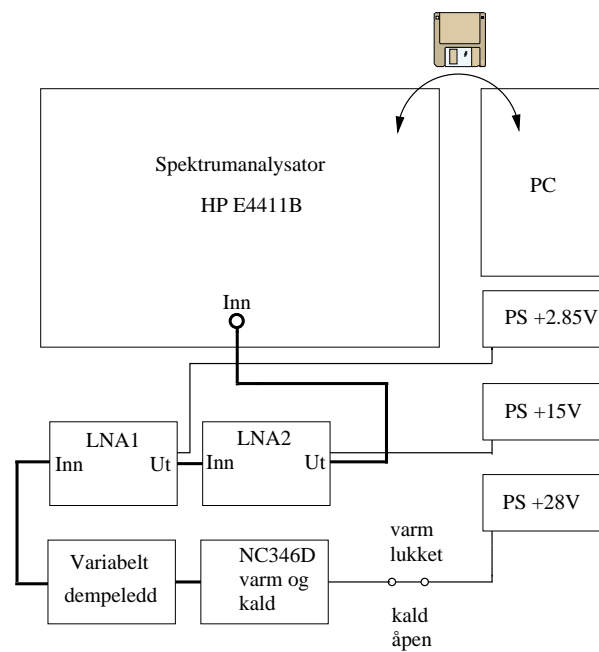
Videre testing er nødvendig for å finne ut hvordan vår LNA responderer på et termisk støysignal og hvordan støytallet i vår LNA er.

¹⁰Referanse til program se under **Hp8719d** i appendiks.

¹¹Referanse til program se under **Hp8719d** i appendiks.



Figur 4.12: Pre-test oppsett av LNA.



Figur 4.13: Y-faktor oppsett for støytalls måling.

Her foreligger det begrensninger i HP E4411B spektrumanalysatorens nedre støygulv (-120dBm) som ikke er lavt nok til å kunne detektere et signal fra vår LNA (-140dBm). Dette løses ved å forsterke opp signalet fra LNA under test med en annen høy-forsterkning LNA med et definert støytall. En støymåling av vår LNA utføres etter Y-faktor metoden (se kapittel 2.2.2). For å finne dette støytallet benyttes en spektrumanalysator, en aktiv støykilde NC346D¹², et dempeledd som er regulerbart og en LNA2. Se figur 4.13 for støytall testoppsett.

Den tilgjengelige NC346D har en kalibreringsrapport datert 4 desember 1997. Fra denne kalibreringen avleser vi utgangssignalet for 1 GHz, til ENR=21.77dB og for 2 GHz, til ENR=21.60dB. For en frekvens på 1.575GHz, midler vi og får ENR=21.69dB. ENR støysignal i dB er gitt av (2.51)

$$\text{ENR} = 10\log\left(\frac{T_1 - T_0}{T_0}\right) \quad (4.3)$$

hvor T_1 er støytemperaturen fra støykilden og T_0 er romtemperaturen. Vi løser (4.3) m.h.p. T_1 , setter inn det midlere ENR støysignalet og får $T_1=43085.5\text{K}$. Ved å slå av drivspenningen til NC346D vil $T_1 = T_0$.

Målingene foregår ved å måle med en kald og varm ENR, med drivspenning henholdsvis av og på. Denne målingen foretas med og uten LNA tilkoblet. Støysignalet fra NC346D dempes med 20dB *før* den føres inn på vår LNA og videre til LNA2. En måleserie består av måling med og uten vår LNA med kald ENR og varm ENR. Her stilles HP E4411B inn på et gitt frekvensskanneområde og målebåndbredde¹³.

Y-faktoren finnes ved å ta differansen mellom varm og kald effektdata, $Y = P_{\text{varm}}/P_{\text{kald}}$. Vi finner ekvivalent støytemperatur ved å bruke (2.38) og (2.42), hvor $T'_1 = T_1 + T_0$ er varm ENR og $T_2 = T_0$ er kald ENR som gir ekvivalent støytemperatur

$$T_e = \frac{T'_1 - YT_2}{Y - 1} = (F_{\text{kaskade}} - 1)T_0. \quad (4.4)$$

Vi løser dette med hensyn på F_{kaskade} og bruker (2.44), som gir

$$F_{\text{kaskade}} = F_{LNA1} + \frac{F_{LNA2} - 1}{G_{LNA1}} = \frac{T_e}{T_0} + 1 \quad (4.5)$$

deretter løser vi dette med hensyn på F_{LNA1} som gir estimert støytall

$$\hat{F}_{LNA1} = \hat{F}_{\text{kaskade}} - \frac{\hat{F}_{LNA2} - 1}{\hat{G}_{LNA1}}. \quad (4.6)$$

¹²Datablad til NC346D er gitt i det elektroniske bibliotek, se appendiks under **Lna**.

¹³Referanse til program se under **Lna** i det elektroniske bibliotek.

Støykarakteristikk	[dB]
LNA1 forsterkning	14.17
Støyfigur LNA1	0.8
Kabel med overganger	0.67
Dicke-vender, støyfigur	2
LNA2 forsterkning	48
Støyfigur LNA2	1
Mixer, støyfigur	9
Hybrid, støyfigur	1.5
Attenator 10 dB uten LNA1	10
Attenator 20 dB med LNA1	20
AIF forsterkning	40
Støyfigur AIF	5.83

Tabell 4.1: Forsterkning og støyfigur for komponenter i Dicke-radiometeret ved 1.575GHz. Verdiene er funnet ved å studere datablad, spesifikasjon og ved måling av de ulike komponentene.

Komponent	Temperatur [K]
Dicke-vender	306
LNA2	327
Mixer	303
Hybrid	301
AIF	318

Tabell 4.2: Målt komponenttemperatur i oppvarmet Dicke-radiometer.

4.11 Estimering av radiometerets ekvivalente støytemperatur

Ved generering av estimatet baseres støytallet til LNA fra spesifikasjonene til ALM-1106. Spesifikasjonen gir en støyfigur på $NF = 0.8\text{dB}$ som tilsvarer støytall på $F = 10^{NF/10} = 1.2$ noe som er ekstremt lavt. For å beregne systemets ekvivalente støytemperatur anvendes støykarakteristikk for komponentene i Dicke-radiometeret fra tabell 4.1. Vi måler driftstemperaturene på de respektive komponentene, dette fremkommer i tabell 4.2. For de øvrige komponentene er det antatt en romtemperatur på 290K da disse ikke oppvarmes nevneverdig. Vi beregner den ekvivalente støytemperaturen i radiometeret, ved å benytte (2.43) for kaskadekobling og (2.45f) for støytall i ulike komponenter¹⁴ gitt uten LNA ved

¹⁴Referanse til program for beregning av systemets ekvivalente støytemperatur er gitt i appendiks se under **Generelt**.

Attenator før AIF [dB]	T_e uten LNA [K]	T_e med LNA [K]	Forbedring [%]
10	388.8	73.5	46.4
20	421.7	74.8	48.7
26	530.5	79.0	55.0
30	750.2	87.4	63.7

Tabell 4.3: Estimering av ekvivalent støytemperatur i Dicke-radiometeret. Antatt temperatur på 290K for alle komponenter.

Attenator før AIF [dB]	T_e uten LNA [K]	T_e med LNA [K]	Forbedring [%]
10	476.0	76.9	52.1
20	509.7	78.2	54.0
26	621.2	82.4	59.1
30	846.5	91.1	66.5

Tabell 4.4: Estimering av ekvivalent støytemperatur i Dicke-radiometeret. Kompensert for målt komponenttemperatur.

$$\begin{aligned}
T_e = T_{kaskade} = & T_{kabel} + L_{kabel}T_{Dicke} + \\
& L_{kabel}T_{Dicke}T_{LNA2} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}T_{Mixer}}{G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}T_{Hybrid}}{G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}T_{Att}}{G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}T_{AIF}}{G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}}{G_{LNA2}G_{AIF}}. \tag{4.7}
\end{aligned}$$

Med LNA er estimatet gitt ved

$$\begin{aligned}
T_e = T_{kaskadeLNA} = & T_{LNA1} + \frac{T_{kabel}}{G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}T_{Dicke}}{G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}T_{LNA2}}{G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}T_{Mixer}}{G_{LNA1}G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}T_{Hybrid}}{G_{LNA1}G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}T_{Att}}{G_{LNA1}G_{LNA2}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}T_{AIF}}{G_{LNA2}G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}T_{AIF}}{G_{LNA2}G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}T_{AIF}}{G_{LNA2}G_{LNA1}} + \\
& \frac{L_{kabel}L_{Dicke}L_{Mixer}L_{Hybrid}L_{Att}}{G_{LNA2}G_{LNA1}G_{AIF}}. \tag{4.8}
\end{aligned}$$

Beregninger med ulike attenuatorer før AIF med og uten LNA er opplistet i tabell 4.3 og 4.4, for henholdsvis romtemperatur og kompensert for målt komponenttemperatur.

De teoretiske beregningene gir en gevinst mellom 52 og 66% lavere ekvivalent støytemperatur med vår bygde LNA tilkoblet radiometeret. Resultatet er avhengig av hvilken attenuator som må benyttes for å tilpasse LNA til radiometeret. Beregning av forbedringspotensialet i tabell 4.3 og 4.4 beregnes med

$$\text{Forbedring} = \left(1 - \frac{T_0 + T_{kaskadeLNA}}{T_0 + T_{kaskade}}\right) 100\%. \tag{4.9}$$

4.12 Oppkobling av vår LNA til radiometeret

For å unngå at vår LNA ikke selv genererer EMI og for å oppnå skjerming fra mulige EMI kilder, anvendes my-metallkapsling¹⁵ rundt komponenten.

Da strømtrekket for LNAen er ekstremt lavt (8mA), kan batteridrift anvendes. En kabelgjennomføring via vårt lokale faradaybur som fører driftspenning til LNA ga signifikant økning i EMI. En batterikilde kan derimot

¹⁵Datablad til my-metall, se appendiks under **Generelt**.

plasseres inne i det lokale faradayburet, og EMI unngås dermed.

En kobling av LNA til den eksisterende Dicke-mottakeren krever en forståelse av hvordan de ulike blokkene i radiometeret samspiller. En LNA tilkoblet gir et totalt forskjellig arbeidspunkt i radiometeret. For å dra nytte av komponenten må radiometerets arbeidspunkt korrigeres. En omfattende studie av radiometeret ble iverksatt, kombinert med en lang rekke forsøk for å få rebalansert målesystemet. Den passive referansestøykilden ble byttet ut med en aktiv referansestøykilde NC346D. Mellomfrekvens forsterkeren ble balansert slik at den ikke gikk i metning. Etter omfattende testing tilpasses LNA til radiometeret med å benytte en attenuator på 26dB før AIF, se figur 4.1 og referansestøykilden dempes med en attenuator på 6dB.

4.13 Antenneprober

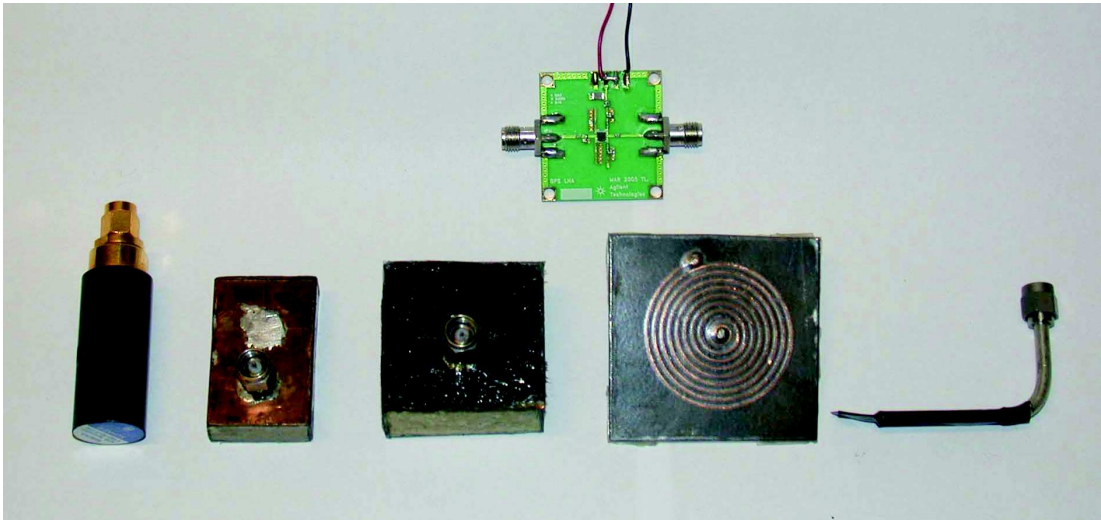
Antenneprober er passive komponenter som har den egenskapen at de omgjør elektromagnetiske bølger til en elektrisk spenning. En antenne har et strålingsdiagram som er direkte bestemt av konstruksjonen.

En helbølgeantenne har et strålingsdiagram som er uniformt i alle retninger sett fra et jordplan og kan realiseres som en 2-D konstruksjon. Dipolantennen har et strålingsdiagram som er vinkelrett på selve antennen og danner to like lober, denne kan også realiseres som en 2-D konstruksjon. En bølgeleder antenne er en direktiv antenne med en definert hovedlobe i en retning, men krever en 3-D konstruksjon. Felles for disse antenne typene er at de har lineær polarisasjon.

Elektromagnetiske bølger er polariserte. Det vil si at feltvektorene har en viss orientering i rommet. I elektromagnetiske bølger bruker vi det elektriske feltet som referanse. Om det elektriske feltet ligger i vertikalplanet, sier vi at den elektromagnetiske bølgen er vertikalt polarisert. Vertikal- og horisontal polariserte bølger er ortogonale til hverandre.

En helbølgeantenne og bølgelederantenne har et ubalansert matepunkt og kan kobles direkte til en ubalansert koaksialkabel. Dipolantennen har et balansert matepunkt og krever en balun (impedanstrafo) for å kunne tilkobles en ubalansert kabel. Disse antennene har et frekvensområde som er smalbandet, hvor de er tilpasset og har stor virkningsgrad.

En spiralantenne kan bestå av en eller to spiraler. En spiralantenne med en spiral har også et ubalansert matepunkt og kan således kobles direkte til en ubalansert kabel. Spiralantennen kan realiseres som en 2-D konstruksjon på en printplate. Spiralantennen har et strålingsdiagram som er noe



Figur 4.14: Foto av ulike antenneprober og øverst ferdigbygd LNA uten kapsling. Nedest fra venstre: Dummyload probe, bølgelederantenne for senterfrekvens 2.95 GHz, bølgelederantenne for senterfrekvens 3.2 GHz, spiralantenne for senterfrekvens mellom 1 og 4 GHz og monopole antenne for senterfrekvens 1.575 GHz.

mer komplekst i forhold til de andre antennene, men er direktiv og i tillegg sirkulært polarisert.

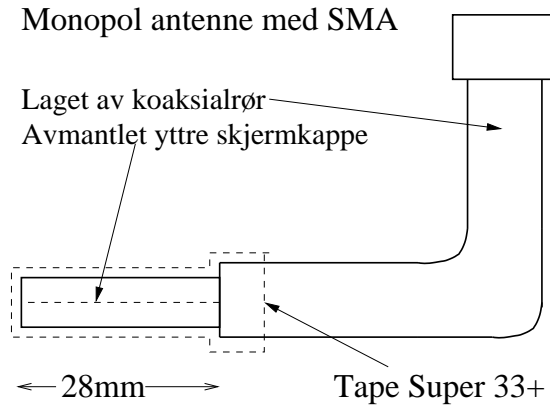
Det som skiller spiralantennen fra de andre designene er at den er bredbåndet, og kan operere over et frekvensbånd på mange GHz [Jacobsen et al., 2000] med stor virkningsgrad.

En antenne som er tilpasset til et medium, vil om mediet ikke er homogent, bli påvirket av de variable lasteffektene. Slik innvirkning skaper stående bølgefenomen. Stående bølgefenomen påvirkes av avstand til måleobjekt og penetreringsdybden gitt av (3.14). Stående bølgefenomen kan forklares med å se på (3.32), hvor $W(\mathbf{r})$ er vektingsfunksjonen som påvirkes av alle objekt som ligger i antennens strålingsdiagram.

I figur 4.14 kan vi se ulike prober som er benyttet ved uttesting og gradientmålinger.

4.14 Monopol antenne

Etter en ide har vi laget en monopol antenne av et koaksialrør, se figur 4.14 og 4.15. En helbølge monopol tilpasset vann for 1.575GHz har en lengde



Figur 4.15: Monopol antenne brukt som probe under gradient forsøk.

gitt av

$$\lambda = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.10)$$

hvor $\epsilon_r = 78$ for vann. Dette gir en lengde på monopolen på 21.6mm med et definert jordplan rundt monopolen. Monopolen ble laget uten jordplan, hvor en del av den ytre kokasialsjermkappen fungerer som jordplan. Dette ga en effektiv lengde på monopolen i vann på 28mm, som ble funnet ved forsøk. Ved å sette på en tape Super 33+¹⁶ fikk vi en betydelig forbedring i returnloss S_{11} og større båndbredde Δf .

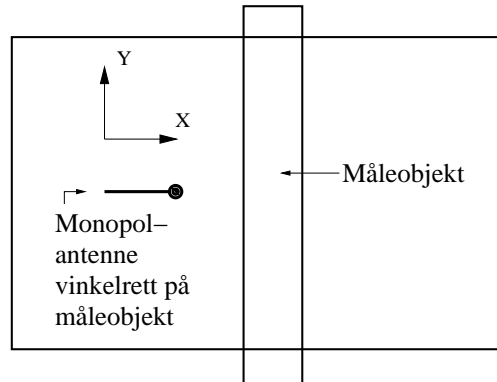
Som nevnt i kapittel 4.13 er monopolen lineært polarisert. Ved bruk av denne antenneproben på vår målemodell beskrevet i kapittel 4.4, vil romlig oppløsning være størst med antenneproben stående vinkelrett på måleobjektet, se figur 4.16.

4.15 Målemetode

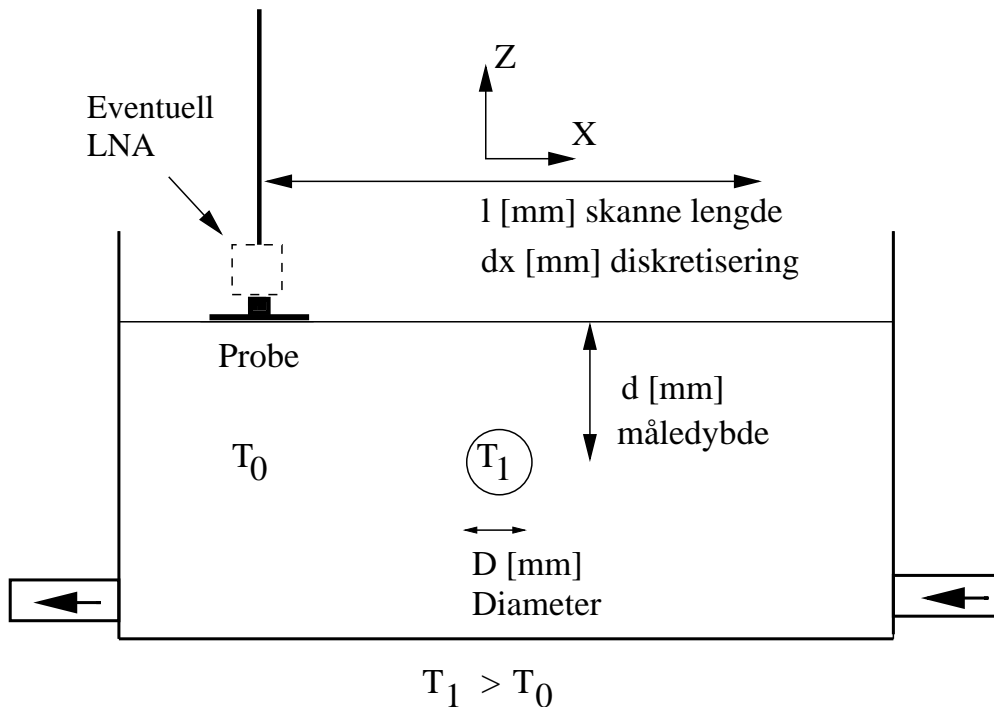
Vi velger en måledybde på l mm fra vannoverflate og ned til overkant av måleobjekt. Måleobjektet har en ytre diameter på D mm, slik at den effektive måledybden er fra overflaten til senter av måleobjekt er på $d = l + D/2$ mm, (se figur 4.17). Fra figur 3.2 kan vi ved 1.5 GHz se at den teoretiske penetreringsdybden i ferskvann er på ca. 5cm. På den effektive dybden d ønsker vi å teste ut radiometeret med og uten LNA, for ulike temperaturgradienter mellom T_1 og T_0 .

Målemetoden er vanskelig realiserbar med manuell mekanisk styring av antenneprobene. En annen utfordring er å regulere temperaturen, minimere konveksjon til omgivelsene og ta hensyn til tidsforsinkelsen fra tem-

¹⁶Datablad finnes i det elektroniske bibliotek, se appendiks under **Generelt**.



Figur 4.16: Målekar fra figur 4.4 sett ovenfra. Monopol antenneskanning av måleobjekt ved gradientmåling. Monopol antennen stående vinkelrett på måleobjekt gir det beste resultatet. Skanneretning er i x retning.



Figur 4.17: Skisse av målemetode. Måleobjektet kan realiseres med et sylindrisk eller et sfærisk objekt.

peraturen er satt til den er stabil i måleobjekt og målekar.

Vi velger å skanne over måleobjektet i x retning fra 0 til X mm, inkrementert med en Δx på a mm. For hver Δx måler vi N realisasjoner av prosessen. Måling på varmt legeme foregår ved å ta en referansemåling på $T_1 = T_0$, deretter en diskretisert gradientmåling med ΔT_1 K, ΔT_2 K, ΔT_3 K, \dots , ΔT_n K. Deretter måles det med negative temperatursteg fra ΔT_n , ΔT_{n-1} , \dots , ΔT_1 i K. Til slutt foretaes det på nytt en referansemåling på $T_1 = T_0$ for å se om systemet har bibeholdt sin stasjonærhet. Data taes inn i Matlab og prosesseres¹⁷. Vi omgjør måleresultatet i mV til °C, etter en kalibreringsmåling som gir systemets sensitivitet som brukes i omforming fra spenning til temperatur.

Signalnivå ved $\Delta T = 1$ K i differanse er gitt av (3.29). Ved å anta perfekt tilpasning vil signalnivået som stråler fra måleobjektet i et frevensbånd $B = 364$ MHz, være $\Delta P = k\Delta TB = kB = 5 \times 10^{-15}$ W = -143 dBW. Dette signalet skal propagere en avstand d gjennom fantomet før det når en antenneprobe, slik at signalnivået svekkes før den når antenneproben. Ved å se bort fra bolus i (3.53b), vil signaleffekten ΔP svekkes med $\Delta P_d = \Delta P \exp(-d/d_p)$, hvor d_p er den teoretiske penetreringsdybden i det valgte brystvevsfantomet. For en måledybde på $d = 4$ cm i ferskvann med $\Delta T = 1$ K og $d_p = 5$ cm gir en $\Delta P = -146.5$ dBW.

4.16 Sensitivitetsmåling

En sensitivitetsmåling¹⁸ utføres for hver antenneprobe som ble brukt for å få radiometerdata omformet til temperaturdata. Dette foregår ved å måle på et homogent medium. Under målingen logges temperaturen i det homogene mediet. Vi starter målingen ved en gitt temperatur T_1 og øker den kontinuerlig til T_2 . I praksis er det flythastigheten i det omkringliggende vannet som bestemmer hvor fort det homogene mediet oppvarmes. Data fra radiometer og temperaturlogger taes inn i Matlab og prosesseres. Et spredningsplot mellom radiometerdata og temperaturdata danner grunnlag for sensitivitets analysen. Ulike sensitivitetsmålinger brukes ved omgjøring fra mV til °C på den aktuelle antennen med og uten LNA tilkoblet.

¹⁷Referanse til ulike program, se appendiks under **Gradient**\

¹⁸Se under **Sensitivitet**\ i det elektroniske bibliotek.

Del III

Resultat

Kapittel 5

Preliminær test av LNA

5.1 Resultat av pretest av LNA

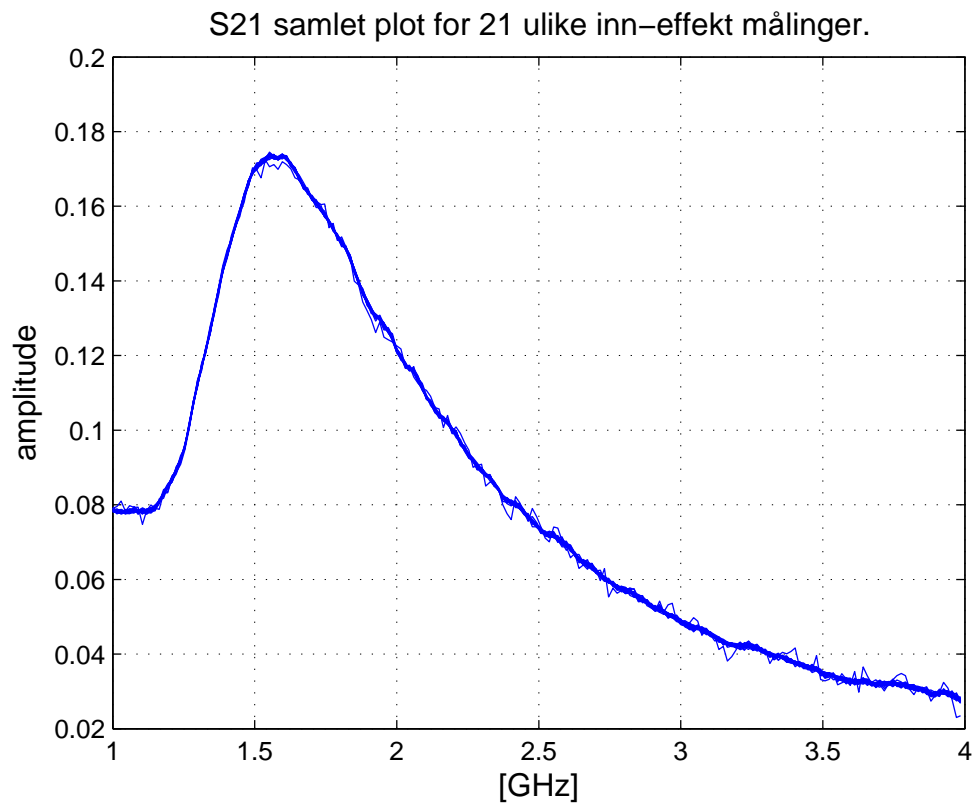
Programmet som er laget i Labview tar ca. 4 timer å kjøre. Data fra Labview taes inn i Matlab og postprosesserer. For å se om vår LNA har lineær forsterkning plotter vi frekvensresponsen for alle inngangsnivå fra -99dBm til -79dBm (se figur 5.1). Fra dette plottet kan vi konkludere med at vår LNA er lineær innenfor de valgte nivåene. Figur 5.2 gir resultat av testene som er utført. Vi har en senterfrekvens $f_c=1.575\text{GHz}$, forsterkning ved senterfrekvens på $S_{21}=14.17\text{dB}$ fra (2.8), båndbredde $\Delta f > 500\text{MHz}$, en konstant effektførsterkning over det dynamiske område og en skjevhet mot venstre. Fra (2.6) måler $S_{11}=-10.6\text{dB}$, fra (2.7), $S_{22}=-9.7\text{dB}$ og fra (2.9) $S_{12}=-27\text{dB}$.

5.2 Selvoppvarming i LNA

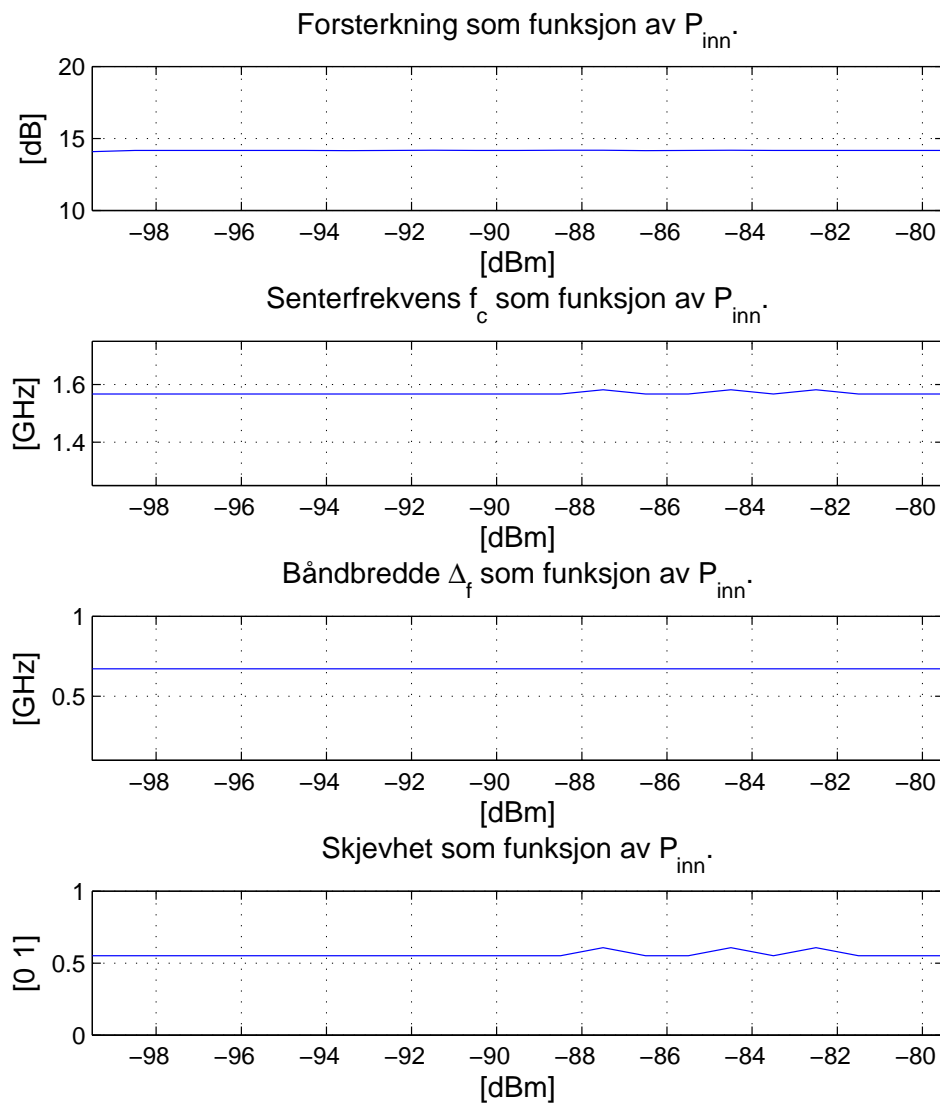
Vi ønsker å finne ut hvordan forsterkeren responderer på temperaturforandringer og hvor stor selvoppvarmingen er. Vi modifierer vårt Labview program ved å forandre antall midlinger fra 15 til 8 og med fast utgangssignal på -60dBm fra HP8719D. Dette medfører at testtiden nesten halveres fra ca. 4 timer til ca. 2 timer. Under test logger vi temperaturen med IPITEK temperaturlogger. Temperatursensorene plasseres på ALM-1106 brikken og på over- og undersiden av printplaten. Fra figur 5.3 ser vi at LNA har en selvoppvarming på 1.75°C .

5.3 Temperaturdrift i LNA

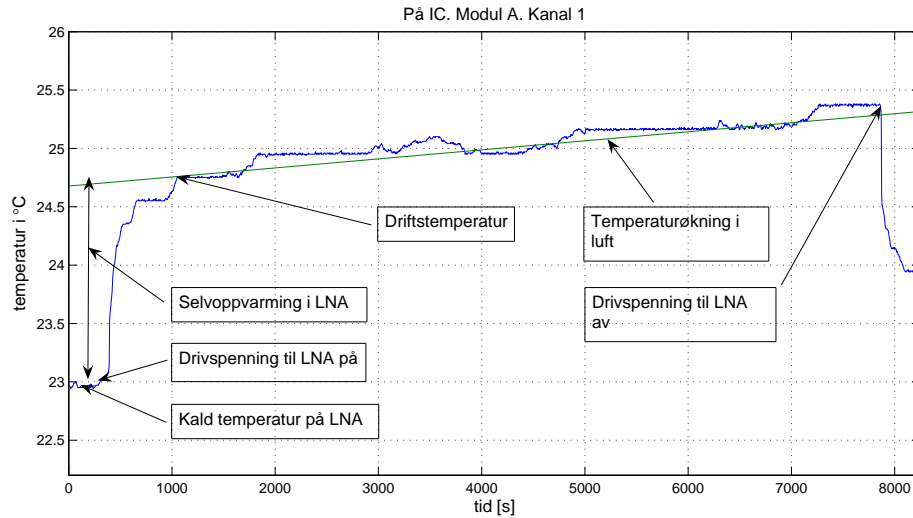
Temperaturdrift er en meget viktig parameter i enhver forsterker. I denne testen kjører vi et fast inngangsnivå $P_{inn}=-60\text{dBm}$, ingen koherent midling, målebåndbredde IFBW=100 Hz og ved 6 ulike temperaturer.



Figur 5.1: Frekvensrespons med inngangssignal fra -99dBm til -79dBm i steg på 1dBm. Det svakeste signalet på -99dBm har synlig rippel i plottet.



Figur 5.2: Forsterkning, senterfrekvens, båndbredde og skjevhet som funksjon av inngangssignal fra -99dBm til -79 dBm.



Figur 5.3: Logging av temperatur på ALM-1106 brikke (se figur 4.11) som funksjon av tid. Linjen i figuren er en lineær tilpasning til lufttemperaturen.

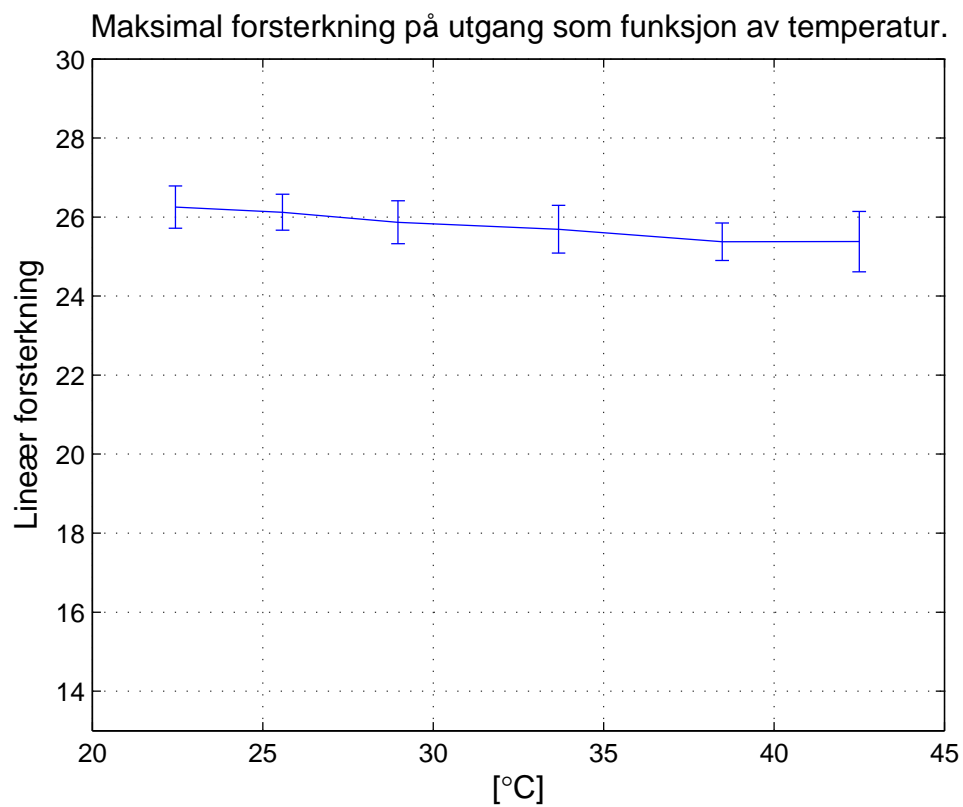
Det er kjørt ialt 6 tester hvorav *en* test hver for hver av de ulike temperatu-
 rene. Vi valgte å se på *en* måleparameter, forsterkning som funksjon av
 6 ulike temperaturer. Vi observerer fra figur 5.4 at forsterkningen S_{21} går
 ned med økende temperatur. Feilen som observeres ved økning i tempera-
 tur er forholdsvis lav, 1.7% målt på den midlere forsterkning.

5.4 Støytall

Målingen utført med Y-faktor metoden beskrevet i kapittel 4.10 viser at
 vår LNA har et støytall på $F = 1.61$. Dette avviker fra spesifikasjonen til
 ALM-1106 som estimerer et støytall på $F = 1.2$.

5.5 Estimat av systemets ekvivalente støytemperatur med målt støytall

Med et større støytall på vår LNA enn det som var forventet blir dermed
 systemets ekvivalente støytemperatur noe høyere. Forbedringspotensialet
 går ned når man sammenlikner med originaloppsett uten LNA med 10dB
 før AIF. Beregningene er foretatt med kompensert temperatur på kom-
 ponentene og med (4.7), (4.8) og (4.9). Se tabell 5.1 for ulike attenuatorer
 før AIF. Vi bruker radiometeret uten LNA med originaloppsett med en
 attenuator på 10dB før AIF, dette medfører at forbedringspotensialet går
 ned til 36.6% med LNA og 20dB før AIF.



Figur 5.4: Temperaturdrift i lineær forsterkning som funksjon av 6 diskrete temperaturer. Standardavviket i forsterkermålingene er plottet for de ulike temperaturene.

Attenator før AIF [dB]	T_e uten LNA [K]	T_e med LNA [K]	Forbedring [%]
10	476.0	194.2	36.8
20	509.7	195.5	36.6
26	621.2	199.8	36.1
30	846.5	208.4	34.9

Tabell 5.1: Estimering av ekvivalent støytemperatur i Dicke-radiometeret kompensert for målt komponenttemperatur. Forbedrings potensial i % er beregnet med (4.9) relativt til originaloppsett uten LNA med 10dB før AIF.

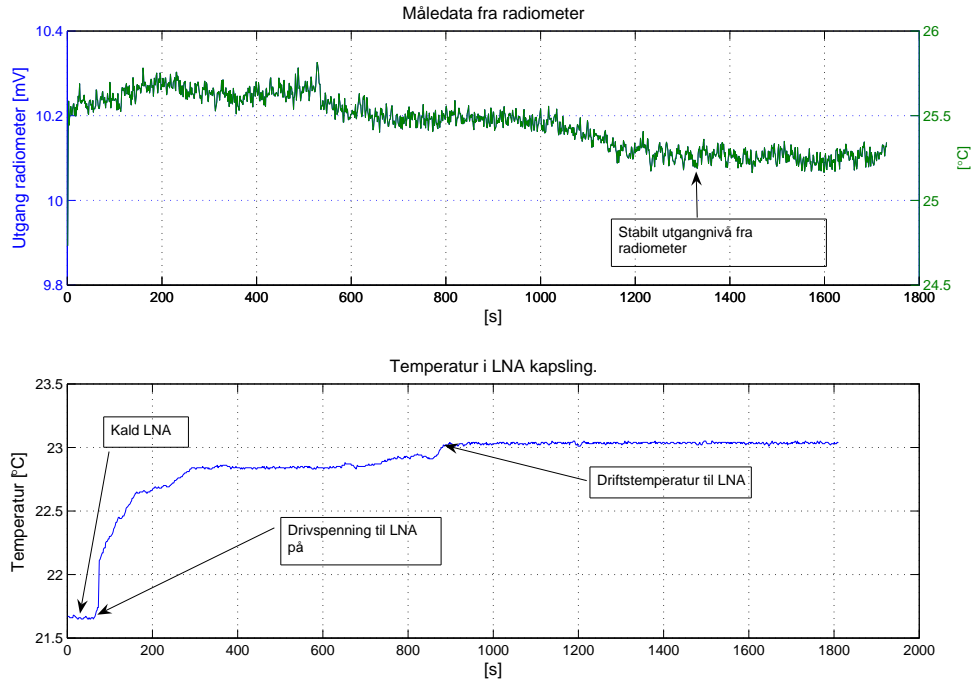
Fra (3.39) vil nøyaktigheten ved $T_B = 300\text{K}$, målt båndbredde i radiometer $B = 364\text{MHz}$ og en målt integreringstid på $\tau = 2.2\text{s}$ med LNA og 20dB før AIF være $\Delta T_{B,min} = 0.0263\text{K}$. Uten LNA vil den tilsvarende nøyaktigheten $\Delta T_{B,min} = 0.0411\text{K}$. Dette estimatet er beregnet utfra antakelsen om at Dicke-radiometeret er balansert. Et ubalansert Dicke-radiometer vil ha en nøyaktighet gitt av (3.38).

5.6 Radiometrisk temperaturdriftsmåling med vår LNA

Vi utførte initisielt radiometriske målinger med en dummyload som probe. Temperaturen inne i my-metallkapslingen logges. Vi startet med en kald LNA og logget temperatur og foretok radiometriske målinger. Drivspenningen til LNA ble slått på etter 1 min. En tidligere kalibreringsmåling med dummyload er tilgjengelig og gitt ved $\alpha = 0.35\text{mV}/^\circ\text{C}$. Fra figur 5.5 avleser vi $\Delta V_0 = 0.18\text{mV}$, $\Delta T_{\text{drift}} = 1.4\text{K}$. Fra (3.41) kan vi få ΔV_0 om til temperatur, dette gir $\Delta T_B = \Delta V_0/\alpha = 0.51\text{K}$. Selvoppvarmingen blir da $\Delta T_B/\Delta T_{\text{drift}} = 0.51/1.4 = 0.36\text{K/K}$. Dette betyr at vår LNA drifter med 0.36K for hver 1K økning i omgivelsestemperatur. Dette medfører at ved bruk av vår LNA på radiometrimåling må omgivelsestemperaturen være konstant innenfor noen tidels K. Fra temperatur loggdata ser vi at LNAen oppnår driftstemperatur etter 14 min. Videre fra samme figur observerer vi at forsterkeren trenger ca. 20 min til utgangen stabiliseres.

5.7 Rippel på radiometriskmåledata med og uten LNA

Rippel på radiometriskmåledata med og uten LNA forteller oss hvor nøyaktige målinger vi kan forvente. Forholdet mellom RMS støyripping vil fortelle oss om vi har en degradering eller en forbedring av målenøyaktigheten fra (3.39) i forhold til vårt estimat gitt fra kapittel 5.5.



Figur 5.5: Øverst: Radiometrisk måledata fra LNA. Nederst: Logging av temperatur inne i LNA-kapslingen.

Vi foretar en kalibreringsmåling med og uten LNA med en spiralantenne som probe mot et homogent vannmedium og en attenuator på -26dB før AIF, se figur 5.6 og 5.7. Rippel på måledata uten LNA er på $\sigma_{u\text{LNA},V_0} = 0.0287\text{mV}$ og med LNA $\sigma_{m\text{LNA},V_0} = 0.0131\text{mV}$. Ved bruk av (3.41) omdanner vi måledata til temperaturdata ved bruk av sensitiviteten $\alpha_{u\text{LNA}} = 0.4510\text{mV}/^\circ\text{C}$ uten LNA og $\alpha_{m\text{LNA}} = 0.3120\text{mV}/^\circ\text{C}$ med LNA. Dette gir

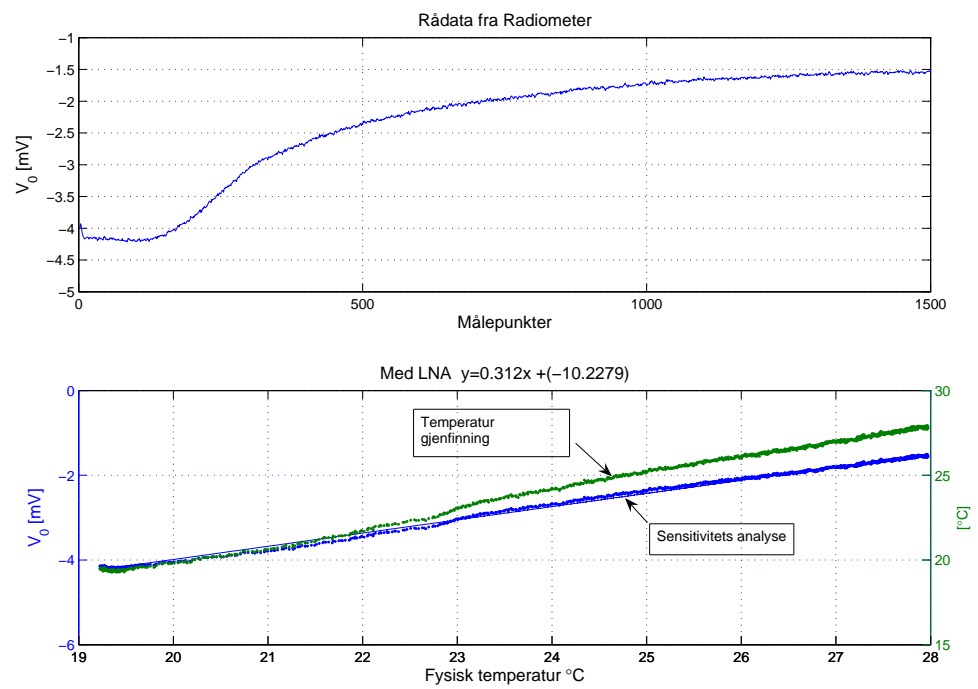
$$\sigma_{m\text{LNA},T_B} = \sigma_{m\text{LNA},V_0} / \alpha_{m\text{LNA}} = 0.0421^\circ\text{C} \quad (5.1)$$

med forsterker og

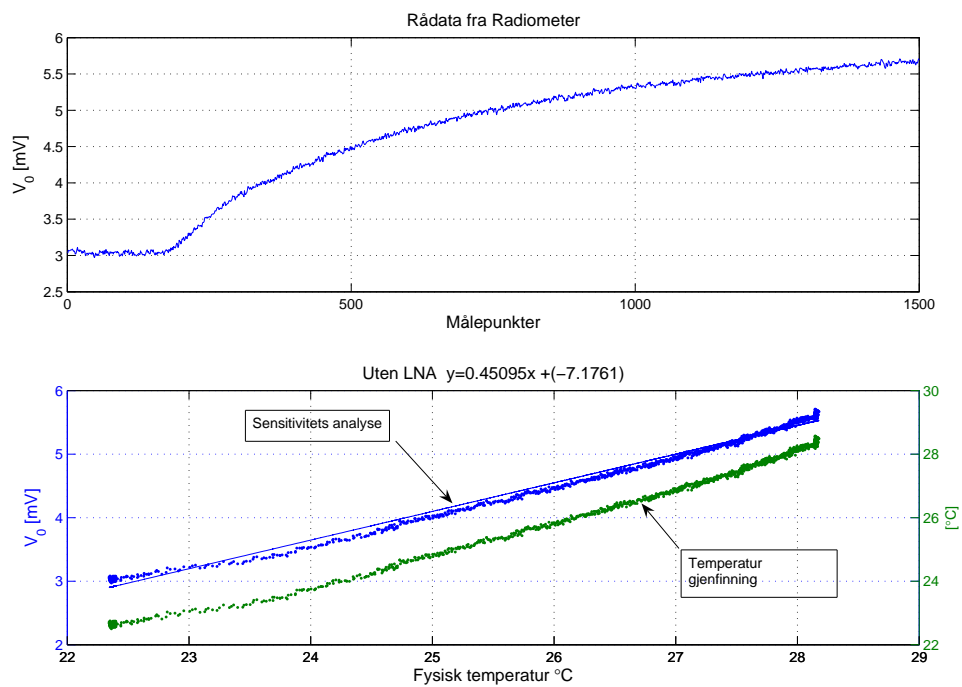
$$\sigma_{u\text{LNA},T_B} = \sigma_{u\text{LNA},V_0} / \alpha_{u\text{LNA}} = 0.0637^\circ\text{C} \quad (5.2)$$

uten forsterker. Disse radiometriske testene med og uten LNA viser at vår forsterker forbedrer RMS støyripping med

$$\text{Forbedring} = \frac{\sigma_{u\text{LNA},T_B} - \sigma_{m\text{LNA},T_B}}{\sigma_{u\text{LNA},T_B}} 100\% = 34\%. \quad (5.3)$$



Figur 5.6: Kalibreringsmåling med LNA for spiralantenne. Fra rå radiometerdata øverst henter vi ut standardavviket til radiometerdata $\sigma_{\text{mLNA}, V_0}$ i et område som har konstant temperatur. Fra spredningsplottet nederst henter vi ut sensitiviteten til antennen α_{mLNA} .



Figur 5.7: Kalibreringsmåling uten LNA for spiralantenne. Fra rå radiometerdata øverst henter vi ut standardavviket til radiometerdata σ_{uLNA, V_0} i et område som har konstant temperatur. Fra spredningsplottet nederst henter vi ut sensitiviteten til antennen α_{uLNA} .

Kapittel 6

Radiometrimålinger på varmt legeme

6.1 Testing av automatisert måling på et legeme

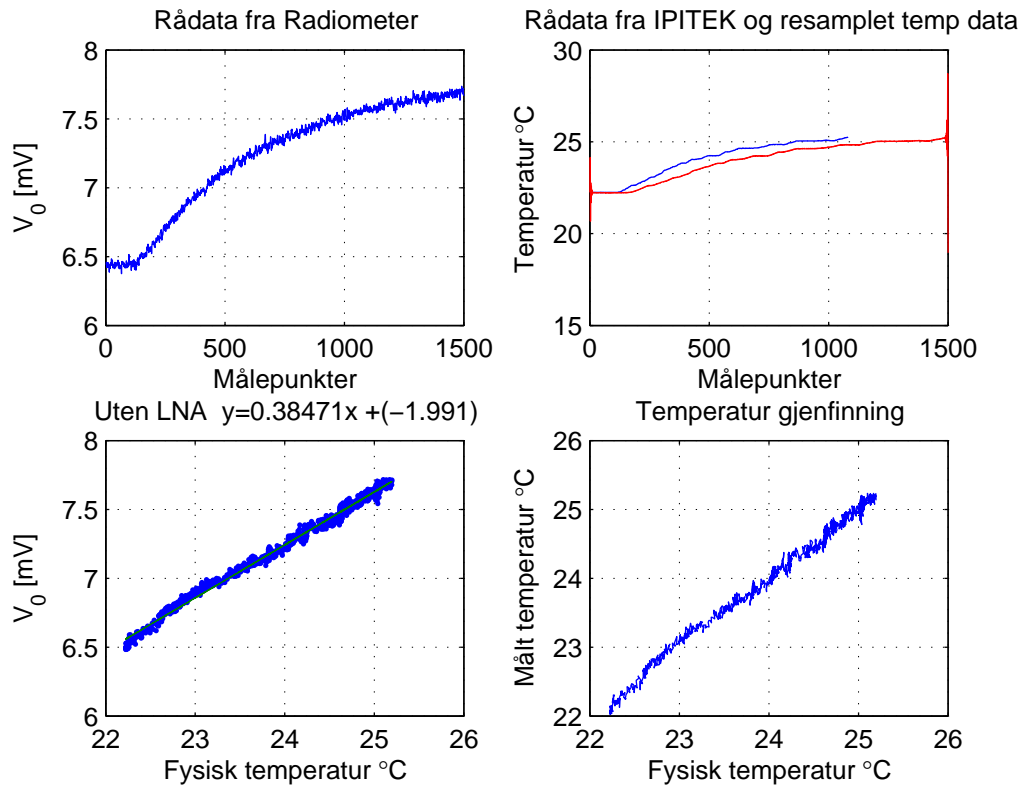
En testmåling med en monopoll antenne, senterfrekvens 1.575 GHz, med en temperaturdifferanse på $\Delta T = 6\text{K}$, måledybde på $d = 27\text{mm}$, $N = 10$ målinger for hver diskretisert $\Delta x = 2\text{mm}$ og en skannelengde på $l = 100\text{mm}$ ble utført. Dette var den første målingen på et varmt sylindrisk legeme som viste at vårt eksperimentelle oppsett fungerer.

Kalibreringsmålingen foregår ved å kjøre en kontinuerlig oppvarming av et homogent vannmedium fra T_1 til T_2 , hvor vi samtidig måler radiometrisk og logger temperaturen. En kalibreringsmåling med monopollprobe, se figur 6.1, danner grunnlag for å omdanne radiometridata til temperaturdata. Resultatet av denne testmålingen og hvordan måledata prosesseres i Matlab kan sees i figur 6.2.

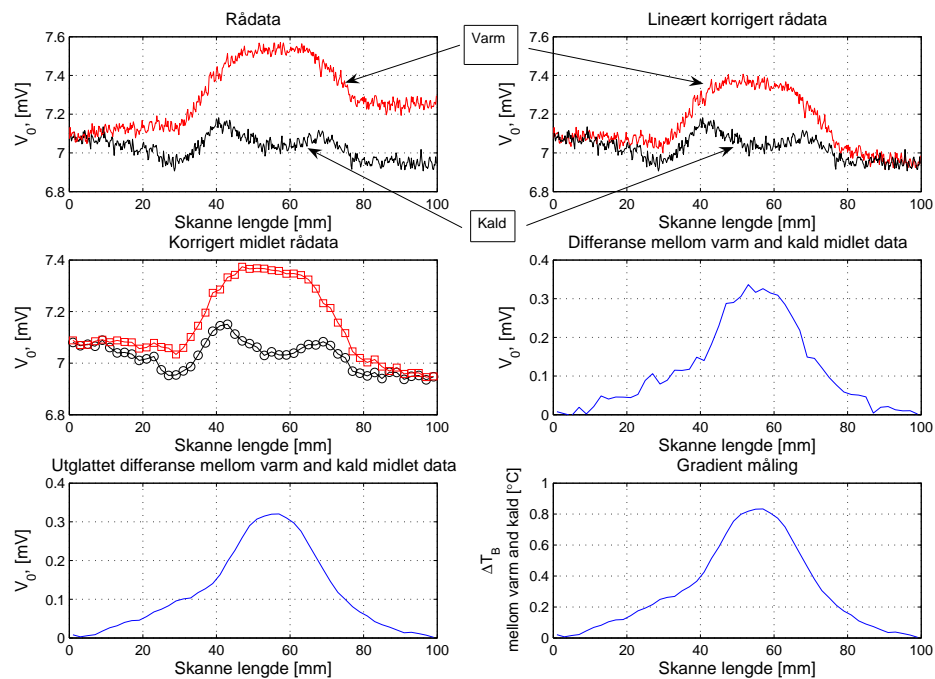
6.2 Måling på varmt sylindrisk legeme med monopoll antenne

Vi velger en effektiv måledybde på $d = 38\text{mm}$. På denne dybden vil vi teste ut radiometeret med og uten LNA, på gradienter på 1, 3 og 5K. Radiometeret er tilpasset til vår LNA med en attenuator på -20dB før AIF.

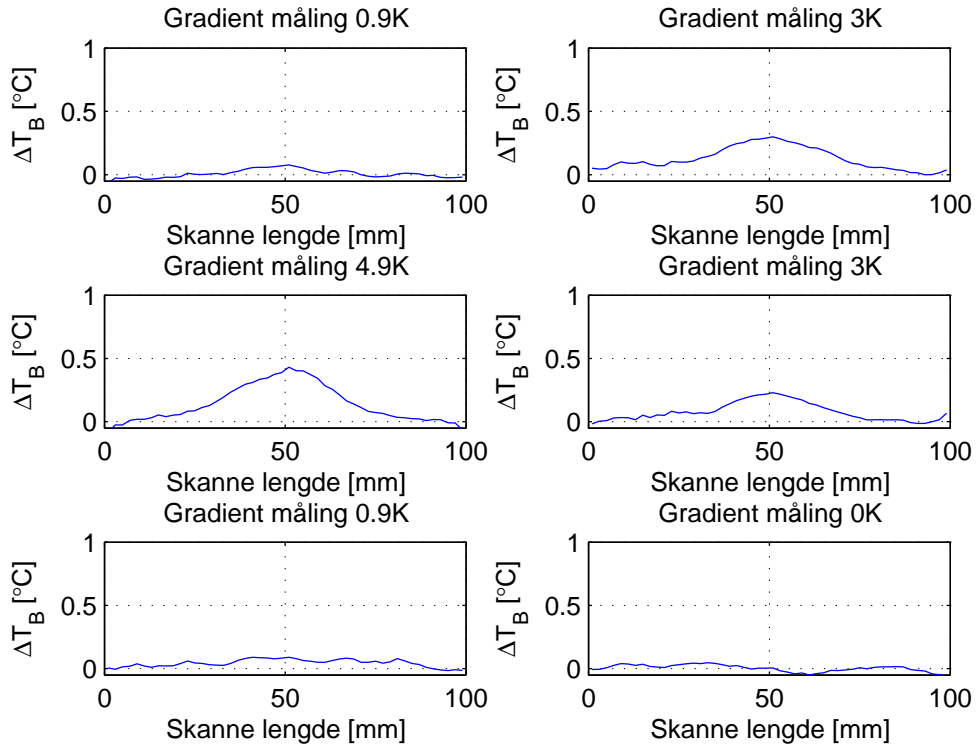
Vi velger å skanne over måleobjektet i x retning fra 0 til 100mm, diskretisert med en Δx på 2mm. For hver Δx måler vi $N = 6$ realisasjoner. Måling på varmt legeme foregår ved å ta en referansemåling på $\Delta T = 0\text{K}$, deretter en måling med 1K, 3K og 5K i gradient, for så å gå motsatt vei med gradienter på 5K, 3K og 1K. Den siste gradient målingen foretaes



Figur 6.1: Kalibreringsmåling med monopole med temperatur mellom 20-25°C. Øverst til venstre: Rådata fra radiometeret i mV. Øverst til høyre: Rådata fra temperaturlogger og resamplet rå temperaturdata. Nederst til venstre: Spredningsplot mellom radiometrisk rådata og resamplet temperaturdata. I dette plottet finner vi en lineær regresjonslinje som gir kalibreringen for gjenfinning av temperatur fra måledata $y = \alpha x + \beta$. Nederst til høyre: Gjenfinning av temperatur fra målt radiometridata.



Figur 6.2: Radiometrisk måling på varmt sylindrisk legeme med monopol antenne ($f_c = 1.575$ GHz), temperaturdifferanse på $\Delta T = 6$ K og måledybde på $d = 27$ mm. Øverst til venstre: Rå måledata fra radiometeret i mV. Varm måling har en lineær temperaturøkning pga. varmekonveksjon mellom måleobjekt og vannmedium. Øverst til høyre: Korreksjon for å oppnå samme start- og stoppnivå i varm som i kald måling. Midtre til venstre: Midlet korrigeret rådata. Midtre til høyre: Differansen mellom midlet data, og viser differansen mellom varm og kald radiometriskmåling i mV. Nederst til venstre: Glattet differanse mellom midlet data. Nederst til høyre: Klarhetstemperaturen ΔT_B i °C.



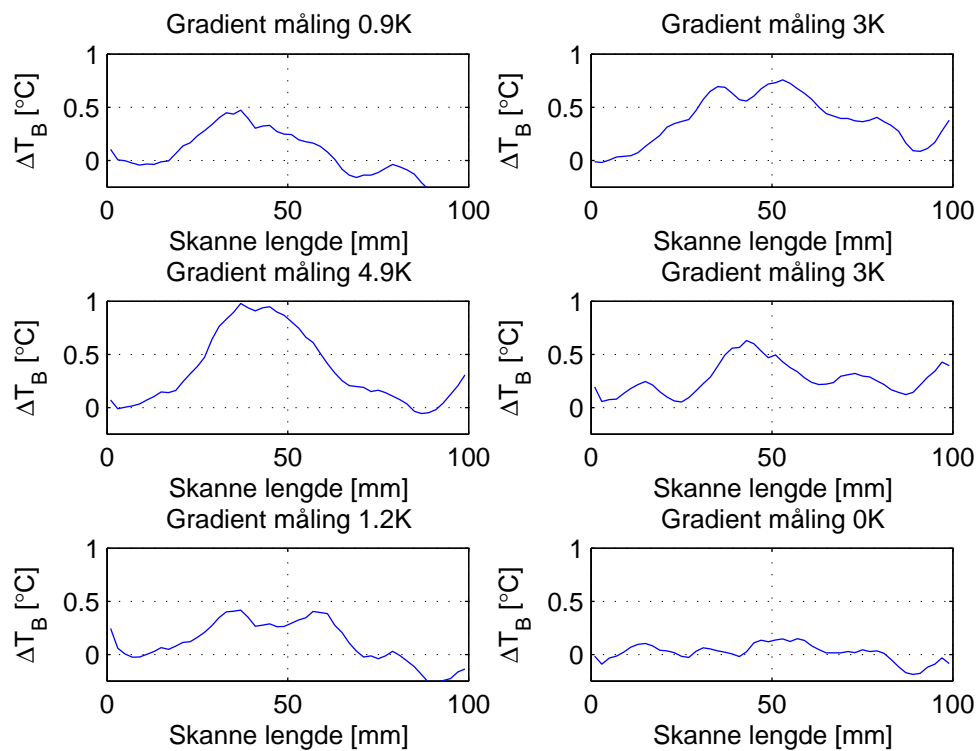
Figur 6.3: Gradientmåling på varmt legeme uten LNA og med monopol antenne. Øverst til venstre: $\Delta T = 0.9K$. Øverst til høyre: $\Delta T = 3K$. Midten til venstre: $\Delta T = 4.9K$. Midten til høyre: $\Delta T = 3K$. Nederst til venstre: $\Delta T = 0.9K$. Nederst til høyre: $\Delta T = 0K$.

med en ny referansemåling på $\Delta T = 0K$. En måleserie uten LNA er vist i figur 6.3. En måleserie med LNA og $-20dB$ før AIF, er vist i figur 6.4. En måleserie med LNA og $-26dB$ før AIF, er vist i figur 6.5.

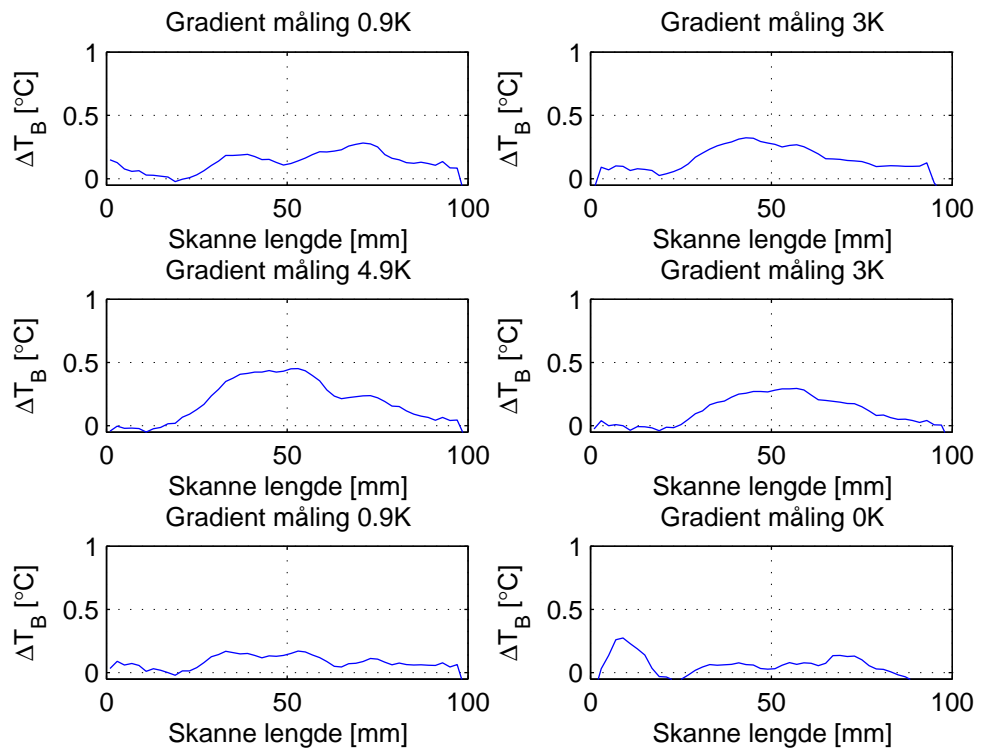
En gradientmåleserie med monopol antenne på gradienter 1K, 3K og 5K og deretter på 3K, 1K og 0K er utført med og uten LNA. I figur 6.3 viser vi resultatene uten LNA og i figur 6.5 viser vi de samme resultatene med LNA.

6.3 Måling på varmt sfærisk måleobjekt med monopol antenne

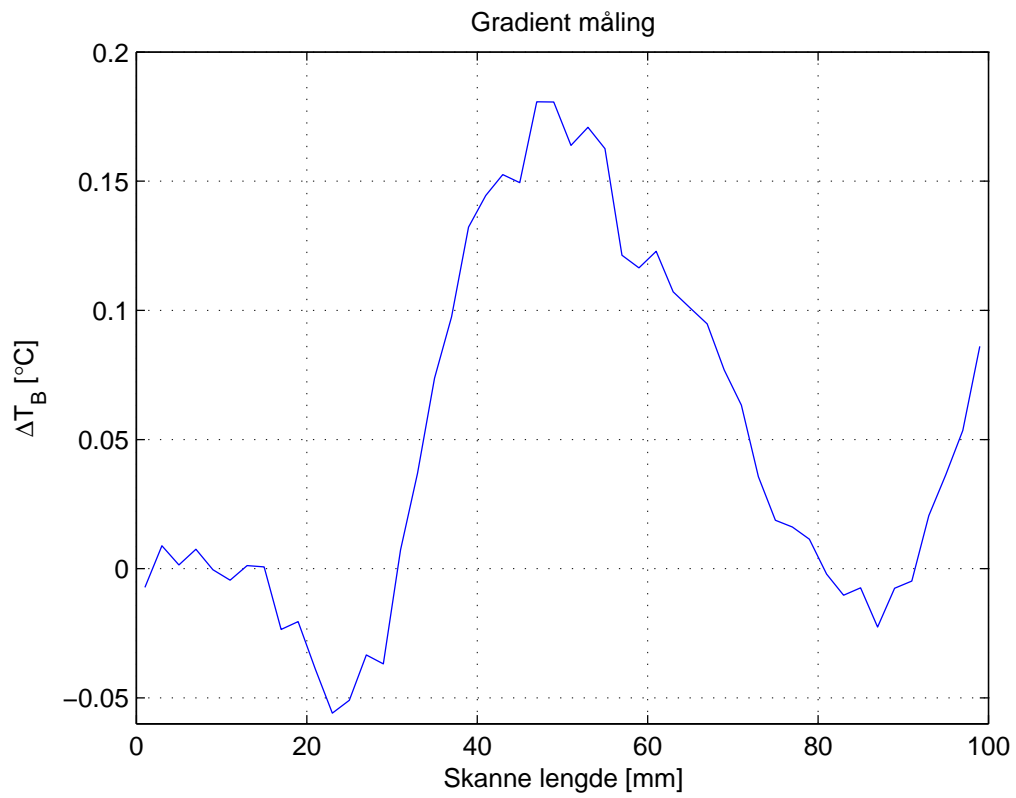
En gradientmåling på et sfærisk måleobjekt er utført med monopol antenne på en dybde på $d = 25$ mm, med en gradient på 5K, skannelengde på $l = 100$ mm og uten LNA. Resultatet av denne målingen viser vi i figur 6.6.



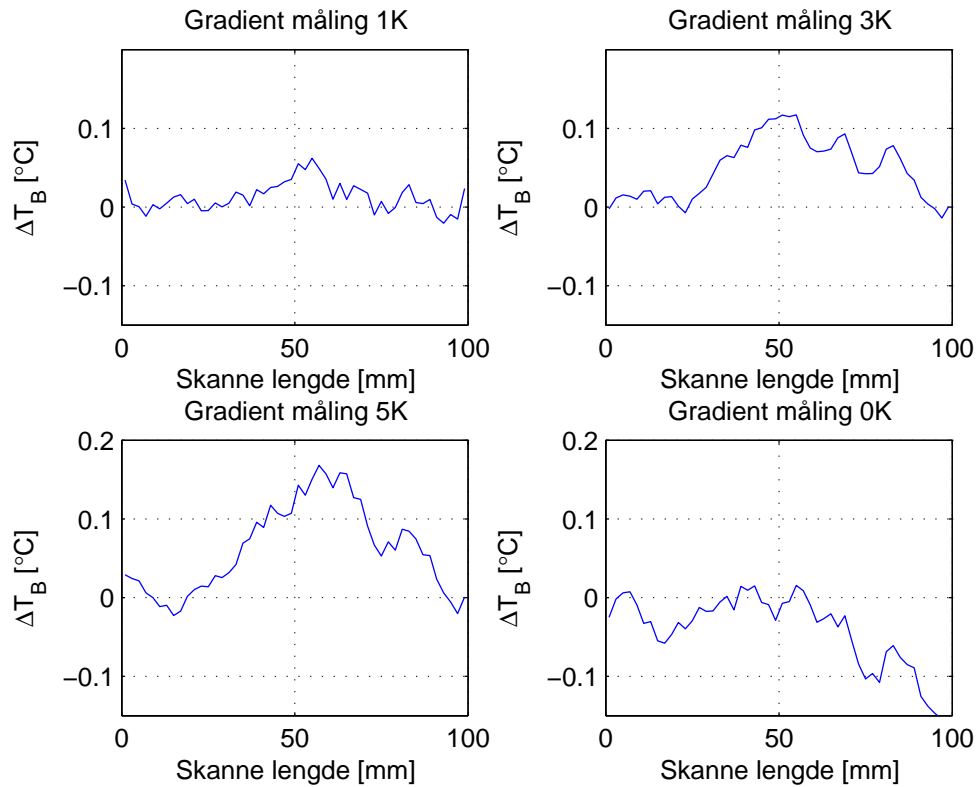
Figur 6.4: Gradientmåling på varmt legeme med LNA og monopol antenne, -20dB før AIF. Øverst til venstre: $\Delta T = 0.9\text{K}$. Øverst til høyre: $\Delta T = 3\text{K}$. Midten til venstre: $\Delta T = 4.9\text{K}$. Midten til høyre: $\Delta T = 3\text{K}$. Nederst til venstre: $\Delta T = 1.2\text{K}$. Nederst til høyre: $\Delta T = 0\text{K}$.



Figur 6.5: Gradientmåling på varmt legeme med LNA og monopol antenne, -26dB før AIF. Øverst til venstre: $\Delta T = 0.9\text{K}$. Øverst til høyre: $\Delta T = 3\text{K}$. Midten til venstre: $\Delta T = 4.9\text{K}$. Midten til høyre: $\Delta T = 3\text{K}$. Nederst til venstre: $\Delta T = 0.9\text{K}$. Nederst til høyre: $\Delta T = 0\text{K}$.



Figur 6.6: Gradientmåling på sfærisk måleobjekt med monopol antenneprobe uten LNA, $\Delta T = 5$ K. Måledybde $d = 25$ mm og skannelengde $l = 100$ mm.



Figur 6.7: Gradientmåleserie med spiral antenneprobe på et sfærisk måleobjekt uten LNA. Måledybde $d = 25$ mm og skannelengde $l = 100$ mm.

6.4 Måling på sfærisk måleobjekt med spiralantenne

En gradientmåleserie med spiral antenneprobe på 1K, 3K, 5K og 0K er utført på en måledybde $d = 25$ mm, skannelengde $l = 100$ mm og uten LNA. Resultatet av måleserien er vist i figur 6.7.

Kapittel 7

Diskusjon og konklusjon

I denne oppgaven har vi laget et interferensfritt målesystem for detektering av temperaturgradienter. Løsningen er basert på et nytt system hvor det benyttes bølgeledere for gjennomføring av slanger til måleobjekt. Måleoppsettet er automatisert, ved å benytte robot for styring av antenneprobe over et måleobjekt. Datainnsamling fra et slikt måleoppsett foregår automatisk. Vi har laget metoder for å prosessere data, og fremstiller målinger ved økning i klarhetstemperatur.

Radiometeret ved Institutt for fysikk og teknologi er forbedret med en ny metode som benytter en selvbygd lavstøyforsterker før Dicke-venderen. Dette er en metode med en såkalt aktiv antenne. En slik metode er ikke tidligere utført i radiometrisammenheng, så vidt vi kan se fra litteratursøk. Hovedårsaken er at dette har vært ansett som vanskelig gjennomførbart, pga. drift i forsterkerenheten.

Det er utført radiometriske gradientmålinger på brystvevsfantom av vann med og uten lavstøyforsterker. Dette viser at vi har klart å implementere en aktivantenne før Dicke-vender. Målinger som er utført viser at vi har oppnådd et forbedret signal-til-støyforholdet (SNR) på 34%, ved bruk av LNA i forhold til originaloppsettet.

7.1 Diskusjon

Vi skal nå se litt kritisk på hva som er gjort i dette studiet. Vi vil derimot ikke diskutere de ulike program som er utarbeidet siden disse er ansett som et nødvendig verktøy.

7.1.1 Måleoppsett

Måleoppsettet er forbedret ved at vi kan foreta radiometriske målinger uten målbar interferens. Dette er løst ved å benytte et lokalt faradybur hvor det benyttes bølgeledere for gjennomføringer av slanger til måleobjektet. I tillegg er romlige målinger utført ved å benytte en slisse, hvor koaksialrøret kan beveges fritt i 1-D. Slissen er i seg selv en åpning som gir interferens. Ved å benytte en medbringer som ligger plant over slissen, unngår vi interferens. Målinger er utført ved senterfrekvens på 1.575 GHz. Om det er målbar interferens på andre frekvenser som benyttes i radiometrimålinger, er ikke verifisert.

Ulempen med det lokale faradyburet er størrelsen. Ved å måle på et brystvevsfantom av vann, er det etter det vi erfarer, behov for et stort og dypt målekar. Dette kan lett løses ved å bygge et større lokalt faradaybur.

7.1.2 Brystvevsfantom

Som tidligere nevnt har vi benyttet vann som brystvevsfantom. Dette fantomet er letthåndterlig, men gir problemer i et lite målekar. Problemet er at vektingsfunksjonen $W(\mathbf{r})$ gir stående bølgefenomen. Et objekt nedsenket i et vannfantom med liten romlig utstrekning gir en vektingsfunksjon som forårsaker stående bølgefenomen. Stående bølgefenomen utarter seg ved at skannesignalet fra radiometeret gir stor dynamikk i skannesignalet, forårsaket av at antenneproben "ser" bunn, vegger, slanger, objekt og liknende. Dette kan løses ved å øke den romlige utstrekningen eller benytte et annet brystvevsfantom (f.eks. et fast medium).

7.1.3 Lavstøyforsterker

Forforsterker er ikke tidligere brukt på utsiden av Dicke-venderen.

Målinger som er utført på LNAen tilsier at den har 1) liten forsterkningsdrift, 2) lite strømtrekk, 3) lavt støytall, 4) moderat forsterkning, 5) god sensitivitet, i tillegg oppfylles de fleste spesifikasjonene slik som S_{11} , S_{12} , og S_{22} .

Ulempene som vi har erfart ved bruk av lavstøyforsterkeren er at den har 1) lang oppvarmingstid, før den kan benyttes til radiometriske målinger, typisk 20-30 min avhengig av valgt antenneprobe, 2) selvoppvarming på 1.75K, 3) temperaturdrift på 0.36 K/K og 4) et noe større målt støytall enn spesifikasjonene.

Temperaturdrift kan unngås ved å holde temperaturen rundt lavstøyforsterkeren så konstant som mulig. En mulig årsak til avviket i støytall kan være andre spesifikasjoner på de diskrete komponentene (spoler, kondensatorer og motstander) vi har brukt i forhold til komponentene Agilent Technologies har benyttet. En annen årsak kan være at målemetoden vi har brukt ikke er tilstrekkelig nøyaktig, fordi vi har benyttet en LNA2 for å få et tilstrekkelig høyt signalnivå som kan detekteres i HP E4411B spektrumanalysator. Fra (2.22) vil en tilkobling av en LNA2 etter LNA1 gi en forsterkning som er avhengig av spredningsparametere og refleksjonskoeffisienter på inn- og utgang av begge forsterkere. En korrekt måling er derfor avhengig av en refleksjonsfri tilpasning mellom LNA1 og LNA2, eller at spredningsparametere og refleksjonskoeffisienter er kjent for begge komponentene. En tredje mulighet for større støytall er mistilpasning forårsaket av vår LNA, se kapittel 2.2.6.

7.1.4 Ekvivalent støytemperatur i radiometeret

Vi har estimert ekvivalent støytemperatur i radiometeret i originaloppsett og med aktiv antenneoppsett. Teoretiske beregninger viser at vi kan forvente en forbedring på ekvivalent støytemperatur på 36%.

Radiometriske målinger viser at vi oppnår et radiometrisk forbedret SNR ved bruk av aktiv antenne med 34% i forhold til originaloppsettet. Dette er marginalt dårligere enn den teoretiske beregningen og viser at de teoretiske og målbare resultatene er tilnærmet like.

7.1.5 Antenneprobe

I forsøket med å detektere gradienter på et sylindrisk objekt, var det nødvendig å tenke alternativt med hensyn på antenner med senterfrekvens på 1.575 GHz. Vi laget et monopollantenneprobe som var med på å øke forståelsen av hvordan gradientmålinger utføres. Monopollantennen ga oss mulighet til å måle på sylindrisk måleobjekt, men er noe uegnet til reelle målinger da kobling til kroppsvev er vanskelig. På sfærisk måleobjekt som er mest lik en reell kreftsvulst ga en spiralantenne gode resultater.

7.1.6 Sensitivitetsmåling

Sensitivitetsmålingen er automatisert. Tidligere var denne preget av fullstendig manuell måling. Ulempen med vår metode er at vi benytter to datamaskiner, hvor starttid for logging av temperatur og starttid av datalogging med Labview må synkroniseres på begge maskinene. Det er en forholdsvis lett oppgave å rekonfigurere på en maskin slik at dette unngås.

7.1.7 Gradientmålinger med monopol antenne på sylindrisk måleobjekt

Vi har utført gradientmålinger på et sylindrisk objekt ved bruk av en monopol antenneprobe. Målingene er utført med radiometeret i originaloppsett og med forbedret versjon hvor det er benyttet LNA med to ulike attenuatorer før AIF. Vi har klart å detektere gradienter på ned til 1K ved en dybde på $d = 38$ mm, med og uten LNA. Målinger med LNA tilsier at vi har klart å implementere en aktiv antenne som fungerer. En forsterkningsdrift i vår LNA ville umuliggjort en slik måling.

Resultatene fra målingene i originaloppsett og med LNA med 20dB attenuator før AIF er ulike, se figur 6.3 og 6.4. Forklaringen kan være at radiometeret ikke er lineært pga. at AIF forsterkeren går i metning med 20dB før AIF med LNA tilkoblet. Variasjonen fremkommer ved at klarhetstemperaturen ΔT_B er ulik i de to måleseriene. Med 26dB før AIF og med LNA er resultatene fra figur 6.3 uten LNA og fra figur 6.5 med LNA sammenlignbar, ved at klarhetstemperaturen ΔT_B er tilnærmet lik. Utfra dette kan vi konkludere med at radiometeret må ha 26dB før AIF ved bruk av aktiv antennemetode.

Ved å betrakte figur 6.3 og 6.5 verifiseres det at gradienter ned til $\Delta T = 0.9$ K kan detekteres.

Resultatet fra figur 6.5 på $\Delta T = 0$ K, dvs. hvor vi sammenlikner første referansemåling og siste referansemåling, gir et peak i begynnelsen av skanningen. Dette er et resultat av at første referansemåling har noe større utslag i begynnelsen av skanningen enn siste referanse. Årsaken til et slikt utslag kan være at kablen som fører strøm til LNA ikke har samme posisjon under de ulike skanningene. Dette er rettet opp i senere målinger ved at vi har montert en batteripakke på selve LNA kapslingen, og dermed unngår en slik uheldig ikke-stasjonærhet.

7.1.8 Gradientmålinger på sfærisk måleobjekt uten LNA

Det er utført radiometriske gradientmålinger på et sfærisk måleobjekt med monopol og spiral antenneprobe.

Med monopol antennen utførte vi kun en måling på en differanse på $\Delta T = 5$ K, måledybde $d = 25$ mm og skannelengde $l = 100$ mm. Resultatet kan vi se i figur 6.6. Grunnen til at det bare ble utført en måling er at vi ønsket å konsentrere oss om spiral antenneproben, siden en slik probe er mer hensiktsmessig i reelle kliniske målinger.

Radiometriske målinger med spiral antenneprobe på sfærisk måleobjekt

ble utført på samme oppsett som for monopol antenne. Fra figur 6.7 observerer vi deteksjon av gradienter ned til $\Delta T = 1\text{K}$. Videre observerer vi at klarhetstemperaturen ΔT_B er mye lavere på et sfærisk måleobjekt i forhold til et sylindrisk måleobjekt, selv om måledybden på et sfærisk måleobjekt er mindre. Av dette kan vi konkludere med at måling på sfærisk måleobjekt er vanskeligere å utføre pga. svakere signalstyrke.

7.2 Konklusjon

Vi har forbedret radiometeret interferensmessig, automatiseringsmessig og ved at signal til støyforholdet er forbedret med 34%. Vi har videre fortatt radiometriske gradientmålinger som verifiserer dette.

7.3 Forslag til videre arbeid

Under alle gradientmålinger er det av stor betydning at temperaturene som danner grunnlag for gradientmålinger er målt så nøyaktig som mulig. Måleoppsettet vårt har forbedringsmuligheter når det gjelder nøyaktigheten i regulering av temperaturene i de ulike vannbadene.

Videre bør gradientmålinger utføres slik at deteksjonsnøyaktigheten med LNA bekreftes ytterligere i forhold til originaloppsett.

Som tidligere nevnt er det lokale faradayburet erfaringsmessig noe lite og burde vært laget større i volum.

Radiometeret i sin originale konstruksjon bør forbedres ved at målingene foregår i perfekt null-balanse modus. Pr. dato er den absolutte temperaturdifferansen mellom referansen og inngang $\sim 5\text{K}$ som medfører en $\Delta T \sim 0.01\text{K}$ i avvik.

Lavstøyforsterkeren bør videreutvikles til flere frekvensbånd, og man burde prøve å få støytallet ned mot spesifikasjonen. Teoretisk ville dette utgjøre en ytterligere forbedring på 10% i SNR. LNA bør videre implementeres direkte på samme printplate som spiralantennen.

Bibliografi

- [Carr, 1989] K. L. Carr. *Microwave Radiometry: Its Importance to the Detection of Cancer*. *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, **37**(12): 1862–1869, December 1989.
- [Dubois et al., 1996] L. Dubois, J. Sozanski, S. Tessier, J. Camart, J. Fabre, J. Pribetich and M. Chive. *Temperature Control and Thermal Dosimetry by Microwave Radiometry in Hyperthermia*. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **44**(10): 1755–1761, 1996.
- [Foster and Cheever, 1992] K. R. Foster and E. A. Cheever. *Microwave Radiometry in Biomedicine: A Reappraisal*. *Bioelectromagnetics*, (13): 567–579, 1992.
- [Gabrielyan et al., 1992] E. S. Gabrielyan, L. A. Khachatryans, S. G. Nalbaudyan and F. A. Gregorian. *Microwave method for determining cerebral blood flow*. in *Methods*, pp. 713–715, 1992.
- [Guyton and Hall, 2000] A. Guyton and J. Hall. *Textbook of Medical Physiology*. W.B. Saunders Company, The Curtis Center, Independence Squares West, Philadelphia, Pennsylvania 19106, USA, tenth edition, 2000.
- [Hagness et al., 1998] S. C. Hagness, A. Taflove and J. E. Bridges. *Two-Dimensional FDTD Analysis of a Pulsed Microwave Confocal System for Breast Cancer Detection: Fixed-Focus and Antenna-Array Sensors*. *IEEE Trans. on Biomedical Eng.*, **45**(12): 1470–1479, December 1998.
- [Hand et al., 2001] J. Hand, G. V. Leeuwen, S. Mizushina, J. V. de Kamer, K. Maruyama, T. Sugiura, D. Azzopardi and A. Edwards. *Monitoring of deep brain temperature in infants using multi-frequency microwave radiometry and thermal modelling*. *Phys. Med. Biol.*, (46): 1885–1903, 2001.
- [Jacobsen and Stauffer, 2001] S. Jacobsen and P. Stauffer. *Performance Evaluation of Various Antenna Configurations for Microwave Thermography During Superficial Hyperthermia*. *Journal Electrom. Waves App.*, **15**(1): 111–120, 2001.

- [Jacobsen and Stauffer, 2002] S. Jacobsen and P. Stauffer. *Multifrequency Radiometric Determination of Temperature Profiles in a Lossy Homogeneous Phantom Using a Dual-Mode Antenna With Integral Water Bolus*. *IEEE Trans. Microwave Theory Tec.*, **50**(7): 1737–1746, 2002.
- [Jacobsen and Stauffer, 2003] S. Jacobsen and P. Stauffer. *Nonparametric 1-D Temperature Restoration in Lossy Media Using Tikonov Regularization in Sparse Radiometry Data*. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, **50**(2): 178–188, February 2003.
- [Jacobsen et al., 2000] S. Jacobsen, P. Stauffer and D. Neuman. *Dual-Mode Antenna Design for Microwave Heating and Noninvasive Thermometry of Superficial Tissue Disease*. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, **47**(11): 1500–1509, 2000.
- [Jerstad et al., 2006] P. Jerstad, B. Setbak and A. A. Grimenes. *Velkommen til rstnett*. http://rstnett.cappelen.no/autoimages/244_varmetransport.pdf, 19 januar 2006.
- [Klemetsen, 2005] O. Klemetsen. *Håndtering av interferensfaktorer som influerer på nøyaktigheten av temperaturmålinger ved anvendelse av mikrobølge radiometri*, December 2005.
- [Land, 1983] D. Land. *Radiometer Receivers for Microwave Thermography*. *Microwave Journal*, pp. 196–201, May 1983.
- [Langmark et al., 2005] F. Langmark, G. Hoff, T. Johannesen, J. Nygård, B. Sæther, S. Hansen, B. Mortensen, B. Sildnes and K. Bakke. *Kreft i Norge 2002*. Technical report, Kreftregisteret, Montebello, N-0310 Oslo, Norway, 2005.
- [Larsen and Marx, 2001] R. Larsen and M. Marx. *An Introduction to Mathematical Statistics and Its Applications*. Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ 07458, USA, third edition, 2001.
- [Larsi et al., 1999] T. Larsi, K. Ridaoui, B. Bocquet, A. Mamouni and Y. Leroy. *Absolute Wighting Functions for Near-Field Microwave Radiometric Applications*. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, **13**: 1237–1265, 1999.
- [Lee et al., 2002] J. Lee, K. Kim, S. Lee, S. Eom and R. V. Troitsky. *A Novel Design of Thermal Anomaly for Mammary Gland Tumor Phantom for Microwave Radiometer*. *IEEE Trans. Biomedical Eng.*, **49**(7): 694–699, July 2002.

- [Leroy et al., 1987] Y. Leroy, A. Mamouni, J. V. D. Velde, B. Bocquet and B. Dujardin. *Microwave Radiometry For Non-invasive Thermometry. Automedica*, **8**: 181–202, 1987.
- [Leroy et al., 1998] Y. Leroy, B. Bocquet and A. Mamouni. *Non-invasive microwavew radiometry thermometry. Physiol. Meas.*, **19**: 127–148, 1998.
- [Lindskog, 1998] B. I. Lindskog. *Universitetsforlaget Store Medisinske Ordbok*. Universitetsforlaget, 0608 Oslo, 1998.
- [MacDonald et al., 1994] A. G. MacDonald, D. V. Land and R. D. Sturrock. *Microwave thermography as a noninvasive assessment of disease in inflammatory arthritis. Clin. Rheumatol.*, **13**: 589–592, 1994.
- [Mamouni et al., 1991] A. Mamouni, Y. Leroy, B. Bocquet, J. van de Velde and P. Gelin. *Computation of Near-Field Microwave Radiometric Signals: Definition and Experimental Verification. IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **39**(1), 1991.
- [Maruyama et al., 2000] K. Maruyama, S. Mizushina, T. Sugiura, G. V. Leeuwen, J. Hand, G. Marrocco, F. Bardati, A. Edwards, D. Azopardi and D. Land. *Feasibility of Noninvasive Measurement of Deep Brain Temperature in Newborn Infants by Multifrequency Microwave Radiometry. IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **48**(11): 2141–2147, November 2000.
- [Mizushina et al., 1993] S. Mizushina, T. Shimuzu, K. Suzuki, M. Kinomura, H. Ohba and T. Sugiura. *Retrieval of Temperature-Depth Profiles in Biological objects from Multi-Frequency Microwave Radiometric Data. Journal of Electromagnetic Waves and App.*, **7**(11): 1515–1548, 1993.
- [Mizushina et al., 1995] S. Mizushina, H. Ohba, K. Abe, S. Mizoshira and T. Sugiura. *Recent Trends in Medical Microwave Radiometry. IEICE Trans. Commun.*, **E78-B**(6): 789–798, 1995.
- [Moore, 2001] S. K. Moore. *Better Breast Canser Detection. IEEE Spectrum*, pp. 50–54, May 2001.
- [Ohanian, 1985] H. Ohanian. *Physics*. W.W.Norton and Company, Inc, 500 Fifth Avenue, New York, first edition, 1985.
- [Poazar, 1998] D. Poazar. *Microwave Engineering*. Wiley, second edition, 1998.
- [Poazar, 2004] D. M. Poazar. *Microwave Engineering*. John Wiley and Sons, third edition, 2004.

- [Reeves et al., 1975] R. Reeves, A. Anson and D. Landen. *Manual of Remote Sensing*, volume I. American Society of Photogrammetry, Virginia, USA., 105 N, Virginia Ave. Falls Church, Va 22046, first edition, 1975.
- [Reichelt, 2006] A. C. Reichelt. *Mammografi - Å stille diagnosen brystkreft*. <http://www.lommelegen.no/art/art1787.asp>, 19 januar 2006.
- [Schlichting, 2006] E. Schlichting. *Brystkreft - et læreprogram for pasienter og pårørende*. <http://www.uus.no/mama/>, 19 januar 2006.
- [Stec and Susek, 2000] B. Stec and W. Susek. *A 4.4 GHz microwave thermometer with compensation of reflection coefficient*. *13th Int. Conf. Micro., Radar Wirel. Commun. Wroclaw, Poland*, pp. 453–456, 2000.
- [Stec et al., 2002] B. Stec, A. Dobrowolski and W. Susek. *Estimation of Deep-seated Profile of Temperature Distribution inside Biological Tissues by Means of Multifrequency Microwave Thermograph*. *IEEE MII-S Int. Microw. Symp. Seattle, USA*, pp. 2261–2264, 2002.
- [Stec et al., 2004] B. Stec, A. Dobrowolski and W. Susek. *Multifrequency microwave thermograph for biomedical applications*. *Journal of telecommunications and Information Technology*, (1): 117–122, 2004.
- [Tsaliovich, 2001] A. Tsaliovich. *Electromagnetic Shielding Handbook for Wired and Wireless EMC Applications*. Kluwer Academic Publishers, PoB 322, 3300 AH Dordrecht, The Netherlands, 2001.
- [Ulaby et al., 1981] F. Ulaby, R. Moore and A. Fung. *Microwave Remote Sensing*, volume I Microwave Remote Sensing Fundamentals and Radiometry. Artec House, 685 Canton Street, Norwood, MA 02062, USA, first edition, 1981.
- [Ulaby et al., 1986] F. T. Ulaby, R. K. Moore and A. K. Fung. *Microwave Remote Sensing Active and Passive*, volume III From Theory to Applications. Artech House, 685 Canton Street, Norwood, MA 02062, USA, reprint 1990 edition, 1986.
- [Venkatesh and Raghavan, 2005] M. S. Venkatesh and G. S. V. Raghavan. *An overview of dielectric properties measuring techniques*. *IEEE MII-S Int. Microw. Symp. Seattle, USA*, 47(7): 7.15–7.30, 2005.
- [Vesnin, 2006] S. Vesnin. *Thermal Imaging System*. <http://www.resltd.ru/eng/rtm/training.php>, 17 May 2006.

Tillegg A

Elektronisk bibliotek

Vi har valgt å gi referanser til datablad og dokumentasjon på produkter og komponenter som er brukt i denne oppgaven på elektronisk form på en CD-plate. En utlisting av alle program som er brukt i denne oppgaven vil bli forholdsmessig stor, slik at vi velger å gi dem på elektronisk form. Alle datablad og dokumentasjon er gitt i pdf-format. Alle Labview-program er laget og lagret i versjon 6.i. En oppgradering av Labview-programmene til versjon 7.0 og høyere er ikke å anbefale, siden de er tilpasset til det eksisterende utstyret ved Institutt for fysikk og teknologi. Alle Matlab-program er laget og lagret i versjon 7.0.1.

De fleste program som er laget og brukt i oppgaven har en kommentarfil i pdf med samme filnavn. Denne filen forteller i korte trekk hva programmet gjør. I tilfeller hvor det ikke er en kommentarfil til et spesielt program er kommentarene samlet i en les.pdf fil, siden det omhandler flere program og samkjøring av ulike program.

CD-plate finnes i en konvolutt bakerst i oppgaven.

A.1 Innholdsfortegnelse i det elektroniske bibliotek gitt på CD

Følgende mapper er brukt på CD-platen:

Chassis-kontakter\ Har en oversikt over materiell bruket for EMI skjerming av kabelgjennomgang mellom ulike faradaybur.

Generelt\ Har en oversikt over program og materiell av generell karakter.

Kal 160206\ Har kalibreringsdata til HP8719D og hvordan man henter inn slik data.

Ipitek\ Gir datablad over sensorer brukt til temperaturmåling, utstyr og program for å hente slik data.

Lna-bygging\ Gir datablad til ALM-1106 brikke og diskrete komponenter som er brukt for å bygge en LNA.

Lna\ Gir en oversikt over produkter som er brukt og program for å teste LNA. Dette samens med mappen **Hp8719d** gir en full oversikt over slike program.

Hp8719d\ Gir oversikt over hvilket program som er brukt for testing av vår LNA via HP8719D, og hvordan man henter og prosesserer slik data.

Malekar\ Gir en oversikt over utstyr som er kjøpt inn og hvor disse kan finnes.

Sensitivitet\ Gir en oversikt over hvordan man foretar en sensitivitetmåling og hvilket program som gjør dette mulig.

Gradient\ Gir en oversikt over program brukt for gradientmåling og utstyr for å kunne utføre dette. Gir også en generell bruksanvisning. I tillegg er det tatt med et eksempel på gradientmåling med vedlagt data.

Diplom\ Kopi av diplomoppgaven på elektronisk form i pdf og ps format.