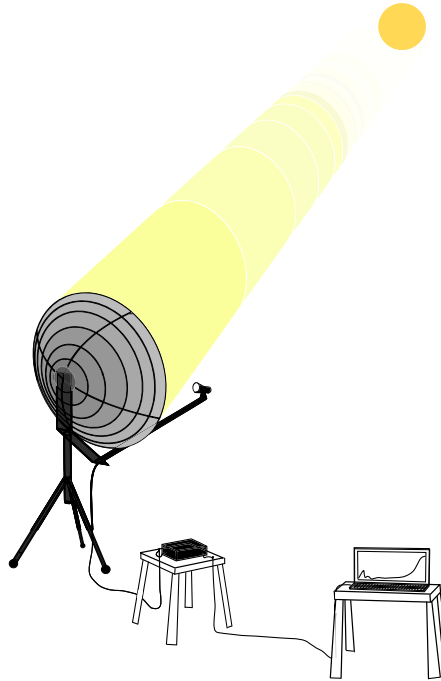




# CHALMERS

---



## Mikrovågsradiometer - en termometer för solen

Kandidatarbete inom civilingenjörsprogrammen teknisk fysik och elektroteknik

LISE AABEL

CARL BERGEVALD

RASMUS LARSSON

VICTOR MARKNÄS

FRIDA OLOFSSON

---

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap - MC2  
Chalmers tekniska högskola  
Göteborg, Sverige 2017

# Mikrovågsradiometer - en termometer för solen

© Lise Aabel,  
Carl Bergevald,  
Rasmus Larsson,  
Victor Marknäs,  
Frida Olofsson,

*Handledare:*  
Serguei Cherednichenko

*Examinator:*  
Vessen Vassilev

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap - MC2  
Chalmers tekniska högskola  
Göteborg, Sverige 2017

## Sammandrag

Radioastronomi är ett ämne som länge har intresserat forskare. Med hjälp av teleskop kan observationer av universum göras, och nya upptäckter sker hela tiden. Radioastronomi associeras dock ofta med höga kostnader och en idé om att radioastronomiska mätningar endast kan ske på observatorier. Denna rapport undersöker möjligheten att designa samt använda ett antennsystem, mer specifikt en radiometer, bestående av relativt billiga komponenter som är enkla att anförskaffa till att utföra astronomiska mätningar på solen. Systemkomponenterna karakteriseras och en teoretisk modell konstrueras innan radiometern används för att mäta temperaturen på solen.

Sammanfattningsvis visas att det är fullt möjligt att bygga en radiometer med enkla, billiga komponenter, men att det medför en aning för stor mätosäkerhet. Systemet är fullt dugligt för detektion och för att uppskatta temperaturen på himlakroppar, men inte för en mer exakt bestämning av temperaturer. Mätningarna gav att solens yttemperatur vid medelvärdering över alla uppmätta resultat ligger i intervallet [3789, 4382] K, medan det maximala uppmätta värdet ligger i intervallet [4526, 5097] K.

## Abstract

Radio astronomy is a scientific field that has been an interesting research branch for many years. By using telescopes the universe can be studied in detail, and new observations are common in this area. However, radio astronomy is often associated with expensive equipment and inaccessible observatories. This report investigates the possibility of designing a radio telescope, or more specifically a radiometer, constructed by relatively cheap and accessible components with the aim to perform astronomical measurements of the sun. The components are characterized and a theoretical model is constructed before the radiometer is used for measurements.

The conclusion is that building such a telescope is fully possible with accessible and cheap components, but the measurements result in uncertain data. The system is capable to detect celestial bodies, but not to measure their temperature with adequate certainty. The measurements result in an average temperature of the sun in the interval [3789, 4382] K and a maximal temperature in the interval [4526, 5097] K.

# Akronymer

LNB	Low-Noise Block downconverter
RF	Radio Frequency
AD(C)	Analog to Digital (Converter)
LO	Local Oscillator

# Variabler

$P$	[W m <sup>-2</sup> ]	Poyntingvektor
$\nu$	[Hz]	Frekvens
$\Omega$	[St]	Rymdvinkel (Steradian)
$T$	[K]	Temperatur
$h$	[Js]	Plancks konstant
$c$	[m s <sup>-1</sup> ]	Ljusets hastighet i vakuum
$k_B$	[J K <sup>-1</sup> ]	Boltzmanns konstant
$\lambda$	[m]	Våglängd
$\theta_{sol}$	[rad]	Solens utsträckning i $\theta$ utifrån ett koordinatsystem med parabolen i origo
$w$	[m]	Stråldiagrammets radie
$\theta_0$	[rad]	Stråldiagrammets divergensvinkel i fjärrfältet
$r_e$	[m]	Stråldiagrammets radie vid parabolen
$D$	[-]	Direktivitet
$A_e$	[m <sup>2</sup> ]	Effektiv apertur
$\epsilon_s$	[-]	Spillover efficiency
$\epsilon_t$	[-]	Taper efficiency
$\epsilon_a$	[-]	Antenneffektivitet
$r_a$	[m]	Aperturens radie
$f$	[m]	Parabolens fokallängd
$B$	[Hz]	Bandbredd
$G$	[-]	Förstärkning
$\alpha_{\text{ånga}}$	[dB km <sup>-1</sup> ]	Dämpningskoefficient p.g.a. vattenånga i atmosfären
$\alpha_{\text{syre}}$	[dB km <sup>-1</sup> ]	Dämpningskoefficient p.g.a. syre i atmosfären

# Innehåll

<b>1</b>	<b>Inledning</b>	<b>1</b>
1.1	Syfte . . . . .	1
1.2	Metod . . . . .	1
1.3	Avgränsningar . . . . .	1
<b>2</b>	<b>Fysikalisk modell över inkommande effekt</b>	<b>1</b>
2.1	Inkommande effekt från solen . . . . .	2
2.2	Poyntingvektorn med solen som svartkroppsstrålare . . . . .	2
2.3	Antennsystemets stråldiagram . . . . .	3
2.4	Antenneffektivitet och strålmidja efter parabol . . . . .	6
2.5	Uppskattning av inkommande effekt . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Systemkomponenter</b>	<b>9</b>
3.1	LNB . . . . .	9
3.1.1	Bakgrund . . . . .	10
3.1.2	Test och val av LNB . . . . .	10
3.1.3	Bias tee . . . . .	12
3.2	RF-detektor . . . . .	12
3.3	AD-omvandlare . . . . .	12
3.4	Hela systemet . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Mätning av solens temperatur</b>	<b>14</b>
<b>5</b>	<b>Felanalys</b>	<b>16</b>
5.1	LNB . . . . .	16
5.2	RF-detektor & AD-omvandlare . . . . .	17
5.3	Totalt systemfel . . . . .	17
5.4	Gaussiskt stråldiagram . . . . .	17
5.5	Solen som svartkroppsstrålare . . . . .	18
5.6	Dämpning i atmosfär . . . . .	18
5.7	Sammanlagt fel . . . . .	19
<b>6</b>	<b>Diskussion och slutsats</b>	<b>19</b>
<b>A</b>	<b>Geometrisk modell, Sol</b>	<b>22</b>
<b>B</b>	<b>Skiss av LNB</b>	<b>24</b>
<b>C</b>	<b>Komponenter</b>	<b>25</b>

# 1 Inledning

Radioastronomi har i stor omfattning bidragit till vår förståelse av universum och dess sammansättning genom observationer av elektromagnetisk strålning. Ofta förknippas radioastronomi med stora radioteleskop och dyra komponenter, men förståelsen av ämnet behöver inte vara så avancerad och svårtillgänglig som det ofta framställs. I samband med att kommunikation via satelliter under 80-talet blev en kommersiell handelsvara i form av satellit-TV blev radioastronomi mer tillgänglig för allmänheten, då billiga och relativt enkla radiofrekvens-mottagare introducerades på marknaden [1]. Denna typ av komponenter möjliggjorde således en ny typ av konstruktion av teleskop och radiometrar för småskaligt bruk. Inledningsvis följer i detta avsnitt en beskrivning av projektet, dess syfte och de ramar som avgränsar problemet.

## 1.1 Syfte

Syftet med projektet är att konstruera ett antensystem i form av en radiometer som kan mäta elektromagnetiska vågor från solen, och på så sätt kunna fastställa dess temperatur. Dessutom ska gruppen genom arbetet visa att det är möjligt att bygga systemet med relativt billiga och lättillgängliga komponenter.

## 1.2 Metod

Utgångspunkten för systemet valdes i ett tidigt stadie efter litteraturstudier och diskussioner till en mottagare i form av en LNB tillsammans med en parabol. En LNB är en signalbehandlande hornantenn som används tillsammans med en parabolantenn för att ta emot elektromagnetiska vågor [2]. Denna är en standardiserad komponent för satellit-TV-kommunikation vilket både gör den lättillgänglig och billig. Den innehåller således redan de komponenter som vanligtvis används i en radiometer [3]. Som komplement till studier av datablad och teoretiska specifikationer av de valda komponenterna karakteriserades de även i laboratoriet. För att kunna relatera uppmätta ineffekter till en temperatur samt bestämma krav på komponenter togs en fysikalisk modell för den inkommande strålningen och dess minsta möjliga effektvärde fram. Denna modell togs fram utifrån litteraturstudier samt diskussioner med gruppens handledare.

## 1.3 Avgränsningar

På grund av den tidsbudget som fanns för projektet krävdes en tydlig definition av vilka avgränsningar som skulle göras och vilka aspekter som inte skulle behandlas. För systemkonstruktionen bestämdes att färdiga komponenter skulle användas och således att inga större kretskonstruktioner skulle göras själva. Detta val gjordes både för att minska komplexiteten i konstruktionen och för att det även i viss mån faller inom beskrivningen där målet är att använda ”vardagliga” komponenter för ändamålet. Vidare designades inget regler- eller styrsystem för antennen, då även detta bedömdes innebära mer arbete och tid än vad som finns inom ramen för detta kandidatarbete. I och med detta implementerades heller ingen målföljning av mätobjektet utöver manuell sådan. Systemet valdes dessutom till att vara anpassat och särskilt designat för att mäta solens temperatur, men kan med justeringar i den fysikaliska modellen användas för mätningar på andra himlakroppar.

# 2 Fysikalisk modell över inkommande effekt

För att kunna relatera en uppmätt effekt i antensystemet till en temperatur hos solen behövs en fysikalisk modell som beskriver sambandet däremellan. Således krävs en analys av hur stor del av den strålning solen sänder ut som ett antensystem bestående av parabol och hornantenn kan detektera utifrån dess antennkaraktistik. Annan inkommande strålning än den från solen bidrar

också till uppmätt effekt som måste utredas. Genom bra val av mätposition kan vissa typer av störningskällor relativt enkelt elimineras. Detta gäller dock inte den kosmiska bakgrundsstrålningen, som jämt är närvarande [4]. Därför behandlas den i detta avsnitt, då det krävs att effekten som mottas från den observerade källan överstiger den från bakgrundsstrålningen för att kunna detekteras. Övriga källor till störning och fel analyseras och diskuteras i avsnitt 5 och 6.

## 2.1 Inkommande effekt från solen

För att bestämma den effekt från solen som fångas upp av antensystemet behöver effekten som strålas mot parabolen beräknas. Detta görs genom att integrera poyntingvektorn  $\mathbf{P}$  [W/m<sup>2</sup>] över solytan, där  $\mathbf{P}$  i detta fall beskriver den intensitet solen strålar i riktning mot parabolen. All inkommande effekt mot parabolen fångas dock inte upp av antensystemet, utan modellen måste även ta hänsyn till antennens karakteristik.

Ett sätt att beskriva en antens karakteristik är med ett så kallat stråldiagram, även kallat riktningsförstärkning, vilket är den funktion som beskriver hur effektivt antennen skickar eller tar emot strålning i olika riktningar [5]. Både stråldiagram och poyntingvektor beror på frekvensen hos den elektromagnetiska strålningen. Den upptagna effekten från solen fås som frekvens- och ytintegralen av poyntingvektorn över solytan  $S_{sol}$  samt bandbredden  $B = \Delta\nu$ , skalad med stråldiagrammet  $P_n$  enligt (1).

$$P_{in} = \frac{1}{2} \int_{S_{sol}} \int_{\Delta\nu} P_n(\theta, \phi, \nu) \mathbf{P}(\theta, \phi, \nu) \cdot d\mathbf{S} d\nu \quad [\text{W}] \quad (1)$$

$P_n(\theta, \phi, \nu)$  är stråldiagrammet som funktion av frekvensen  $\nu$  samt vinklarna  $\theta$  och  $\phi$  i ett sfäriskt koordinatsystem med parabolen i origo och normerad enligt  $\max(P_n) = 1$ . Den inkommande strålningen från solen är polariserad i alla riktningar, och för en hornantenn som enbart fångar upp linjärpolariserade vågor i en riktning förloras då hälften av effekten, därav faktorn  $\frac{1}{2}$  framför integralen. Härledningar av  $P_n$  och  $\mathbf{P} \cdot d\mathbf{S}$  genomförs i avsnitten 2.2, 2.3 och 2.4 medan de i avsnitt 2.5 sammanställs och ett uttryck för soltemperaturen presenteras.

## 2.2 Poyntingvektorn med solen som svartkroppsstrålare

Intensiteten solen sänder ut kan precis som för många andra stjärnor approximeras som strålningen från en perfekt svartkropp [6]. En perfekt svartkropp definieras som ett objekt för vilken all infallande strålning, oberoende av frekvens och infallsvinkel, transmitteras in i objektet utan att någon energi reflekteras. All den infallande strålningen absorberas sedan internt, och alltså transmitteras ingen energi vidare genom och ut ur objektet [6]. En följd av att en svartkropp är en perfekt absorbatör av elektromagnetisk strålning är att den vid termodynamisk jämvikt även är en perfekt strålare av densamma [7].

Effekten en kvadratmeter av en perfekt svartkropp strålar ut per frekvens och rymdvinkelenhet beror bara på temperaturen  $T$  hos svartkroppen och den utsända strålningens frekvens  $\nu$ . Spektralfördelningen som funktion av dessa två parametrar ges av Plancks strålningslag enligt (2)

$$B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{St}^{-1}] \quad (2)$$

där  $c$  är ljushastigheten i vakuum,  $h$  är Plancks konstant och  $k_B$  är Boltzmanns konstant [8].

För höga temperaturer och låga frekvenser som uppfyller  $h\nu \ll k_B T$  nås den så kallade *Rayleigh-Jeans-gränsen*, och Plancks strålningslag övergår till Rayleigh-Jeans lag, se (3), där  $\lambda$  är beteckning för våglängd [8].

$$B_R(\nu, T) = \frac{2k_B T}{\lambda^2} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{St}^{-1}] \quad (3)$$

Med hjälp av (2) och (3) kan Poyntingvektorn  $\mathbf{P}$  bestämmas genom att betrakta geometrin mellan antennsystem och mätobjekt. Modellen för  $\mathbf{P} \cdot d\mathbf{S}$  konstrueras i appendix A där resultatet fås som (4)

$$\mathbf{P}(\theta, \phi, \nu) \cdot d\mathbf{S} = B(\nu, T)A \cos \theta \frac{\sin^2 \theta d\mathcal{F} d\phi}{\sin \mathcal{F}} \quad [\text{W}],$$

$$\mathcal{F} = \arcsin\left(\frac{\sin \theta}{\sin \theta_{sol}}\right) - \theta, \quad d\mathcal{F} = d\theta \left[ \frac{\cos \theta / \sin \theta_{sol}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_{sol}}}} - 1 \right] \quad (4)$$

där  $B(\nu, T)$  ges av (2),  $\theta$  och  $\phi$  är vinklarna i ett sfäriskt koordinatsystem med centrum i parabolens,  $\mathcal{F}$  är vinkeln korresponderande mot  $\theta$  i ett sfäriskt koordinatsystem med centrum i solen,  $A$  är arean på parabolens och  $\theta_{sol}$  är solens utsträckning i vinkeln  $\theta$  sett från parabolens.

### 2.3 Antennsystemets stråldiagram

I detta avsnitt tas en modell för antennens stråldiagram fram. Då antennsystem är reciproka kan  $P_n$  tas fram genom att betrakta antennen vid sändning istället för mottagning, vilket ofta förenklar modellering [5]. På grund av detta kommer den fortsatta analysen här till viss del att göras för en antenn som sänder.

Det antennsystem som används inom ramen för detta projekt består av en cirkulärsymmetrisk hornantenn samt en reflekterande parabol, där hornantennen med hjälp av parabolens sänder ut en välkollimerad stråle i en riktning. Stråldiagrammet ger alltså maximal intensitet inom en liten rymdvinkel och nästintill noll i övrigt, vilket även är en önskvärd egenskap hos direktiva mottagarantennerna för att erhålla en stark signal från källan som observeras och släcka ut inkommande signaler från andra håll. På grund av diffraktion av de utsända elektromagnetiska vågorna kan dessa inte modelleras med hjälp av plana vågor. Istället modelleras de elektromagnetiska vågorna med den paraxiella vågekvationen given i (5)[9].

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

Ekvationen ges i kartesiska koordinater med propagationsriktning i  $\hat{z}$ -led, där lösningar utgörs av gaussiska moder med fundamentalmoden presenterad i cylindriska koordinater som  $E(r, z, \phi)$  i (6)[9]. Anledningen till varför enbart den fundamentala moden presenteras här och används för att ta fram stråldiagrammet förklaras senare i detta avsnitt.

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w} \exp\left[\frac{-r^2}{w^2} - i\left(\frac{\pi r^2}{\lambda R} - \Phi_0 + kz\right)\right] \quad [\text{V/m}]$$

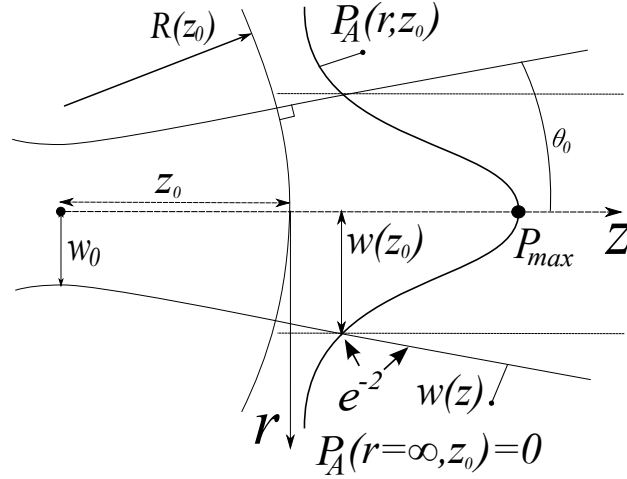
$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}, \quad R(z) = z + \frac{1}{z} \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda}\right)^2, \quad \Phi_0 = \arctan\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (6)$$

I figur 1 presenteras de intressanta storheterna givna i (6).

Hädanefter utelämnas faser på  $E$  då den ej är av intresse, eftersom inkommande effekt mäts under mycket längre tid än periodtiden  $T_p = 1/\nu$  på strålningen. Således är tidsmedelvärdet av effekten oberoende av faser. För mätningar på objekt i fjärrfältet där  $z \gg \lambda$  kan  $w(z)$  approximeras med  $w(z) = \frac{\lambda z}{\pi w_0}$  och divergensvinkeln  $\theta_0$  kan definieras som (7)[9].

$$\theta_0 = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (7)$$

$\theta_0$  beskriver vinkeln med vilken strålen divergerar i fjärrfältet och ger ett mått på giltigheten hos den paraxiella vågapproximationen med storheten  $\chi = \frac{1}{\pi \theta_0}$ , och då  $\chi \geq 1.6$  sägs approximationen ge försumbara fel [9].



Figur 1: Figuren visar den gaussfördelade effektfördelningen  $P_A$ .  $r$  och  $z$  ges av avstånden i cylindriska koordinater medan  $w(z)$  är strålmidjan definierad som det radiella avstånd där effekten minskat till  $e^{-2}$  av maxeffekten som återfinns på  $z$ -axeln.  $w_0$  är den minsta strålmidjan och förekommer vid  $z = 0$  och  $R(z)$  är kurvaturen på gausstrålen, alltså radien på den cirkel som skär  $e^{-2}$ -linjerna vinkelrätt och  $\theta_0$  är divergensvinkel i fjärrfältet.

Eftersom komponenterna hos E- och H-fältet relaterar likt plana vågor så att effektfördelningen  $P_A \propto |E|^2$  [W/m<sup>2</sup>] kan den enklaste lösningen för  $P_A$  (se figur 1), som bygger på fundamentalmoden, beskrivas av en cirkulärsymmetrisk gaussfördelning i cylindriska koordinater enligt (8)[9].

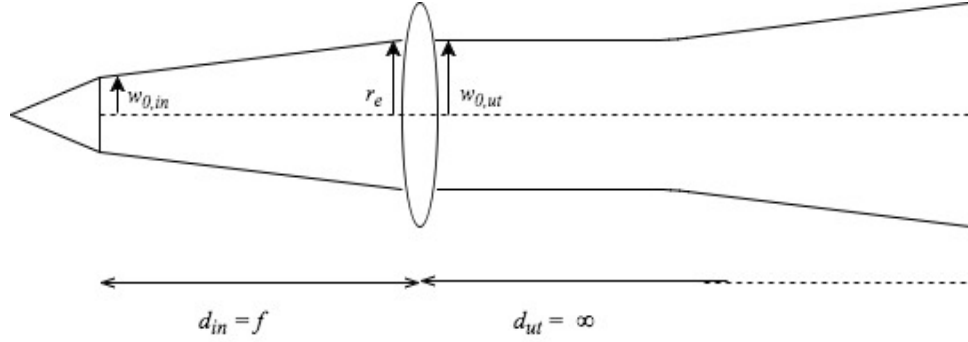
$$P_A(r, z) = E_0^2 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-2\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\hat{z}) \quad (8)$$

$P_A$  kan fortsättningsvis skrivas om som en funktion av de sfäriska koordinaterna  $R$ ,  $\theta$  och  $\phi$ , där  $R$  är avståndet från origo,  $\theta$  är vinkeln från propagationsaxeln och  $\phi$  vinkeln runt propagationsaxeln med  $z = R \cos \theta$  och  $r = z \tan \theta$ , se (9).

$$P_A(R, \theta, \phi) = E_0^2 \frac{w_0^2}{\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0}\right)^2} e^{-2\left(\frac{z \tan \theta}{\frac{\lambda z}{\pi w_0}}\right)^2} = E_0^2 \frac{\pi^2 w_0^4}{(\lambda R \cos \theta)^2} e^{-2\left(\frac{\tan \theta}{\theta_0}\right)^2} \quad [\text{W/m}^2] \quad (\hat{z}) \quad (9)$$

Effektfördelningen i  $\hat{R}$ -led fås genom komposantuppdelningen  $P_{A, \hat{R}} = P_{A, z} \cos \theta$ . Stråldiagrammet  $P_n$  fås nu genom att normera effektfördelningen i (9) enligt (10) [9].

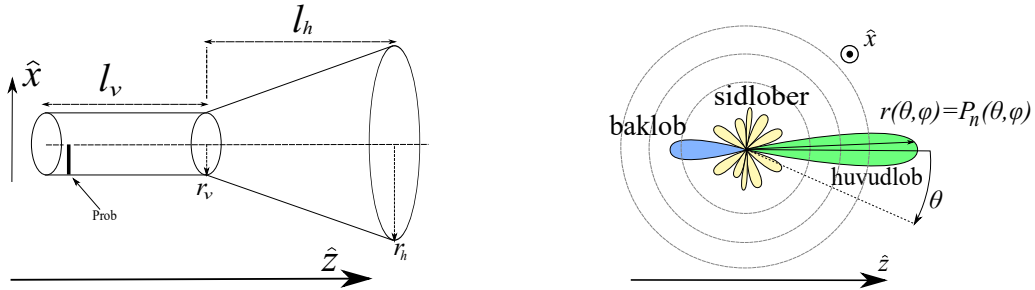
$$P_n(R, \theta, \phi) = \frac{P_A(R, \theta, \phi)}{P_{max} = P(R, 0, \phi)} = \frac{e^{-2\left(\frac{\tan \theta}{\theta_0}\right)^2}}{\cos \theta} \quad (\hat{R}) \quad (10)$$



Figur 2: Fältpropagation mellan hornantenn och parabol och vidare mot mätobjekt. Parabolen i systemet fungerar som en lens, vilket gör att strålen behåller sin gaussiska form efter reflektion, bortsett från en ny minsta strålmidja  $w_{0,ut}$  samt viss fastransformation [9].

Detta innebär att mottagarsystemet har en hundraprocentig upptagnings effektivitet längs  $z$ -axelns riktning som avtar gaussiskt med vinkeln. Stråldiagrammet i (10) ger en bra beskrivning av den utstrålade effekten i fjärrfältet för en kollimerad stråle.  $P_n$  kan alltså användas för att modellera fältets propagation mellan hornantenn, parabol och mätobjekt, se figur 2, förutsatt att den paraxiella vågapproximationen är giltig.

För att kunna bekräfta att  $P_n$  efter parabolen kan beskrivas av första ordningens gaussiska mod enligt (6) behöver fältfördelningen hornantennen producerar undersökas i detalj. Hornantennen som används i systemet är av konisk typ, se figur 3a. På grund av hornets begränsade utsträckning och geometri blir fältbilden aldrig så enkel som en ren gaussfördelning, utan stråldiagrammet från en typisk hornantenn består på grund av diffraktion av flera lober: huvudlob, sekundära maxima i form av sidolober samt en bakåtlob, se figur 3b [5]. En liknande diffraktionsuppdelning sker sedan även vid reflektion i parabolen [9].



(a) Schematisk bild över en konisk hornantenn.  $l_v$  beskriver längden och  $r_v$  radien på vågledaren medan  $l_h$  samt  $r_h$  är längden respektive radien på hornet.

(b) Exempel på stråldiagram i polära koordinater från en direktiv antenn.  $r$  representerar det diffrakterade stråldiagrammet, innehållande huvud-, sid- och baklob.

Figur 3

För en välkonstruerad hornantenn koncentreras huvuddelen av all utsänd effekt i huvudloben där andelen,  $n_{P_{\Omega_B}}$ , relativt total utsänd effekt ges av (11), där  $\Omega_B$  utgör huvudlobens rymdvinkel [8].

$$n_{P_{\Omega_B}} = \frac{\int_{\Omega_B} P_n(\theta, \phi) d\Omega}{\int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega}, \quad \Omega_B = \int_{4\pi} P_n(\theta, \phi) d\Omega \quad (11)$$

Med  $n_{P_{\Omega_B}}$  optimerad är övriga lober såpass små att de i flesta fall kan försummas.

Huvudloben utgör den välkollimerade strålen som hittills bearbetats i detta avsnitt, och antalet moder den består av kan beräknas med hjälp av direktiviteten  $D = \frac{4\pi}{\Omega_B}$  som är ett mått

inom antennterminologi på hur välkollimerad strålen är [5]. Den maximala diffraktionsbegränsade direktiviteten som kan uppnås fås enligt  $D_{max} = \frac{4\pi A_{e,v}}{\lambda^2}$ ,  $D_{max} \geq D$  medför att  $A_{e,v} \cdot \Omega_B \geq \lambda^2$  där  $A_{e,v}$  är den effektiva arean på den minsta apertur som fångar upp inkommande strålning, nämligen vågledaren [10].

Om  $A_{e,v} \cdot \Omega_B = \lambda^2$  nås diffraktionsgränsen, och huvudlobens rymdvinkel är därmed den minsta möjliga,  $\Omega_B = \Omega_{min}$ . Antalet moder som tas upp av vågledaren bestäms av (12)[10].

$$M = \frac{\Omega_B}{\Omega_{min}} = \frac{A_{e,v}\Omega_B}{\lambda^2} \quad (12)$$

Om  $M \approx 1$  består huvudloben enbart av den fundamentala moden, och gaussisk propagation i enbart fundamentalmoden kan uteslutande användas för att beskriva strålningsdiagrammet  $P_n$  [10].

Givet att antensystemet arbetar i diffraktionsgränsen och att sidolober hos både horn och parabol är förhållandevis små ges stråldiagrammet således av (10) med  $\theta_0$  som funktion av  $w_{0,ut}$  enligt (7). Hur  $w_{0,ut}$  bestäms förklaras i avsnitt 2.4.

## 2.4 Antenneffektivitet och strålmidja efter parabolen

För att kunna beskriva systemets stråldiagram utifrån den gaussiska fundamentalmoden enligt avsnitt 2.3 behöver divergensvinkeln  $\theta_0$ , och således strålmidjans radie efter parabolen,  $w_{0,ut}$ , tas fram.  $w_{0,ut}$  kan härledas genom att studera strålmidjan från hornets stråldiagram då det när parabolen,  $r_e$ , vilken i sin tur kan beräknas utifrån en optimering av parabolens effektiva area,  $A_e$  [9]. Det kommer visa sig att  $w_{0,ut}$  kan approximeras som strålmidjan  $r_e$ .

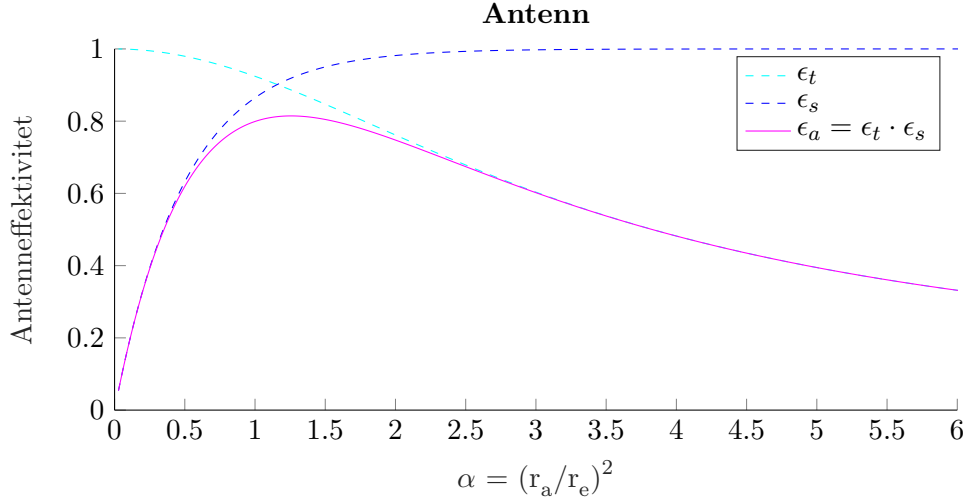
I de flesta fall nyttjas inte hela parabolens yta maximalt, utan den effektiva aperturen definieras utifrån hur stor del av den intensitet  $S$  som träffar aperturen som kan fångas upp av hornet i form av effekten  $P$  enligt  $A_e = \frac{P}{S} [\text{m}^2]$  [8].

Antenneffektiviteten kan optimeras utifrån de två faktorerna *Taper efficiency*,  $\epsilon_t$ , och *Spillover efficiency*,  $\epsilon_s$  [9].  $\epsilon_s$  beskriver i detta fall hur mycket av den effekt hornantennen sänder ut som träffar parabolen och kan reflekteras vidare. Ju smalare strålen är, desto mer av den utsända effekten träffar parabolen och desto större blir  $\epsilon_s$ .  $\epsilon_t$  beskriver istället hur uniformt den utsända effekten är fördelad över parabolens yta. Ju bredare den utsända strålen är då den träffar parabolen, desto högre  $\epsilon_t$ , och därmed nyttjas mer av hela parabolens yta till att kollimera strålen i fjärrfältet. Det krävs således en kompromiss mellan  $\epsilon_s$  och  $\epsilon_t$  för att nyttja parabolens yta optimalt. Genom att multiplicera dessa två faktorer definieras en total antenneffektivitet  $\epsilon_a = \frac{A_e}{A}$ , vilken maximeras för att erhålla maximal effekt [9].

$\epsilon_s$  och  $\epsilon_t$  kan uttryckas som funktioner av variabeln  $\alpha = (\frac{r_a}{r_e})^2$  där  $r_a$  är aperturens radie projicerad i ett plan vinkelrätt mot strålningens propagationsriktning och  $r_e$  är radien på stråldiagrammet vid parabolen. Detta ger  $\epsilon_t$  och  $\epsilon_s$  enligt (13)[9].

$$\epsilon_t = 2\alpha^{-1} \frac{[1 - e^{-\alpha}]^2}{1 - e^{-2\alpha}}, \quad \epsilon_s = 1 - e^{-2\alpha} \quad (13)$$

Den totala effektiviteten hos antennen kan då definieras som produkten av  $\epsilon_a$  och  $\epsilon_t$  och kan avläsas i figur 4. Utifrån detta kan ett värde på  $r_e$  tas fram genom att optimera  $\epsilon_a$ . Det  $\alpha$  som optimerar antenneffektiviteten ges av  $\alpha_o = 1.2566$  och ger  $\epsilon_a = 0.8145$ , därmed fås  $r_e = r_a / \sqrt{\alpha_o}$ , se figur 4.



Figur 4: Figuren visar antenneffektiviteten  $\epsilon_a = \epsilon_t \cdot \epsilon_s$  som en funktion av variabeln  $\alpha$ . Ur figuren kan även de separata funktionerna för  $\epsilon_t$  och  $\epsilon_s$  utläsas.

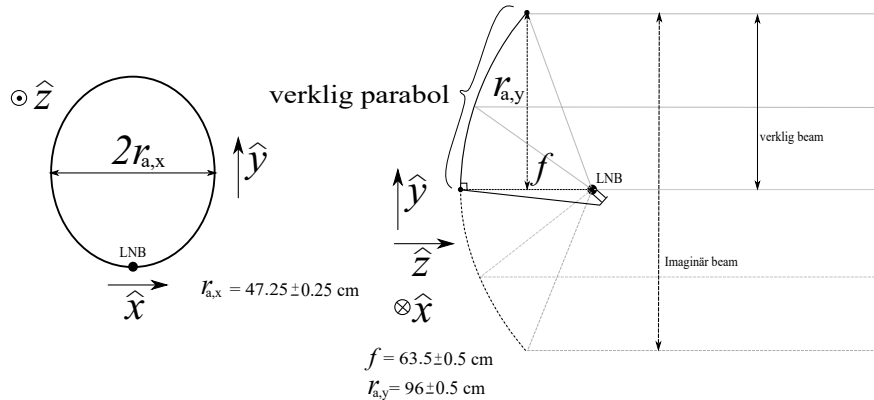
Med geometrisk optik kan sedan strålningsfördelningens smalaste bredd efter parabolens  $w_{0,ut}$  approximeras till  $r_e$ , hornets strålningsfördelningsbredd vid parabolens. Då parabolens är en tunn optisk komponent kan linsformeln för avbildning av paraxiella strålar användas, se (14) där  $f$  är linsens fokallängd,  $d_{in}$  avstånd mellan strålningskälla och lins och  $d_{ut}$  avståndet mellan avbildningen av strålningskällan och linsen [9].

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{d_{in}} + \frac{1}{d_{ut}} \quad (14)$$

När hornantennen placeras på en fokallängds avstånd från parabolens fokuseras signalen in i hornet och  $d_{in} = f \Rightarrow d_{ut} \rightarrow \infty$ , se figur 2. Detta innebär att strålningsfördelningen efter parabolens fokuseras i oändligheten och således fås paraxiella vågfronter. Därför kan strålmidjan efter parabolens approximeras till strålmidjan vid parabolens,  $w_{0,ut} = r_e$ .

Placeringen av hornantennen i förhållande till parabolens kan antingen väljas som centrerad eller off-center. Fördelen med den senare är att mottagaren inte blockerar infallande strålning mot parabolens. En sådan struktur presenteras i figur 5, vilken även beskriver hur strålmidjan  $w_{0,ut}$  bestäms enligt given uppställning.

### Modell: Off-center-Parabol



Figur 5: Schematisk skiss av den parabol som användes.

Som parabolens är konstruerad fås olika  $w_{0,ut}$  i  $\hat{y}$ -led respektive  $\hat{x}$ -led som  $r_{e,y} = 42.82$  cm

respektive  $r_{e,x} = 42.15$  cm, där  $r_e$  i  $\hat{y}$ -led skalats med  $\frac{1}{2}$  som är kvoten mellan den verkliga och imaginära stråldiametern i figur 5. Strålen blir alltså elliptisk med  $w_{0,ut}(\phi = 0) = r_{e,x}$ ,  $w_{0,ut}(\phi = \pi/4) = r_{e,y}$  och den nya divergensvinkeln i fjärrfältet  $\theta_0$  som funktion av vinkeln  $\phi$  i ett sfäriskt koordinatsystem med parabeln i origo ges av (15).

$$\theta_0(\phi) = \left[ \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{\cos^2 \phi}{r_{e,x}^2} + \frac{\sin^2 \phi}{r_{e,y}^2}} \right] \quad (15)$$

Den effektiva arean blir därmed också elliptisk och kan beräknas som  $A_e = \epsilon_a r_{a,x} r_{a,y} \pi = 0.5803 \text{ m}^2$ .

## 2.5 Uppskattning av inkommande effekt

I detta avsnitt sammanställs ett uttryck för soltemperaturen vid mätning på frekvenser i området  $\Delta\nu = [10.937, 12.762]$  GHz framtagen från den effektiva bandbredden centrerad kring medelfrekvensen hos den verkliga bandbredden, i avsnitt 3.1.2. Den ineffekt som antennsystemet förväntas mäta från solens strålning ges av (1) där  $\mathbf{P}(\theta, \phi, \nu) \cdot d\mathbf{S}$  fås av (4) och  $P_n$  av (10) med  $\theta_0$  enligt (15). Ineffekten ges nu oberoende av solradien  $r$  och avståndet till solen  $R$  av (16) där  $\mathcal{F}$  och  $d\mathcal{F}$  fås från (4).

$$P_{in,sol} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{sol}} \int_{\Delta\nu} \frac{e^{-2\left(\frac{\tan \theta}{\theta_0(\phi)}\right)^2}}{\cos \theta} B_R(\nu, T) A_e \cos \theta \frac{\sin^2 \theta d\mathcal{F} d\phi}{\sin \mathcal{F}} d\nu \quad [\text{W}] \quad (16)$$

Vid mätning på solen vid låga frekvenser råder Rayleigh-Jeans lag och därmed kan  $B_R$  från (3) användas med  $T = T_{sol}$ .  $A$  i (4) övergår här till den effektiva arean  $A_e$  eftersom det är denna som fångar upp inkommande strålning enligt avsnitt 2.4.

Inkommande strålning utgörs dock ej enbart av svartkroppstrålning från solen utan hänsyn till den kosmiska bakgrundsstrålningen bör tas. Denna kan beskrivas som svartkroppstrålning med en temperatur kring  $T_b = 2.726 \pm 0.010$  K vilken då inte uppfyller  $k_B T \gg h\nu$  och spektralfördelningen ges av Plancks lag enligt (2)[4]. Bakgrundsstrålningen kan antas emitteras från ett halvt sfäriskt skal med radie  $R_b$  som omsluter parabeln i centrum.  $P_n$  ges återigen av (10),  $\mathbf{P} = B(\nu, T_b) \Omega_A \hat{R}$  och  $d\mathbf{S} = dA \hat{R}$  vilket tillsammans ger den inkommande effekten från bakgrundsstrålningen  $P_{in,bg}$  som (17). Då solen täcker vinklarna  $\theta \in [0, \theta_{sol}]$  utgör  $\theta_{sol}$  den undre gränsen i  $\theta$ -integralen för bakgrundstrålningen.

$$P_{in,bg} = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_{\theta_{sol}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\Delta\nu} \frac{e^{-2\left(\frac{\tan \theta}{\theta_0(\phi)}\right)^2}}{\cos \theta} B(\nu, T_b) A_e \cos \theta \sin \theta d\phi d\theta d\nu \quad [\text{W}] \quad (17)$$

Den totala effekt  $P_{tot}$  som antennsystemet förväntas mäta med solen i centrum av antennisens fokus är alltså  $P_{tot} = P_{in,sol} + P_{in,bg}$ .  $P_{in,sol}$  kan också skrivas som  $P_{in,sol} = T_{sol} \eta$ , där soltemperaturen alltså kan relateras till en uppmätt effekt  $P_{tot}$  enligt (18).

$$T_{sol} = \frac{P_{tot} - P_{in,bg}}{\eta} \quad [\text{K}] \quad (18)$$

Med värden på  $r_{e,y}$  och  $r_{e,x}$  från avsnitt 2.4 samt  $\Delta\nu = [10.937, 12.762]$  GHz beräknas (16) och (17) numeriskt och (18) kan då skrivas om som (19).

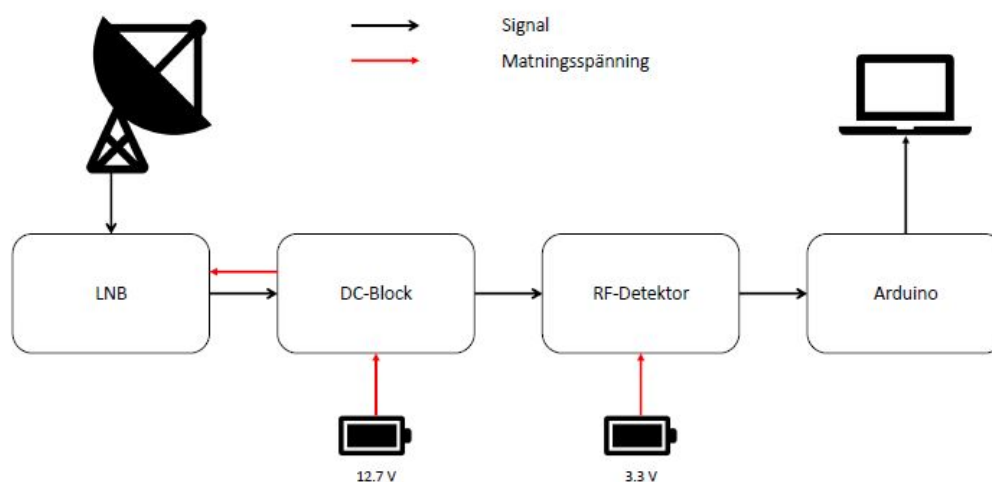
$$T_{sol} = \frac{P_{tot} - 1.8111 \cdot 10^{-17}}{2.8456 \cdot 10^{-15}} \quad [\text{K}] \quad (19)$$

Om  $\theta$ -integralen i (17) istället integreras från 0 till  $\frac{\pi}{2}$  fås den effekt systemet skulle mäta på den kosmiska bakgrundsstrålningen om antennen riktades ut i rymden utan att titta på solen. Denna effekt uppgår till  $P_{bg} = 2.0388 \cdot 10^{-17}$  W, vilken är den effekt  $P_{tot}$  måste överstiga för att kunna detekteras.

För att uppskatta magnituden på ineffekten från solen antas  $T_{sol} = 5780$  K, vilket ger att  $P_{in,sol} = 1.6447 \cdot 10^{-11}$  W. Denna effekt är klart större än inkommande effekt från bakgrundsstrålningen, som därmed kan försummas [6].

### 3 Systemkomponenter

Det mätande systemet behöver omfatta komponenter som kan behandla signalens väg från upptagning av strålning till konvertering från analog till digital signal, med en metod som kopplar den resulterande uppmätta spänningen till infallande effekt. Komponenterna som används i kedjan behöver således kunna behandla effekter i den storleksordning som förväntas enligt den fysikaliska modellen i avsnitt 2. Därför krävs en teoretisk modell för hur signalbehandlingen ska gå till, påföljt av karakterisering av de komponenter som behöver ingå i systemet för att redogöra hur de i verkligheten påverkar signalen. En översikt av systemet visas i Figur 6.



Figur 6: Översikt över signalkedjan från parabol till digital behandling av data.

Alla elektriska komponenter bidrar till mätbart brus även då ingen extern signal passerar genom dem [11]. Den effekt som bruset ger upphov till,  $P_N$ , är proportionell mot en temperatur som brukar benämnas *brustemperatur*  $T_N$  [K], se (20) där  $B$  är systemets bandbredd [8].

$$P_N = k_B B T_N \quad [\text{W}] \quad (20)$$

Hur en signal påverkas i ett system kan på liknande sätt uttryckas med en ingående temperatur  $T_{in}$ , systemets förstärkning  $G$  och en brustemperatur som innefattar brustemperaturerna från alla komponenter  $T_{sys}$  samt  $B$  och  $k_B$  enligt (21).

$$P_{in} = G k_B B (T_{in} + T_{sys}) \quad [\text{W}] \quad (21)$$

I följande avsnitt kommer därför bandbredd, förstärkning och brustemperatur för systemet att tas fram. Detta görs genom analys och karakterisering av komponenterna i laboratoriet.

#### 3.1 LNB

LNB:n är den komponent som tar emot och behandlar inkommande effekt från parabolen, vilket gör dess påverkan och hantering av signalen avgörande för vilka effekter som kommer att kunna mätas. En detaljerad skiss över LNB:ns hornantenn redovisas i appendix B. En komponent av denna typ innehåller flera olika signalbehandlingssteg och har därför flera funktioner som behöver

undersökas. I detta avsnitt ges en beskrivning av LNB:ns funktioner och hur dessa karakteriseras för att kunna bestämma översättningen från uppmätt effekt till en temperatur enligt (21). Genom denna analys ges en motivation till varför komponenten är lämplig för ändamålet.

### 3.1.1 Bakgrund

En LNB:s kommersiella syfte är att behandla signaler för mottagning av satellit-TV och är således en lättillgänglig och billig komponent designad för mottagning av svaga signaler [12]. Dess huvudfunktion är att förstärka en insignal och mixa ner dess frekvenser till mer hanterbara nivåer, samtidigt som den adderar minsta möjliga brus [13]. Denna brusnivå är den mest avgörande faktorn för detektering av en signal, med avseende på att effekten som ska detekteras måste vara högre än brusnivån. En LNB är begränsad i bandbredd utifrån dess ursprungliga syfte, men eftersom solen strålar i alla frekvenser kan en LNB även lämpa sig för mottagning av denna typ av strålning [6]. Solens strålning har låg atmosfärisk dämpning i det frekvensspektra LNB:n arbetar i, vilket gör en LNB till en lämplig kandidat som mottagare för projektets syfte [14]. En LNB består i regel av filter, förstärkare och en mixer med en lokaloscillator [13]. Mixerns uppgift är att generera en utsignal med en frekvens som är skillnaden mellan frekvensen hos insignalen och den konstanta frekvens som genereras av oscillatoren.

### 3.1.2 Test och val av LNB

I avseende att urskilja prestanda relativt kostnad testas tre LNB från olika tillverkare, *Black Ultra* och *Black Multiconnect* från tillverkaren *Inverto* samt *TS100F* från tillverkaren *Tele System*. Fortsättningsvis benämns dessa komponenter A, B respektive C. De egenskaper som är av intresse vid tester, med avseende på ekvation (21), är komponenternas bandbredd, brustemperatur och förstärkning.

För att testa bandbredden biaseras LNB:n och kopplas till en spektrumanalysator som visar utsignalen i en graf över effekt och frekvens. Analysatorn visar att för varken LNB-modell A, B eller C är bandbredden tydligt definierad, utan effekten har ett icke-linjärt avtagande för både lägre och högre frekvenser. Bandbredden mäts med analysatorns inbyggda funktion vilken definierar de gränsfrekvenser som innehåller 99% av all effekt, vilket kan approximeras till att ge den verkliga bandbredden. Mätningarna utförs vid en rumstemperatur på ca 297 K, vilket medför att effekten som betraktas på spektrumanalysatorn motsvarar en strålningskälla med denna temperatur.

Brustemperatur för de olika mottagarna mäts enklast genom Y-faktorteknik, vilken definieras i (22) där  $T_H$  respektive  $T_C$  är temperaturerna hos en varm och en kall strålningskälla,  $P_H$  och  $P_C$  är de uppmätta effekterna för respektive källa och  $T_N$  komponentens brustemperatur [8].

$$Y = \frac{P_H}{P_C} = \frac{T_H + T_N}{T_C + T_N} \quad (22)$$

Observera att denna metod i allmänhet används för komponenter genom att jämföra utsignaler, vilka nödvändigtvis inte behöver vara effekter [8]. En komponents Y-faktor är således ett mått på hur känslig komponenten är för skillnad i insignaler, där ett högt Y-värde innebär att effektskillnaden på utgången mellan varm- och kallmätning är stor och därmed att upplösningen mellan olika temperaturer är stor.

Mätningen kräver enligt (22) två olika strålningskällor att mäta på. Genom att rikta LNB:n ut i rummet fås en uteffekt som motsvarar komponentens respons vid 297 K och genom att rikta den ner i flytande kväve fås en uteffekt motsvarande 77 K. Mätningarna görs med en spektrumanalysator, där de två olika effekterna avläses vid samma frekvenser, med upplösningen 2 MHz. De två olika effekterna och de kända temperaturerna ger således komponentens brustemperatur.

Förstärkningen från LNB:n kan beräknas genom att använda de effekter som uppmäts vid beräkning av brustemperatur. Relationen för förstärkning  $G$  anges i (21) där  $T_{in}$  i detta fall är den relativa temperatur som orsakar  $P_{in}$  och  $B$  är den upplösning hos spektrumanalysatorn som mätpunkterna grundas på [8]. Eftersom två relativa effekter är kända kan således förstärkningen beräknas för två olika temperaturer för att ge ett säkrare resultat.

För att veta vilka frekvenser LNB:n faktiskt behandlar som insignal krävs en karakterisering av LO-frekvensen som används i mixern. Genom att ge LNB:n en känd insignal,  $\nu_{in}$ , och observera vilken utsignal som uppmäts,  $\nu_{ut}$ , kan denna beräknas. För insignaler där  $\nu_{in} > \nu_{LO}$  bestäms  $\nu_{LO}$  enligt  $\nu_{LO} = \nu_{in} - \nu_{ut}$ .

Resultaten av mätningarna på LNB A, B och C presenteras i tabell 1, tillsammans med kostnaden för varje komponent.

Tabell 1: Tabellen visar empiriskt uppmätta egenskaper för tre olika modeller av LNB.

Beskrivning	LNB	A	B	C	Enhet
Varm effekt	$P_H$	-47.9	-59.0	-55.1	dBm
Kall effekt	$P_C$	-52.0	-62.8	-59.2	dBm
Förstärkning	$G$	64.40	50.80	51.90	dB
Brustemperatur	$T_{LNB}$	64.3	84.2	69.2	K
Y-faktor	$Y_{dB}$	4.0	3.7	3.9	dB
Bandbredd	$B$	2.795	2.057	1.972	GHz
Oscillatorfrekvens	LO	9.75	9.75	9.75	GHz
Pris		369	199	99	SEK

I tabell 1 framgår att LNB benämnd A visar bäst resultat på samtliga punkter med högst förstärkning, lägst brustemperatur, högst Y-faktor och störst bandbredd. Den är visserligen dyrast av de tre, men anses ändå vara tillräckligt billig för ändamålet. Med denna motivation används fortsättningsvis endast denna LNB.

En stor bandbredd är en förmån i det avseende att mer effekt kan detekteras i ett större frekvensspektra, och bidrar därmed till ökad förmåga att uppta inkommande strålning enligt (1). Den faktiska bandbredden som uppmäts till 2.795 GHz definieras med spektrumanalysatorn mellan frekvenserna 705 Mhz till 3.500 GHz och ligger till grund för valet av mikrovågsdetektor som presenteras i avsnitt 3.2. Med en LO-frekvens på 9.750 GHz tar således LNB:n in frekvenser mellan 10.450 - 13.250 GHz.

En ytterligare viktig egenskap hos den valda LNB:n är den totala effekt denna sänder vidare i systemet. De effekter som uppmäts under testerna har endast innefattat den effekt som finns i frekvensupplösningen på spektrumanalysatorn, och inte den totala effekten för hela bandbredden. Den totala ineffekten approximeras genom att i ett visst antal punkter avläsa en effekt för angiven upplösning (1 MHz vid mätning) och med trapetsmetoden summera dessa över hela intervallet. På grund av utsignalens asymmetriska form definieras en effektiv bandbredd, vilken har konstant effekt i varje punkt, och vars totala effekt är lika stor som den totala effekten för den verkliga bandbredden. Den effektiva bandbredden underlättar uppskattning av total effekt i kommande avsnitt. Resultatet av denna analys vid  $T = 297$  K ger  $P_{tot} = -15.188$  dBm och  $B_{eff} = 1.825$  GHz.

Genom att översätta brustemperaturen till effekt genom  $P_{LNB} = Gk_BBT_{LNB}$  kan denna representeras som  $P_{LNB} = 6.4489 \cdot 10^{-19}$  W. En jämförelse av detta värde med den förväntade effekten från solen på  $P_{in,sol} = 1.6447 \cdot 10^{-11}$  W bekräftar att LNB:ns egenbrus är lägre än den förväntade effekten från solen i det givna frekvensbandet och att LNB:n därför är en lämplig komponent för ändamålet.

### 3.1.3 Bias tee

Då en LNB kan biaseras med samma koaxialkabel som leder signalen från LNB till detektor är det lämpligt att använda ett så kallat *bias tee*, eller biaseringssteg, i signalkedjan då detektorn är känslig för likspänning på ingången. Biaseringssteget möjliggör likspänningsmatning till LNB samtidigt som den blockerar likspänning till detektorns ingång [15]. Elektriskt består ett biaseringssteg av en T-koppling med en kondensator som blockerar likström på RF-utgången och en eller flera spolar i serie på DC-ingången, som i sin tur blockerar RF-signal från att störa strömförsörjningen .

Under test av systemet visar det sig att på grund av fel i komponenten matar det första biaseringssteget ut likspänning från DC-porten till detektorn. För att undvika de problem och skador på detektorn detta potentiellt kan ge upphov till används ytterligare ett steg i serie med det första. DC-ingången på det andra steget kortsluts, vilket resulterar i att det sekundära biaseringssteget agerar som ett högpasfilter och blockerar eventuella likspänningar.

## 3.2 RF-detektor

Att sampla höga frekvenser kräver en hög prestanda hos AD-omvandlare, vilket ofta innebär dyra och/eller komplicerade komponenter. I fallet då frekvens är ointressant och endast signalens amplitud är av intresse är det lämpligt att rikta strömmen för att förenkla AD-omvandlingen. Amplituden kan då enkelt mätas utan höga krav på samplingsfrekvens. En RF-detektor uppfyller syftet att rikta en högfrekvent signal och ge en konstant utspänning för en given ineffekt [16].

RF-detektorn LT5538 från *Linear Technologies* är definierad för ett effektintervall från 10 dBm till -75 dBm och frekvenser från 40 MHz till 3.8 GHz, vilket gör komponenten lämplig för vald LNB [17]. Detektorn ger enligt tillverkaren en utspänning som varierar linjärt relativt ineffektens ökning i dB [17]. I komponentens datablad anges utspänning som funktion av olika ineffekter för ett antal diskreta frekvenser, men då detta samband är avgörande för korrekt mätning av temperatur måste det undersökas experimentellt [17]. Värt att notera i detta avseende är att LNB:n ger uteffekt över ett helt frekvensband, och att detta kan ge skillnader från databladet där specifikationer avser diskreta frekvenser. Genom experiment relateras därför den totala ineffekten till en spänning på detektorns utgång.

Spänningsberoendet är i produktbladet angivet som ca 17.7 mV/dB för aktuella frekvenser [17]. Genom att mäta utspänning på detektorn för två olika temperaturer, 297 K och 77 K, kan de totala effekterna som detektorn detekterar vid angivna temperaturer beräknas enligt  $P_{tot} = B_{eff} \cdot P_{peak}$ , där  $B_{eff}$  beräknas i avsnitt 3.1.2 och  $P_{peak}$  är effektens maxvärde. Vidare beräknas spänning-effektberoendet till en linjär ekvation för översättning av utspänning till motsvarande ineffekt. Skillnaden i effekt mellan 77 K och 297 K mäts till ca 3.01 dB, samtidigt som spänningsskillnaden mäts upp till  $\Delta V \approx 72.5$  mV. Sambandet mellan total ineffekt och utspänning bestäms således till 23.8 mV/dB. Den linjära ekvationen blir efter mätningar enligt (23) där  $V$  är den uppmätta spänningen och  $P$  är effekten på ingången i dBm.

$$V = 0.0238 \cdot P + 1.598 \quad [\text{V}] \quad (23)$$

## 3.3 AD-omvandlare

Eftersom en RF-detektor ger likspänning på utgången är denna lätt att mäta och ställer inte lika höga krav på samplingsfrekvens för AD-omvandling, vilket innebär att billigare komponenter kan vara tillräckliga för ändamålet. Ett exempel på detta är ett Arduinokort som är ett billigt och lättanvänt programmerbart kretskort med processor och minne, vilket är förhållandevis enkelt att integrera med andra program. Till projektet undersöks prototypkortet *Arduino Uno* för att mäta utspänning från RF-detektorn. Kortet kan styras med ett LabView-program som läser av och presenterar data från Arduinon. Till skillnad från villkoren för samplingsfrekvens så

ställs högre krav på upplösningen hos AD-omvandlaren för att uppnå tillräcklig noggrannhet på mätningar.

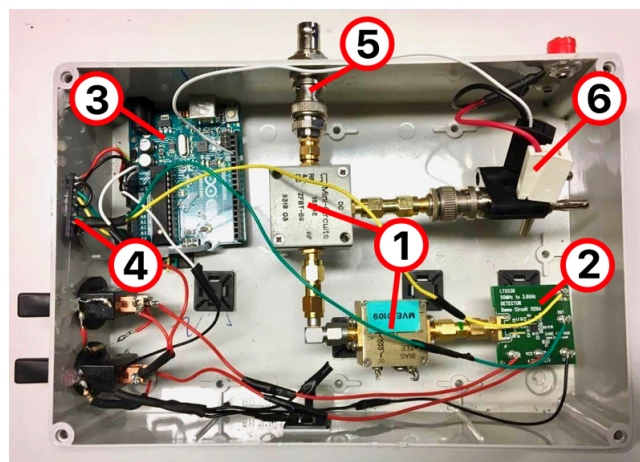
Arduino Uno har 10 bitars upplösning i intervallet 0-5 V, vilket innebär att intervallet kan representeras av 1024 värden [18]. En sådan upplösning innebär att skillnaden mellan två konsekutiva bitvärden motsvarar en spänningsskillnad på 4.88 mV. I empiriska försök framgår att spänningsskillnaden på detektorns utgång mellan effekten vid 77 K och 297 K är 72.5 mV, se avsnitt 3.2. Med kunskapen om att den minsta detekterbara spänningsskillnaden är 4.88 mV/bitvärde ger detta totalt 15 bitvärdens skillnad mellan kall och varm mätning. Detta i sin tur ger en temperaturupplösning på  $\Delta T = \frac{297-77}{15} = 14.6$  K. I detta avseende anses Arduinos upplösning vara otillräcklig.

För att få en högre upplösning finns olika metoder att tillämpa beroende på hur hög noggrannhet som krävs. Till projektet väljs att använda en dedikerad ADC-krets, *ADS1115* från *AdaFruit*. Den är en billig och lättanvänd 16-bitars digitalkonverterare som kopplas till Arduinokortet [19]. En av de 16 bitarna är dedikerad som teckenbit, vilket i praktiken innebär att spänningsnivåer kan mätas med 15 bitar och alltså representeras av  $2^{15} = 32768$  värden [19]. Denna krets har även en inbyggd programmerbar förstärkare vilken möjliggör att i mjukvaran kunna välja mellan sex olika spänningsintervall och på så sätt öka upplösningen då samma mängd bitar används för att representera ett mindre intervall [19]. För projektet väljs intervallet  $\pm 2.048$  V vilket ger en upplösning på  $62.5\mu\text{V}$  som är en klar förbättring mot 4.88 mV från tidigare. Enligt samma resonemang som tidigare ger detta en ny temperaturupplösning på  $\Delta T = 0.2$  grader.

Då den väntade totaleffekten som når RF-detektorn enligt datablad skall resultera i en utspänning i storleksordningen 1 V bedöms att extra förstärkning av signalen till detektorn inte kommer att behövas [17]. Detta styrks även av experiment där spänningar på runt 1.2-1.3 V mäts upp när detektorn används tillsammans med resten av systemet.

### 3.4 Hela systemet

I figur 7 visas systemet som konstruerats för detektion och avläsning av data. De olika komponenterna redovisas i tabell 2.



Figur 7: Bild på signalbehandlingskedja med beskrivning i tabell 2. Ytterligare specifikation samt kostnader för komponenter presenteras i C.

För att bestämma brustemperaturen för hela systemet kan inte längre Y-faktor teknik användas på grund av RF-detektorns komplexitet i omvandling från effekt till spänning. Om en sådan mätning görs för hela systemet fås en ekvivalent brustemperatur på ca 3500 K vilket inte anses rimligt. Detta visar på begränsningen med denna metod och att den inte är tillämpbar för alla typer av kretskomponenter, vilket även bekräftas av [8]. Istället bestäms en ekvivalent

brustemperatur för systemet  $T_{sys}$  enligt (20) med systemets nu kända parametrar framtagna i avsnitt 3.1;  $P_{in} = -15.188$  dBm,  $B_{eff} = 1.825$  GHz,  $G = 64.4$  dB och  $T_{in} = 297$  K. Denna beräkning ger  $T_{sys} = 141.7$  K. Ett antagande som måste göras för att kunna använda denna metod är att LNB:n antas vara den enda komponent som förstärker signalen, dvs.  $G = G_{LNB}$ .

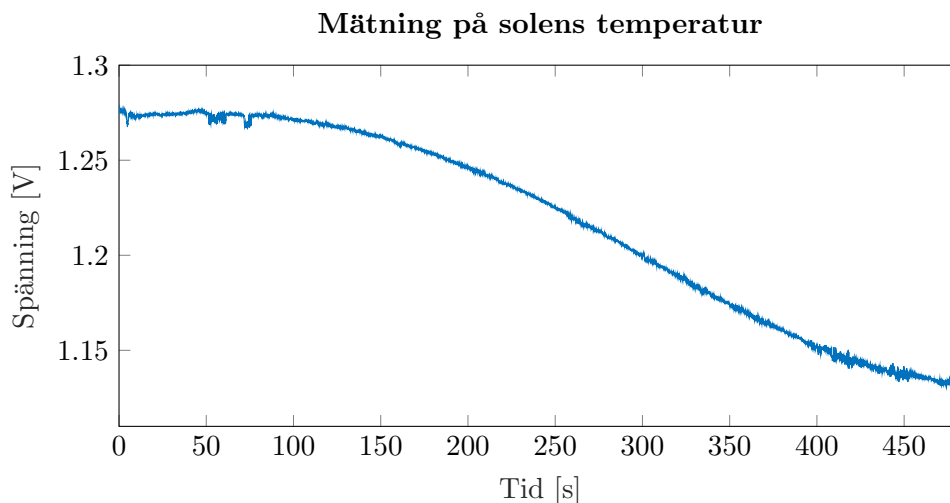
Med den nu kända effektiva bandbredden kan en förväntad uppmätt temperatur tas fram utifrån det teoretiskt beräknade  $P_{in,sol} = 1.6447 \cdot 10^{-11}$  i avsnitt 2. Detta ger  $T_{in,sol} = \frac{P_{in,sol}}{k_B B_{eff}} = 653$  K. Temperaturen  $T_{in}$  som systemet mäter är således inte samma som den faktiska yttemperaturen på solen  $T_{sol}$  utan måste skalas enligt teorin i avsnitt 2.

Tabell 2: Utrustningsförteckning.

#	Komponent	Modell
1	Biaseeringssteg	-
2	RF-detektor	LT5538
3	AD-omvandlare	Arduino UNO
4	AD-omvandlare	ADS1115
5	Ingång för LNB	-
6	Ingång för spänningsmatning	-

## 4 Mätning av solens temperatur

I detta avsnitt presenteras resultaten av de mätningar som gjorts på solen med det konstruerade systemet. En av de stabilaste mätningarna kan ses i figur 8.

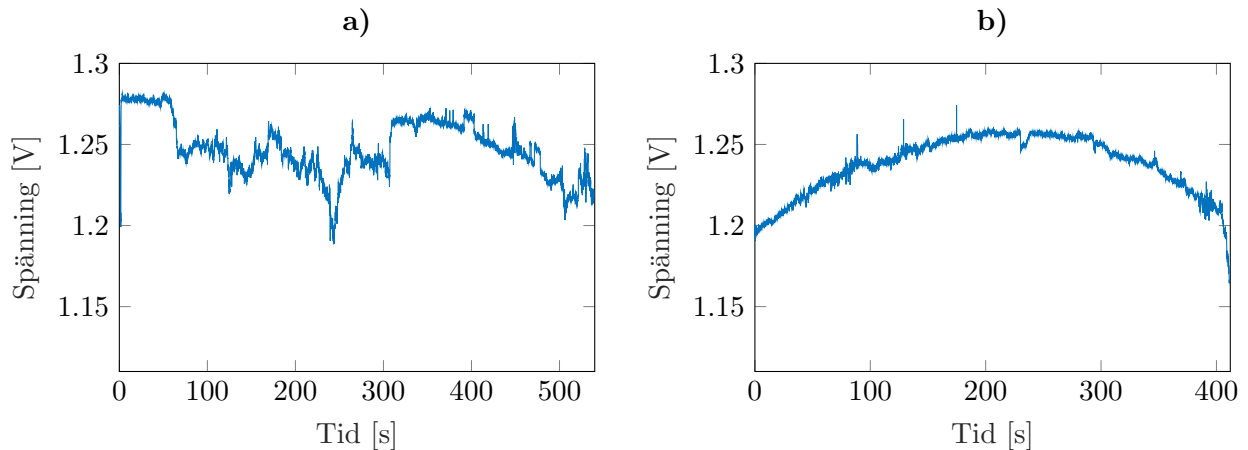


Figur 8: Figuren visar på y-axeln den spänning  $V$  i volt som systemet mätt upp under tiden  $t$  i sekunder på x-axeln. Den gaussiska formen på kurvan beror på att den uppfångade effekten minskar då solen rör sig relativt antennens huvudlob. Följaktigen kan även x-axeln betraktas med en vinkelskala för solens position relativt antensystemets huvudstrålrättning.

Det är känt att objekt som befinner sig i strålningens propagationsväg mot antennen samt objekt vilka reflekterar mikrovågor i samma frekvensband som systemet fångar upp påverkar mätningarna. Något som observerades tidigt under mätningarna var att reflektioner från solen i nära föremål hade stor påverkan på mätningarna och gav både instabil och opålitlig mätdata. Med detta i åtanke behövde därför mätplatsen väljas med omsorg för att i bästa mån reducera sådan påverkan. En plats som uppfyllde kraven var Origogården på Chalmers där mätningar under eftermiddagen gav förhållandevis stabila och rimliga resultat. Andra mätplatser än Origogården

undersöktes också, men det kunde snabbt konstateras att reflektioner och andra störningar påverkade resultaten för mycket och gav opålitlig mätdata.

En annan svårighet som upptäcktes vid mätningar var att det var svårt att rikta in parabolerna så att maxeffekt från solen träffade den under längre tid samt att hålla den stabil i det läget för att få stabila mätningar. Två exempel på mätsvårigheterna kan ses i figur 9, där a) visar på en ostadig mätning som ändå uppnår ett högre maxvärde på  $\sim 1.28$  V medan b) visar på en relativt stabil mätning som däremot mätt ett lägre maxvärde på  $\sim 1.25$  V.



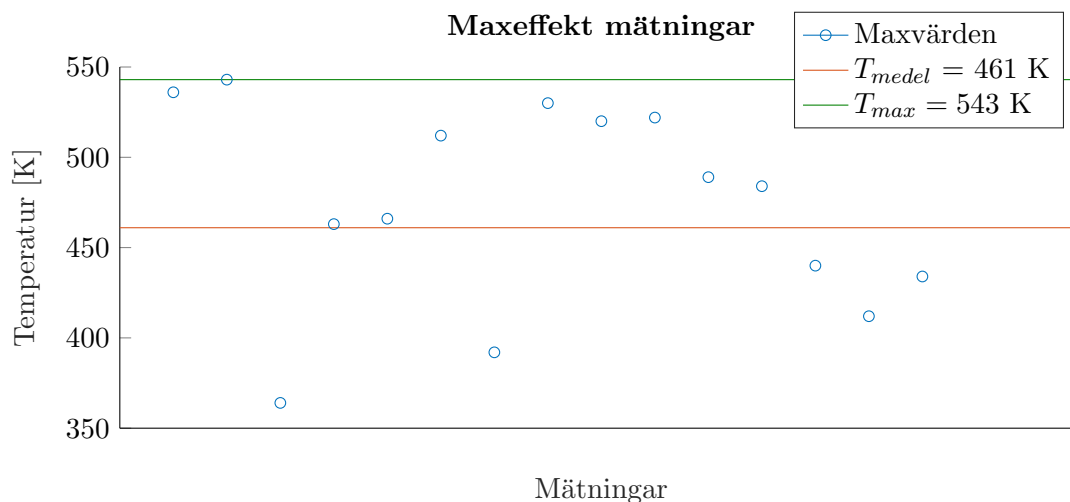
Figur 9: Exempel på hur resultatet blir när mätsvårigheter påverkar mätningarna. Y-axeln representerar uppmätt spänning i volt och x-axeln tid i s.

Tabell 3: Tabellen visar uppmätta spänningar samt vilka uppmätta temperaturer och faktiska temperaturer de motsvarar enligt den fysikaliska modellen utan hänsyn tagen till eventuella störningar. Spänningarna omvandlas till temperatur med (21) kombinerad med (23).

Mätning	Mätdatum	Spänning [V]	Intemperatur [K]	Ytemperatur [K]
1	2017-04-26	1.281353	536	4747
2	2017-04-26	1.282402	543	4809
3	2017-04-26	1.250907	364	3223
4	2017-04-26	1.271227	463	4100
5	2017-04-26	1.269950	466	4127
6	2017-04-27	1.277581	512	4534
7	2017-04-27	1.256565	392	3471
8	2017-05-02	1.280325	530	4693
9	2017-05-02	1.278733	520	4605
10	2017-05-02	1.279170	522	4623
11	2017-05-02	1.273777	489	4330
12	2017-05-02	1.272961	484	4286
13	2017-05-02	1.265523	440	3896
14	2017-05-02	1.260361	412	3648
15	2017-05-02	1.264393	434	3843
<b>Medel</b>	-	<b>1.271015</b>	<b>461</b>	<b>4082</b>

På grund av mätsvårigheterna presenterade i figur 9 har längre mätningar analyserats ur vilka kortare intervall där maximal spänning uppmätts sedan plockats ut och medelvärderats. Resultatet av denna analys kan utläsas i tabell 3. De uppmätta temperaturer som presenteras är de temperaturer som systemet känner av, och då solen inte täcker upp hela stråldiagrammet

måste de således multipliceras med en skalfaktor för att få den faktiska temperaturen på solen. Svårigheten i att få in maximal effekt i huvudloben kan utläsas ur den stora spridningen i figur 10, där uppmätta maxvärden för 15 mätserier presenteras tillsammans med medelvärdet på  $T_{medel} = 461$  K och maxvärdet på  $T_{max} = 543$  K. Medelvärdet av yttemperaturen fås genom att ta medelvärdet av spänningarna och sedan räkna om det värdet till en intemperatur som översätts till en yttemperatur.



Figur 10: Figuren visar de uppmätta maxtemperaturerna enligt tabell 3. I figuren kan även den maximalt uppmätta temperaturen  $T_{max} = 543$  K och medeltemperaturen  $T_{medel} = 461$  K.

## 5 Felanalys

I följande avsnitt utreds de potentiella felen från alla approximationer som gjorts, både i den fysikaliska modellen och i karakterisering av systemet. Dessa fel bidrar till en felfortplantning som här analyseras för att ge en kvalitativ beskrivning av resultatet från mätutrustningen.

### 5.1 LNB

De parametrar som mäts för att karakterisera LNB:n och bestämma en effekt enligt (21) är som tidigare nämnt bandbredd, brustemperatur och förstärkning. Bandbreddens gränser bestäms med hjälp av spektrumanalysatorn enligt avsnitt 3.1, och avläsningen antas på grund av utrustningens tillförlitlighet att ha ett försumbart litet fel. För att bestämma den effektiva bandbredden används den totala effekten i utsignalen från LNB:n som baseras på att antal uppmätta effektvärden, vilka medför en felmarginal. Felet bestäms genom att beräkna den totala effekten med den maximala osäkerheten på mätvärdena från spektrumanalysatorn, vilket leder till ett fel för total effekt på  $\Delta P_{tot} = 0.100$  dBm. Vid beräkning av den effektiva bandbredden fås då ett fortplantningsfel på  $\Delta B_{eff} = 0.043$  GHz.

När brustemperaturen för LNB:n bestäms ger osäkerheten på uppmätta effekter ovan ett försumbart fel, en faktor som dock påverkar osäkerheten är felmarginalen hos termometern som anger rummets temperatur. Denna är inte känd, men med en grov approximation på en osäkerhet på  $\Delta T_{termometer} = 1$  grad fås ett fel på  $\Delta T_{LNB} = 0.64$  K. Då det är svårt att göra samma uppskattning på brustemperaturen för hela systemet enligt resonemang i avsnitt 3.4 görs en approximation att felet borde ligga i samma storleksordning som  $\Delta T_{LNB}$ . LNB:n antas vara den enda komponent som förstärker signalen, men felet bestäms som något högre än  $\Delta T_{LNB}$  då fler komponenter berör systemet. Felet approximeras därför som  $\Delta T_{sys} = 1$  K. Denna uppskattning kräver många antaganden som inte är helt styrkta, men kommer heller inte påverka det totala

felet nämnvärt och antas därför vara godtagbar. För LNB:ns förstärkning ges slutligen, med alla fortplantningsfel och enligt (21), en osäkerhet på  $\Delta G = 0.08$  dB.

## 5.2 RF-detektor & AD-omvandlare

Linearitetsfelet för detektorn hämtas ur databladet, och anges för aktuella frekvenser och ingångseffekter till typiskt 0.1 dB och maximalt 0.6 dB [17]. Med detta avses hur mycket lutningen på utgångskurvan avviker från den ideala, dvs. 23.8 mV/dB. Detta ger i de två fallen upphov till felmätningar på  $\Delta P = 0.1, 0.6$  dB. För de temperatur- och effektområden som detta projekt innefattar kommer det lägre värdet användas och kontrasteras mot det högre. Detektorns bidrag till osäkerhet i temperatur blir då  $\Delta T_{RF} = 10, 60$  K. Dessa två extremfall används senare för att skatta den totala mätosäkerheten i systemet.

AD-omvandlaren med sina 15 bitars upplösning ger en spänningsupplösning på  $62.5 \mu\text{V}$  per bitvärde. Då den totala utgångskaraktistiken för systemet bestämts till  $\frac{dV}{dP} = 23.8$  mV/dB leder denna upplösning till ett avläsningfel på  $\Delta P_{AD} = 0.0026$  dB när AD-omvandlaren inkorrekt läser av närliggande värden. Detta under antagande att det primära felet i AD-omvandlaren kommer ur felavlästa och felkonverterade närliggande värden snarare än slumpmässiga bitfel. För uppmätt temperatur  $T_{in}$  enligt avsnitt 3.4 erhålls ett temperaturfel på  $\Delta T_{AD} = 0.2$  K.

De två osäkerheterna för RF-detektorn och AD-omvandlaren adderas till en total osäkerhet i avläst temperatur,  $\Delta T_{AD,RF}$ , som för de två extremfallen från detektorn bestäms till 10.2 respektive 60.2 K.

## 5.3 Totalt systemfel

Med systemets felkällor identifierade kan det totala felet i uppmätt effekt skattas ur (21) enligt (24).

$$\Delta P = k_B \left( \left| \frac{\partial P}{\partial G} \Delta G \right| + \left| \frac{\partial P}{\partial B_{eff}} \Delta B_w \right| + \left| \frac{\partial P}{\partial T_{AD,RF}} \Delta T_{AD,RF} \right| + \left| \frac{\partial P}{\partial T_{sys}} \Delta T_{sys} \right| \right) [\text{W}] \quad (24)$$

Utifrån  $\Delta P$  i avsnitt (24) kan en total osäkerhet för den uppmätta temperaturen bestämmas enligt  $\Delta T_{in} = \frac{\Delta P}{G k_B B_{eff}}$ . För de två fallen givna i 5.2 bestäms då systemets temperaturosäkerhet till  $\Delta T_{in} = 27, 77$  K. Som tidigare nämnt kommer det lägre värdet användas, medans de högre kan ses som en extremgräns. Detta ger  $\Delta T_{in} = 27$  K vilket ger ett osäkerhetsintervall för den uppmätta medeltemperaturen  $T_{medel}$  och maxtemperaturen  $T_{max}$  enligt (25).

$$\begin{aligned} T_{medel,sann} &\in [T_{medel} - \Delta T_{in}, T_{medel} + \Delta T_{in}] = [432, 490] \quad [\text{K}] \\ T_{max,sann} &\in [T_{max} - \Delta T_{in}, T_{max} + \Delta T_{in}] = [516, 570] \quad [\text{K}] \end{aligned} \quad (25)$$

## 5.4 Gaussiskt stråldiagram

Eventuella fel som uppstår vid tillämpning av det gaussiska stråldiagrammet har tagits fram genom att undersöka om kraven för propagation med paraxiella vågor i fundamentalmoden uppfylls, samt genom att experimentellt undersöka storleken på sidloben hos stråldiagrammet och genom att uppskatta fel vid mätning och beräkning av minsta strålradien på stråldiagrammet.

Först undersöks den paraxiella vågapproximationens giltighet enligt avsnitt 2.3, vilket säger att försumbara fel ges om  $w_0/\lambda \geq 1.6$ . För systemet med  $w_0 = r_e \geq 0.42$  och  $\lambda \leq 0.03$  är detta väl uppfyllt och eventuella fel från tillämpningen av denna approximation kan försummas. Vidare undersöks giltigheten i att endast fundamentalmoden används för att beskriva stråldiagrammet, vilket gäller då systemet arbetar i diffraktionsgränsen. Antalet moder fås från (12), och  $\Omega_B$  behöver tas fram numeriskt för att se om  $M = 1$  gäller. Med  $\Omega_B$  enligt (11) och  $\nu = 11 \cdot 10^9$  Hz

fås  $\Omega_B = 1.0067$ , vilket då  $\frac{A_{e,v}}{\lambda^2} \approx 1$  ger  $M \approx 1$ . Fundamentalmodapproximationen är därmed giltig med små fel som inte behandlas inom denna felanalys.

Vad gäller sekundära maxima, så kallade sidlober, är det i princip oundvikligt att frånkomma dessa i stråldiagram för realistiska antenner. Hur detta extra effektupptag påverkar ett antensystem är väldigt svårt att uppskatta utan att ha det exakta stråldiagrammet. I arbetet undersöktes detta istället empiriskt under mätningarna på solen. Mätningar gjordes då under en lång tid medan solen förflyttade sig i vinkelled långt ut från antensystemets maxima för att se om några fler maxima uppträdde. Vid dessa empiriska undersökningar kunde inga fler maxima, och således inga tydliga sidlober, observeras. Detta visar på att mindre effekt upptas av potentiella sidlober från solen än vad som tas upp av huvudloben från bakgrundsstrålningen. Sidloberna hos parabolens ansågs därför påverka mätresultaten försumbart lite.

Modellen för stråldiagrammet bygger på dess minsta strålmidja  $w_0 = r_e$  som för antensystemet inom detta projekt beräknades från de uppmätta värdena på  $r_{a,x}$  och  $r_{a,y}$  i avsnitt 2.4. Dessa mättes med måttband till  $r_{a,x} = \frac{95 \pm 0.5}{2}$  cm respektive  $r_{a,y} = 96 \pm 0.5$  cm vilket ger  $r_{e,x} = 0.4215 \pm 0.0022$  samt  $r_{e,y} = 0.4282 \pm 0.0022$  m enligt avsnitt 2.4. Med dessa fel fås det största felintervallet i skalfaktorn  $\eta$  från avsnitt 2.5 som  $\eta = (2.8456 \pm 0.0276) \cdot 10^{-15}$ .

## 5.5 Solen som svartkropsstrålare

Här utreds eventuella fel som uppkommer på grund av approximationen att solen är en perfekt svartkropp samt eventuella fel från Rayleigh-Jeans approximationen, se avsnitt 2.2.

I den fysikaliska analysen har solen teoretiskt modellerats som en svartkropp med en temperatur på 5780 K. För frekvenser under 30 GHz stämmer dock inte detta antagande helt, då solen i detta spektrum emitterar mer strålning än en svartkropp med  $T = 5780$  K [20]. Då antensystemet arbetar i frekvenser strax ovanför 10 GHz befinner sig den inkommande strålningen på gränsen för att kunna betraktas som strålning från en svartkropp. Mätresultaten som bygger på solen som svartkropsstrålare bör därmed visa en något högre temperatur än 5780 K, och i det fallet kan den egentliga soltemperaturen inte korrekt bestämmas med nuvarande modell inom det frekvensområde som använts. Däremot är svartkroppstemperaturen ett väldefinierat begrepp inom radioastronomi och beskriver temperaturen på den svartkropp som motsvarar strålningen en himlakropp sänder ut. Svartkroppstemperaturen skulle isåfall vara den som bestäms inom detta projekt.

När Rayleigh-Jeans lag används approximeras  $(h\nu/k_B T)/(e^{h\nu/k_B T} - 1) = 1 + \Delta$ . Hur stort felet  $\Delta$  med denna approximation blir är för ett bestämt  $\nu$  endast en funktion av temperaturen på den uppmätta strålningen. För mätning på solen och med en medelvärderad frekvens i frekvensbandet från avsnitt 3.1.2 fås ett fel med approximationen på  $\Delta(\nu = 11.85 \text{ GHz}, T = 5780) = -4.92 \cdot 10^{-5}$ . Felet som uppstår i  $T_{sol} \propto (1 + \Delta)$  är därmed mindre än en tiotusendel av dess mätvärde och kan försummas.

## 5.6 Dämpning i atmosfär

Detta avsnitt syftar till att göra en uppskattning över hur mycket effekt som försvinner då solens strålning propagerar genom jordens atmosfär. Den mängd effekt som absorberas av atmosfären beror på absorptionskonstanten  $\alpha(h, \nu)$  [dB/km] och sträckan strålningen propagerar genom atmosfären som beror på solens vinkel från marken,  $\theta$ . Absorptionskonstanten  $\alpha$  är sammansatt av flertalet andra absorptionskonstanter som beskriver hur mycket av inkommande strålning i radiofrekvensbandet som absorberas av främst syre, vattenånga, regn och moln i atmosfären. Då mätningarna skett vid klart väder används här enbart absorptionskonstanterna  $\alpha_{\text{ånga}}(h, \nu)$  och  $\alpha_{\text{syre}}(h, \nu)$  som medelvärderats för aktuella frekvenser fås från [14] som 0.0295 respektive 0.0065 dB/km. Dessa värden gäller vid havsnivå, och på högre höjd ovan havsnivån minskar de snabbt för att slutligen bli noll kring 30 km höjd. Solvinkeln  $\theta$  har mätts manuellt under de

olika mättillfällena, och då mätningarna gjorts tid vid ungefär samma tid på dagen och året har vinkeln kunnat uppskattas till ungefär samma värde vid varje tillfälle  $\theta \approx 47^\circ$ .

En maximal absorptionsförlust fås genom att använda ovan nämnda absorptionskonstanter över atmosfärens totala djup på 30 km. Då fås en effektminskning på 29% med [14]. Mer rimligt är att approximera atmosfärsdjupet till 5 km med givna absorptionskonstanter, vilket ger en förlust på drygt 5%. Atmosfärsdämpningens inverkan kan därmed grovt uppskattas till en minskning av inkommande effekt på 5%. I och med att uppskattad dämpning är såpass grov men ändå relativt liten utesluts den vid fortsatt felberäkning.

## 5.7 Sammanlagt fel

I avsnitt 5.3 beräknades ett osäkerhetsintervall på den uppmätta temperaturen  $T_{in}$  enligt (25). Denna kan tillsammans med felet i  $\eta$  från avsnitt 5.4 användas för att beräkna ett totalt felintervall för soltemperaturen  $T_{sol}$ .

Med  $P_{in,sann} = (T_{in} \pm \Delta T_{in})k_B B$  fås alltså det maximala felintervallet hos  $T_{sol}$  från (18) som (26) där ineffekt från bakgrundsstrålning har försumrats.

$$T_{sol} \in \left[ T_{in(-)} \frac{k_B B}{\eta_+}, T_{in(+)} \frac{k_B B}{\eta_-} \right] \quad (26)$$

Med  $B$  från avsnitt 3.1.2,  $T_{in,medel(-)} = 432$  K respektive  $T_{in,medel(+)} = 490$  K samt  $T_{in,max(-)} = 516$  K respektive  $T_{in,max(+)} = 570$  K från avsnitt 5.3 och  $\eta_- = 2.818 \cdot 10^{-15}$  samt  $\eta_+ = 2.873 \cdot 10^{-15}$  W/K från avsnitt 5.4 fås felintervallen i  $T_{sol}$  som (27).

$$\begin{aligned} T_{sol,medel} &\in [3789, 4382] \quad [\text{K}] \\ T_{sol,max} &\in [4526, 5097] \quad [\text{K}] \end{aligned} \quad (27)$$

## 6 Diskussion och slutsats

I detta avsnitt diskuteras resultatet och de svårigheter och fel som uppkommit under projektets fortlöpande i syfte att avgöra resultatets tillförlitlighet.

Enligt de resultat som presenteras i tabell 3 mäter systemet en medelvärderad yttemperatur hos solen i intervallet [3789, 4382] K, medan det maximala uppmätta värdet ger en yttemperatur i intervallet [4526, 5097] K. I jämförelse med solens temperatur enligt modellen på ca 5780 K skiljer sig alltså det uppmätta värdet i storleksordningen 1300 K för medelvärdet och 800 K för det maximala värdet. Denna felmarginal kan grundas i flera faktorer.

En av dessa faktorer var svårigheten att vid mätning på solen få in maximal effekt i parabolen, vilket berodde på att antennen behövde riktas manuellt. Då marginalerna för att solen är i antennens fokus är väldigt små, i kombination med att solens rörelse i förhållande till antennen är snabb, är antennens riktning vid mätning i behov av finjustering. Antennens riktningsskänslighet beror på dess smala huvudlob som gör att en stor del av inkommande effekt förloras vid väldigt små skiftningar i vinkeln relativt solen. Riktning förstärkningen  $P_n$  minskar drastiskt från 90% till 40% i intervallet  $[\theta_{sol}, 3\theta_{sol}]$  med  $\theta_{sol} = 0.265^\circ$ . Således är den maximalt uppmätbara effekten, korresponderande mot den teoretiskt beräknade, svår att mäta manuellt.

Eftersom ett reglersystem inte ansågs vara möjligt att konstruera med avseende på projektets omfattning bedömdes det inte finnas en bättre metod än att rikta parabolen manuellt. För att få så bra mätningar som möjligt med denna metod riktades parabolen således för hand tills en observerad maximal spänning uppnåddes och låstes sedan i detta läge för mätning. Denna metod gav upphov till mätdata som i figur 8, vilket visar hur den uppmätta spänningen minskar när solen rör sig ut ur huvudloben för antennsystemet med tiden  $t$ . Figuren visar på strålningsdiagrammets gaussiska karaktär, men kan inte styrka att ett uppmätt maximum är ett definitivt maximum. Genom att ett flertal mätningar gjordes på solen gav det upphov till data

som i figur 10, där det observeras att maxpunkterna för de olika mätningarna är spridda i ett stort intervall. Spridningen beror med största säkerhet på riktningssäkerheten, då det maximala värdet bör vara relativt konstant. Figuren visar även medelvärden och maxvärdet för uppmätt data. Med avseende på den osäkerhet som riktningen medför är det troligt att de högsta värdena ger en mer korrekt representation av det sanna värdet och på grund av detta presenteras även det högsta uppmätta maxvärdets osäkerhetsintervall som ett resultat i rapporten.

Utöver riktningssäkerheten har flera andra faktorer också inverkan på mätresultatets pålitlighet. Felmarginerna hos komponenterna som presenteras i avsnitt 5 är svåra att uppskatta och därför inte definitiva. De feluppskattningar som gjorts baseras på antaganden av maximala systemfel, vilket är en nödvändig åtgärd för en pålitlig felanalys. Under projektets gång har flera komponenter fått bytas ut eller lagas, vilket har visat att systemet innehåller känslig hårdvara. Det tydligaste exemplet är den RF-detektor som användes i signalkedjan vilken var mycket lämplig för användning tillsammans med övriga komponenter med avseende på effekt och frekvensband, men visade sig vara väldigt känslig för yttre påverkan. Den gav stabil mätdata vid korrekt användning, men var känslig i det avseende att den lätt tog skada av att utsättas för till exempel korta spänningstoppar eller biasering på kontaktarna i fel ordning. Samtidigt är detektorn den mest avgörande komponenten för korrekt översättning av effekt till spänning, på grund av den förutsatta lineariteten. En ytterligare aspekt att ta hänsyn till är effektförluster i komponenter och kablar. Dessa förluster är svåra att uppskatta, men finns närvarande i all hårdvara och kan således bidra till att en för låg effekt uppmäts.

I den fysikaliska modelleringen mellan sol och antenn har flera antaganden gjorts, där inte alla kan anses försumbara. Den atmosfäriska dämpningens påverkan på strålningen är svår att definiera, och kan ha en avgörande inverkan på hur mycket strålning som faktiskt träffar antennen. Denna dämpning utgör en maximal möjlig förlust av inkommande effekt på 29%, men är enligt avsnitt 5.6 uppskattningsvis mellan 0% och 5%. På grund av osäkerheten i att bestämma dämpningen och att det rör sig om små förluster har den försumrats vid beräkning av osäkerheten i temperaturen. För att få en bättre uppfattning av atmosfärens faktiska påverkan hade fler mätningar under varierande väderförhållanden behövts göras. Vidare har parabolens störning på signalen antagits vara försumbar, vilket bidrar till en effektförlust av okänd magnitud. Om geometrin mellan parabolen och LNB:n inte är exakt utformad efter vad som antas i modellen, vilken förutsätter optimal konstruktion, blir uppmätt effekt därmed mindre. Ett annat avgörande antagande modellen grundas på är att solen kan betraktas som en perfekt svartkropp vilket inte är helt korrekt i det frekvensband som mätningarna görs och därmed tyder på att parabolen borde ta upp mer effekt från solen än vad som beräknas i modellen. På dessa grunder bör den inkommande strålningen vara högre än vad modellen visar.

Med avseende på alla dessa orsakers påverkan av mätdata anses resultatet ge ett väntat värde med hänsyn till att det visar en lägre temperatur än den verkliga. Därmed anses både fysikalisk modell och det fysiska systemet vara dugliga för mätningar, men med aningen stora approximationer. Några lämpliga förbättringar av systemet skulle vara en konstruktion för reglering av riktning på parabolen och att undersöka alternativa komponenter. För att få mer stabila mätningar är valet av plats för mätningar en ytterligare faktor som kan påverka mätdata och således resultatet. Om oönskade reflektioner och potentiella störningar kan undvikas kan möjligen mer pålitlig mätdata erhållas.

Sammanfattningsvis kan det fastslås att systemet som beskrivs i rapporten går att konstruera till en relativt låg kostnad och är mycket användbart till att detektera solens strålning. Det anses dock ha instabila komponenter och kan vara svårt att rikta för att hitta maximal ineffekt. För att få mer tillförlitlighet till resultatet skulle fler mätningar kunna göras för att minska påverkan av riktningselet och kunna se en tydligare trend samt avvikelser. Osäkerheterna som finns gör det dock ändå svårt att bestämma solens temperatur med stor noggrannhet, trots tillräckligt hög upplösning vid AD-omvandling. Vidare utveckling av systemet skulle vara nödvändigt för att använda det till praktiska mätningar.

## Referenser

- [1] R. Collins, *From satellite to single market: New communication technology and european public service television*. London, England: Routledge, 1998, ISBN: 9780415179706.
- [2] T. Sekiguchi, N. Shiga, S. Nakajima, K. Otake, N. Kuwata, K. i. Matsuzaki och H. Hayashi, “Ultra small sized low noise block downconverter module”, i *Microwave Symposium Digest*, 1992, s. 447–450. DOI: 10.1109/MWSYM.1992.188009.
- [3] R. H. Dicke, “The measurement of thermal radiation at microwave frequencies”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 17, nr 7, s. 268–275, 1946.
- [4] D. Fixsen, “The Temperature of the Cosmic Microwave Background”, *The Astrophysical Journal*, vol. 707, nr 2, s. 916–920, dec. 2009.
- [5] D. K. Cheng, *Field and wave electromagnetics*. London, England: Pearson new international edition, 2014, ISBN: 0-201-12819-5.
- [6] R. Siegel och J. R. Howell, *Thermal radiation heat transfer*, uppl.4. New York, USA: McGraw-Hill, 1981, ISBN: 0-07-057316-6.
- [7] D. V. Schroeder, *An introduction to thermal physics*. Massachusetts, USA: Pearson ne, 2014, ISBN: 9781292026213.
- [8] K. Rohlfs och T. L. Wilson, *Tools of radio astronomy*. Berlin, Tyskland: Springer, 2004, ISBN: 3-540-40387-6 :
- [9] P. F. Goldsmith, *Quasioptical systems: Gaussian beam, quasioptical propagation and applications*. New York, USA: Chapman & Hall, 1998, ISBN: 0-412-83940-7.
- [10] E. R. Brown, “Fundamentals of Terrestrial Millimeter-Wave and THz Remote Sensing.”, *International Journal of High Speed Electronics & Systems*, vol. 13, nr 4, s. 93–195, 2003.
- [11] H. W. Ott, *Noise reduction techniques in electronic systems*. New York, USA: Wiley, 1988, vol. 442.
- [12] P. Philippe et al., “A low power 9.75/10.6ghz down-converter ic in sige:c bicmos for ku-band satellite lnb’s”, i *Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, okt. 2011, s. 211–214. DOI: 10.1109/BCTM.2011.6082784.
- [13] T. Sekiguchi et al., “Ultra small sized low noise block downconverter module”, i *Microwave and Millimeter-Wave Monolithic Circuits Symposium Digest of Papers*, juni 1992, s. 155–158. DOI: 10.1109/MCS.1992.186024.
- [14] S. Shambayati, “Atmosphere attenuation and noise temperature at microwave frequencies”, *Low-Noise Systems in the Deep Space Network*, vol. 6, s. 255–281, 2008.
- [15] E. Cullens, K. Vanhille och Z. Popović, “Miniature bias-tee networks integrated in micro-coaxial lines”, i *The 40th European Microwave Conference*, sept. 2010, s. 413–416.
- [16] F. Jonsson och H. Olsson, “Rf detector for on-chip amplitude measurements”, *Electronics Letters*, vol. 40, nr 20, s. 1239–1240, 2004.
- [17] *LT5538 - 40MHz to 3.8GHz RF Power Detector with 75dB Dynamic Range*. Milpitas, USA: Corporation, Linear Technology, 2008.
- [18] Arduino, “Arduino uno”, *arduino.cc*, 2017 [online]. URL: <https://www.arduino.cc/en/main/arduinoBoardUno> (hämtad 2017-05-10).
- [19] *Ultra-small, Low-Power, 16-Bit Analog-to-Digital Converter with Internal Reference*. Dallas, USA: Adafruit, 2011.
- [20] C. Ho, S. Slobin, A. Kantak och S. Asmar, “Solar Brightness Temperature and Corresponding Antenna Noise Temperature at Microwave Frequencies”, California institute of Technology, Pasadena, USA, tekn. rapport IPN PR 42-175, 2008, s. 1–11.



Vidare kan vinkelelementet  $d\mathfrak{F}$  bestämmas utifrån uttrycket för  $\mathfrak{F}$  enligt (31).

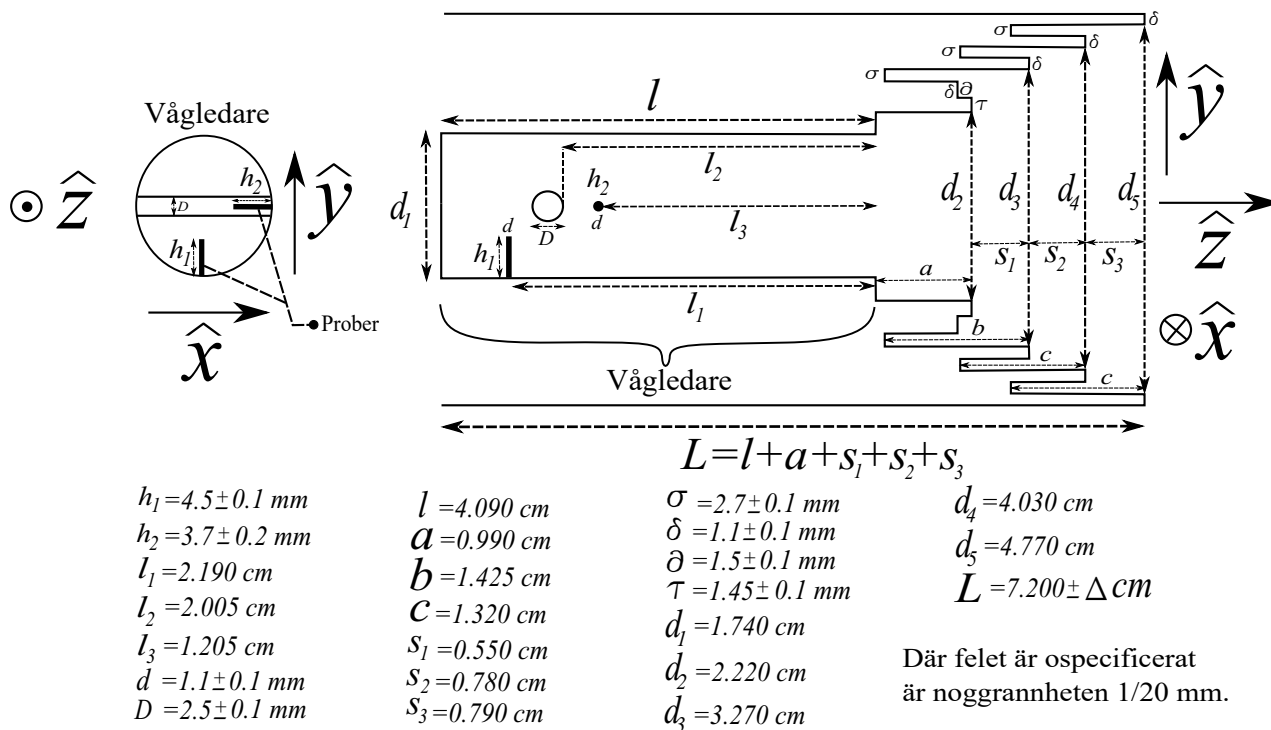
$$d\mathfrak{F} = d\theta \frac{d\mathfrak{F}}{d\theta} = d\theta \left[ \frac{\cos \theta / \sin \theta_{sol}}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta_{sol}}}} - 1 \right] \quad (31)$$

Slutligen kan skalärprodukten i (29) skrivas om enligt (32) som en funktion av  $\theta$ ,  $\phi$  och  $\nu$  där  $\mathfrak{F}$  och  $d\mathfrak{F}$  är funktioner av  $\theta$  enligt (30), (31) samt  $B(\nu, T)$  där ges av (2).

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\theta, \phi, \nu) \cdot d\mathbf{S} &= B(\nu, T) \Omega_A dA_{sol} = B(\nu, T) \frac{A \cos \theta}{R(\theta)^2} r^2 \sin \mathfrak{F} d\mathfrak{F} d\phi = \\ &= \left\{ \frac{r}{R(\theta)} = \frac{\sin \theta}{\sin \mathfrak{F}}, \quad \text{sinussatsen} \right\} = B(\nu, T) A \cos \theta \frac{\sin^2 \theta d\mathfrak{F} d\phi}{\sin \mathfrak{F}} \quad [\text{W}] \end{aligned} \quad (32)$$

## B Skiss av LNB

# LNB



Figur 12: Strukturen på den LNB som användes.

## C Komponenter

Det sekundära biaseringssteget (2) i figur 7 används på grund av felaktigheter i det primära biaseringssteget som ett högpasfilter för blockering av likspänning in i detektorn. Detta är en nödlösning på grund av problem som uppstod utan detta extra biaseringssteg, och visar sig vara kraftigt överdimensionerat för detta projekts ändamål. Med ett fungerande biaseringssteg behövs inte denna komponent i systemet, och den räknas således inte med i totalkostnaden för komponenterna.

Tabell 4: Utrustningsförteckning.

<b>Komponent</b>	<b>Modell</b>	<b>Pris</b>
LNB	Inverto Black Ultra	369 kr
Biaseringssteg	Mini-Circuits ZFBT-6G	710 kr
Högpasfilter	-	-
RF-detektor	Linear Technologies LT5538	895 kr
AD-omvandlare	Arduino UNO	190 kr
AD-omvandlare	ADS1115	140 kr
Parabolantenn	Gibertini 105cm	1190 kr
Stativ		680 kr
Diverse komponenter	Kablar, kontakter med mera	400 kr
<b>Tot</b>		<b>4574 kr</b>