

JULIUS-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT WÜRZBURG
FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
LEHRSTUHL FÜR ASTRONOMIE



BACHELORTHESES

Kommissionierung eines 3m L-Band Radioteleskops

Autor: Lukas Schrenk
Betreuer: Prof. Dr. M. Kadler und Prof. Dr. K. Mannheim
Abgabedatum: 14. Februar 2017

Inhaltsverzeichnis

1 Motivation	1
2 Radioastronomie	3
2.1 Wieso Radioastronomie?	3
2.2 Quellen der Radiostrahlung	5
2.2.1 Die 21cm Linie	5
3 Theoretische Grundlagen	7
3.1 Auflösungsvermögen	7
3.2 Intensität	9
3.2.1 Thermische Strahlungsquellen	10
3.3 Antennentemperatur	11
3.3.1 Effektive Antennenfläche	12
3.3.2 Störquellen	13
3.4 Sensitivität	13
4 Das Radioteleskop	15
4.1 Der Schaltschrank	16
4.2 Die Signaldetektion	17
4.2.1 Der Spektrum Analysator	18
4.2.2 Digitalisierung	19
4.2.3 Grundrauschniveau	19
4.2.4 Receiververkalibrierung	20
4.3 Die Steuerungssoftware	20
4.3.1 Beobachtungsmodi	20
4.3.2 Die Datenfiles	21
5 Messungen	23
5.1 Messungen der Radiosonne	23
5.2 Afristar	24
5.3 Sensitivität	25
5.4 Hintergrundeffekte	25
6 Analyse der Messdaten	27
6.1 Vergleichsdaten des SRT	27
6.1.1 Details	27

Inhaltsverzeichnis

6.1.2	Auflösungsvermögen	28
6.1.3	Antenneneffizienz	31
6.1.4	Kalibrationseffekte	32
6.2	Daten der 3m Radioantenne	33
6.2.1	Radiosonne	33
6.2.2	Afristar	35
6.2.3	Sensitivität	39
6.2.4	Hintergrundmessungen	40
7	Zusammenfassung und Ausblick	43

1 Motivation

Teleskope und Detektoren bilden das Rückgrat der gesamten experimentellen Astrophysik und haben sich seit der Entwicklung des ersten Spiegelteleskops immer weiter verbessert, sind jedoch vom strukturellen Aufbau gleich geblieben. So bestehen auch heutige Teleskope aus einer Kollektorfläche, durch die elektromagnetische Strahlung gebündelt und zu einem Detektor reflektiert wird. Die Form und Beschaffenheit des Kollektors bzw. Receivers variiert dabei recht stark zwischen den spektralen Bereichen. So kann der Kollektor im Radioregime aus einem einfachen metallischen Gitter bestehen, während in der Hochenergie Astrophysik spezielle hochempfindliche Teilchendetektoren benutzt werden müssen.

Aktuell stehen Astronomen in allen Frequenzbereichen diverse Instrumente zu Verfügung, deren Eignung sich für eine bestimmte Messung, neben der prinzipiellen Sichtbarkeit der Quelle am Standort des Teleskops, durch die notwendige Auslösung und Sensitivität unterscheidet. Bei der Entwicklung neuer Teleskope wird daher gezielt versucht, diese Parameter positiv zu beeinflussen und damit eine bessere Datenqualitäten zu erzielen. Sei es durch eine verbesserte Signalverarbeitung im Receiver oder durch eine Veränderung der Konstruktion. Den Abschluss des Entwicklungsprozesses eines neuen Teleskops bildet dessen Kommissionierung, also die experimentelle Überprüfung der Systemfunktionen und deren Eigenschaften. Hierzu werden systematische Messungen an bekannten Quellen vorgenommen, um die Winkelauflösung der Antenne, die Sensitivität, Stabilität und Präzision des Receivers zu ermitteln bzw. spezifische Fehlerquellen des Teleskops zu bestimmen und sofern möglich, durch den Vergleich mit Daten bereits etablierter Instrumente, zu bestätigen.

Der Lehrstuhl für Astronomie der Julius-Maximilians Universität bietet seit langem zur Vermittlung von Grundlagen der Beobachtungstechniken aller spektralen Bereiche ein astronomisches Praktikum an. Als Beispiel eines Radioteleskops standen bisher 2 Instrumente an der Dr. Karl Remeis Sternwarte in Erlangen zur Verfügung (*Astronomisches Praktikum Dr. Karl Remeis Sternwarte, Erlangen ECAP o.D.*). Da jedoch deren Zuverlässigkeit teils stark variierte, entstand die Idee der Anschaffung eines eigenen Radioteleskops für die Universitäts-Sternwarte in Hettstadt.

Der Erwerb einer 3m Parabolantenne für Messungen von L-Band gab mir die Möglichkeit mich dem spannenden Thema der Kommissionierung dieses Instruments zu widmen, deren Ergebnisse im Rahmen der hier vorliegenden Bachelorarbeit vorgestellt werden.

2 Radioastronomie

Die Geschichte der Radioastronomie begann 1931 mit dem Ingenieur Karl Guthe Jansky. Während seiner Messungen der von Gewittern ausgehenden Radiostrahlung entdeckte er eine bis dato unbekannte Radiointerferenz bei der von ihm untersuchten Wellenlänge von $\lambda = 14,6$ m. Als Ursprung dieser Interferenz bestimmte er, nach Durchführung weiterer Messungen, 1932 das Sternbild Sagittarius, das Zentrum unserer Galaxie. In den folgenden Jahren widmeten sich eine stetig wachsende Anzahl von Wissenschaftlern und Ingenieuren der noch jungen Radioastronomie. Unter ihnen Grote Reber, der 1937 das erste echte Radioteleskop konstruierte und damit als erster systematische Untersuchungen des "Radiohimmels" durchführte. (Wilson u. a., 2009, nach Kapitel 1.1)

2.1 Wieso Radioastronomie?

Jeder Bereich des elektromagnetischen Spektrums bietet eine andere Perspektive auf die physikalischen Zusammenhänge des beobachteten Phänomens, weshalb eine Missachtung der Radiostrahlung uns vieler Erkenntnisse über diese Mechanismen beraubt würde. Moderne Radioteleskope erreichen durch digitale Interferometrie räumliche Auflösungen, die weit über denjenigen optischer Messungen liegen. Ebenfalls sind bedeutend rauschärmere und damit sensitivere Messungen im Radiobereich möglich als beispielsweise im Röntgenregime. Dies folgt daraus, dass die Energie eines Photons durch $E_{Ph} = h\nu$ gegeben ist und daher die Photonendichte im Bezug auf 1 W Emissionsleistung im Radiobereich signifikant höher ist als im Röntgenbereich, da niedrigere Frequenzen betrachtet werden.

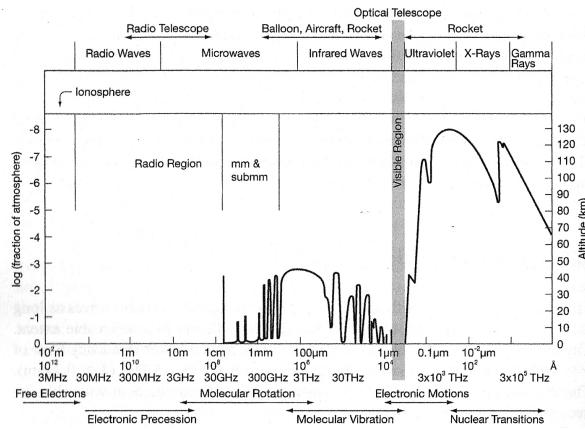


Abbildung 2.1: Dämpfung elektromagnetischer Strahlung innerhalb der Erdatmosphäre. Aufgetragen wurde, in welcher Atmosphärenhöhe ein Signal der Frequenz ν auf die Hälfte der ursprünglichen Signalstärke gedämpft wird. (Wilson u. a., 2009, Fig. 1.1)

Die Erdatmosphäre ist nur für einen geringen Teil des elektromagnetischen Spektrums durchlässig (vgl. Abb. 2.1). Daher sind direkte Beobachtungen an der Erdoberfläche nur innerhalb dieser sogenannten atmosphärischen Fenster möglich. Zu diesen zählen u.a. das optische Spektrum sowie ein Teil des Radiospektrums von $\lambda \approx [30 \text{ m} - 0,2] \text{ mm}$. Die Gründe weshalb sich die Atmosphäre sonst als opak erweist sind verschieden und häufig auf die Zusammensetzung einzelner Schichten zurückzuführen.

So werden im Radiofenster hochenergetischere Anteile ($\lambda \rightarrow 0$) zunehmend durch die Absorption an H_2O und O_2 in der Troposphäre gedämpft. Niedrige Energien hingegen werden an der Ionosphäre reflektiert, sobald ihre Strahlungsfrequenz niedriger als die Plasmafrequenz ω_P ist (Wilson u. a., 2009, Eq.2.60).

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e^2 N_e}{\epsilon_0 m_e}} \text{ [kHz]} \quad (2.1.1)$$

Diese kann durch Einsetzen der Dielektrizität ϵ_0 , Elementarladung e und Elektronenmasse m_e in einen vereinfachten Ausdruck überführt werden, der nur von der Elektronendichte N_e der Ionosphäre abhängig ist.

$$\nu_P = 8,97 \sqrt{\frac{N_e}{\text{cm}^{-3}}} \text{ [kHz]} \quad (2.1.2)$$

Aufgrund der Fluktuation derselben zwischen Tag und Nacht, handelt es sich jedoch hierbei um kein starres Limit der Radiofrequenz.

Der Vorteil der Radioastronomie liegt also zum einen in der hohen Photonendichte, die rauscharme Messungen ermöglicht. Andererseits in einem hohen Auflösungsvermögen durch digitale Interferometrie und in der Möglichkeit ergebundener Beobachtungen.

2.2 Quellen der Radiostrahlung

Der Himmel ist von einer Vielzahl von Radioquellen durchsetzt, deren Emissionsmechanismen und Strahlungsleistungen sich zum Teil stark unterscheiden. Zu diesen zählen Sterne, Galaxien, Pulsare, Sternentstehungsgebiete, Aktive Galaxien Kerne, Supernova Remnants und der kosmische Mikrowellenhintergrund. Also nahezu alle, aus den übrigen spektralen Bereichen bekannten Objektklassen, sowie die sogenannten Radio Frequenz Interferenz-Objekte (RFI). Unter letzteren werden alle Quellen zusammengefasst, die technischen (menschengemachten) Ursprungs sind und für die terrestrische Kommunikation entwickelt wurden.

Zur Vermeidung von Interferenzen zwischen astronomisch bedeutenden Frequenzen und der informationstechnischen Nutzung findet daher eine strenge Reglementierung statt. Hierzu wurden verschiedene Frequenzbänder definiert, welche meist einer konkreten Anwendung vorbehalten sind. Die Definition der Bänder ist, historisch bedingt, von Land zu Land unterschiedlich, weswegen eine Vielzahl von Bezeichnungen existieren.

2.2.1 Die 21cm Linie

Eine der für die Astronomie bedeutsamsten Wellenlängen ist 21cm, die Linie des neutralen Wasserstoffes (H1-Linie). Diese entsteht beim Hyperfeinstrukturübergang des 1s-Zustand im Wasserstoffatom. Interessant wird diese Linie aufgrund ihrer sehr geringen Übergangswahrscheinlichkeit, weswegen sie nur sehr geringe Dämpfungen im interstellarem Medium erfährt und sich daher gut zur Untersuchung räumlicher Strukturen eignet. Ihre Bedeutung resultiert auch daher, dass Wasserstoff den größten Massenanteil der sichtbaren Materie bildet und somit praktisch im ganzen Universum zu finden ist. Mit einer Frequenz von $\nu = 1420,4$ MHz ist sie Teil des L-Bandes [*IEEE Std. 521-2002, IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands* 2009], weshalb dieses für Schul- und Lehrzwecke meist bevorzugt verwendet wird.

3 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel widmet sich der mathematischen Bestimmung wichtiger Kenngrößen (Auflösung, Intensitätserwartung und Sensitivität) einer Radioantenne. Diese können dabei aus den Eigenschaften Hertz'scher Dipole abgeleitet werden, welche aus der Elektrodynamik bekannt sind. Dabei möchte ich auf eine vollständige Herleitung der Grundlagen der Dipolstrahlung verzichten, da diese über den Rahmen dieser Arbeit hinausgehen würden. Diese können jedoch leicht durch das Studium einschlägiger Fachliteratur, wie (Fließbach, 2008) oder (Jackson, 1975), nachvollzogen werden.

3.1 Auflösungsvermögen

Das Signal einer idealen Punktquelle kann aufgrund von Interferenzeffekten am Receiver nicht exakt auf ein Pixel abgebildet werden, weswegen es zu einer scheinbaren Ausdehnung der Punktquelle kommt. Dieser Abbildungsfehler, auch Punktspreitz-Funktion oder *point spread function* genannt, limitiert welchen Winkelabstand zwei Quellen zueinander einnehmen können, damit diese nach einer Messung noch als unabhängig identifiziert werden können und definiert daher das räumliche Auflösungsvermögen.

Ein Radioteleskop besteht, im einfachsten Fall, aus einem einzigen Dipol der Länge L und ist am empfindlichsten für Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 2L$. Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass die durch einen Hertz'schen Dipol abgestrahlte Leistung P pro Raumwinkel $d\Omega$ proportional zum Winkel θ zwischen Dipolvektor \vec{p} und dem Ortseinheitsvektor \vec{e}_r von $d\Omega$ ist und wird durch

$$P(\theta) = \frac{\omega^4}{8\pi c^3} |\vec{p}|^2 \sin^2(\theta) \quad (3.1.1)$$

beschrieben. Dabei entspricht $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ der Kreisfrequenz der emittierten Strahlung und c der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Äquivalent gilt diese Gleichung auch für die Absorption elektromagnetischer Wellen durch einen Hertz'schen Dipol, da beide Prozesse von denselben Systemparametern (Frequenz/ Wellenlänge und Dipolausrichtung- & -länge) abhängen.

Durch Normierung auf die maximal detektierte Leistung $P_{\theta=0}$ erhält man aus Gl. 3.1.1 das Leistungsrichtdiagramm (auch Antennencharakteristik) $\Pi(\theta)$ des Receivers

$$\Pi(\theta) = \frac{P(\theta)}{P_0} . \quad (3.1.2)$$

Anhand dessen wird das Auflösungsvermögen α durch die Halbwertsbreite (auch FWHM: full width at half maximum) definiert.

Meist besteht jedoch der Receiver aus einer Anzahl von N Dipolen, die symmetrisch über eine quadratische Fläche A_R der Kantenlänge l angeordnet sind. Das resultierende Strahlungsfeld ergibt sich dann aus der Superposition der zueinander in Phasenbeziehung stehenden \vec{E} -Feldern. Im Fall einer Kette aus N Dipolen erhält man hieraus die Abhängigkeit $\Pi_{CHAIN}(\theta)$ zu

$$\Pi_{CHAIN}(\theta) \propto \left[\frac{\sin(konst. \cdot \frac{N}{2} \sin(\theta))}{\sin(konst. \cdot \frac{1}{2} \sin(\theta))} \right]^2. \quad (3.1.3)$$

(Wilson u. a., 2009, Eq. 6.51)

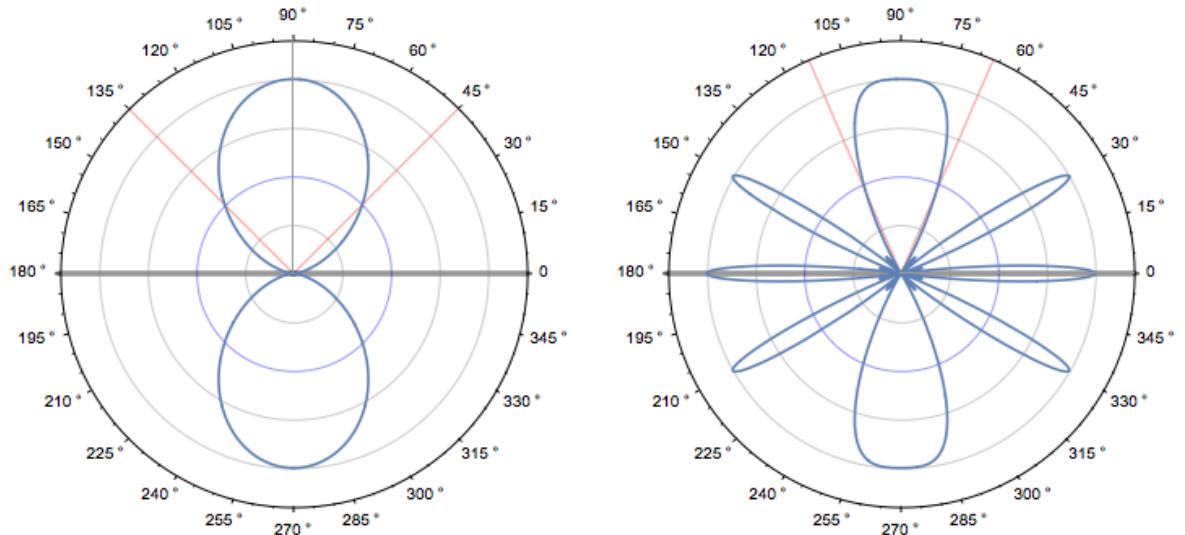


Abbildung 3.1: Vergleich der Abstrahlcharakteristiken eines Dipol (links) bzw. einer linearen Kette aus 3 Dipolen (rechts) in polarer Darstellung. Der Dipolvektor \vec{p} liegt dabei parallel zur $(0^\circ - 180^\circ)$ -Ebene. Die Halbwertsbreite ist durch die roten Hilfsgeraden angedeutet.

Zur Veranschaulichung wurden in Abb. 3.1 die Richtdiagramme eines 3.1.1 (links) bzw. einer linearen Kette bestehend aus 3 Dipolen (rechts) aufgetragen und die Halbwertsbreite eingezeichnet (rote Hilfsgeraden). Dabei ist ersichtlich, dass das Auflösungsvermögen durch die Verwendung der linearen Kette um $\approx 134\% = \frac{FWHM_{Dipol}}{FWHM_{CHAIN}} = \frac{0,37\pi}{0,5\pi}$ verbessert werden kann. Jedoch sind in dieser Anordnung neben dem *main beam* (senkrechter Strahlungseinfall) noch stark ausgeprägte Nebenkeulen (*side lobes*) vorhanden.

Für die konkrete Berechnung der Auflösung einer 3 dimensionalen Antenne, welche durch

Grenzwertbildung $N \rightarrow \infty$ Dipolen verteilt über den Durchmesser D des Spiegels erfolgt, empfiehlt es sich die Fouriertransformierte des resultierenden \vec{E} -Feldes zu bilden. Der Wechsel vom Orts- in den Frequenzraum bietet den Vorteil, dass die unendliche Summe in ein Produkt übergeht und somit der kalkulatorische Aufwand gesenkt wird (Wilson u. a., 2009, Kapitel 6).

Führt man diese Rechnung für symmetrische Parabolspiegel aus, ergibt sich ein theoretisches Auflösungsvermögen von:

$$\alpha_{FWHM} = 1.02 \frac{\lambda}{D} [RAD] \approx 58,4^\circ \frac{\lambda}{D} \quad (3.1.4)$$

(Wilson u. a., 2009, Eq. 6.78)

3.2 Intensität

Bei der Herleitung des Auflösungsvermögens von Antennen sind wir von der Emissionsleistung eines Hertz'schen Dipols in Abhängigkeit des Winkels θ zum Dipolvektor ausgegangen und haben durch Erweiterung auf ein Array von im Raum verteilten Dipolen die Richtcharakteristik $\Pi(\theta, \phi)$ eingeführt (ϕ : Höhenwinkel in Kugelkoordinaten). Diese Dipoleigenschaften spielen dabei auch für die Kalkulation der zu erwartenden Leistung astronomischer Strahlungsquellen eine entscheidende Rolle.

Die von einer idealen Antenne der Fläche A detektierte spektrale Leistung P_ν einer Quelle der Helligkeit B_ν [$\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$] und der Winkelausdehnung $d\Omega$ ist definiert als

$$P_\nu = \iint B_\nu \cos(\theta') d\Omega dA \quad [\text{W/Hz}]. \quad (3.2.1)$$

Dabei wird angenommen, dass die Emission völlig diffus ist und somit dem Lambert-Gesetz folgt (Vogel und Gerthsen, 1997, S. 566). θ' ist somit der Winkel zwischen der Flächennormalen von dA und dem Ortsvektor von Ω .

Damit die zuvor diskutierten Auflösungseffekte berücksichtigt werden können, muss zur Erweiterung der Gl. 3.2.1 auf reale Antennen der Term $\cos(\theta')$ durch die Richtcharakteristik $\Pi(\theta, \phi)$ ersetzt werden. Weiterhin ist es nötig den Faktor $\frac{1}{2}$ zu ergänzen, da senkrecht zum Dipolvektor polarisierte Strahlung nicht detektiert werden kann. Ebenfalls muss berücksichtigt werden, dass nicht die gesamte auf den Kollektor treffende Strahlung zum Receiver reflektiert wird, also die Antennenfläche durch diese Verluste effektiv verringert wird. Es muss daher die ideale Antennenfläche A durch die effektiv wirksame Fläche A_{eff} ersetzt werden.

$$P_{\nu,REAL} = \frac{1}{2} A_{eff} \int_{\Omega} B_\nu \Pi_{Ant}(\theta, \phi) d\Omega \quad [\text{W/Hz}]. \quad (3.2.2)$$

Die durch die Antennencharakteristik verursachte Dämpfung der Empfangsleistung kann jedoch dann vernachlässigt werden ($\Pi(\theta, \phi) = 1$), wenn die räumliche Ausdehnung der

beobachteten Quelle $\Omega_{SOURCE} \ll \Omega_{MB}$ als die *beamwidth* des Teleskops ist.

Strahlungsfluss Die Verwendung von gemessenen Leistungen ist in der Astronomie nicht üblich, da sie entscheidende Nachteile im Bezug auf die Vergleichbarkeit der Messdaten verschiedener Instrumente untereinander aufweist. So wird die detektierte Leistung eines Großeleskops, wie dem in Effelsberg $D = 100$ m, stets höher sein als die einer 3 m Antenne gleicher Effizienz, aufgrund der unterschiedlichen Kollektorflächen (siehe Gl. 3.2.2). Deshalb wird gewöhnlich die Angabe einer Flussdichte

$$S_\nu = \frac{\int_\Omega P_\nu d\Omega}{A_{eff}} \text{ [W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{]} \quad (3.2.3)$$

in der Astronomie präferiert, da sie ebenjene Vergleichbarkeit der Messungen ermöglicht. Da die Messwerte des Strahlungsflusses in der Regel sehr klein sind, werden diese häufig in der Einheit $\text{Jy (Jansky)} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ angegeben, um die Leistungen Karl Guthe Jansky's für die Radioastronomie zu würdigen.

3.2.1 Thermische Strahlungsquellen

Nach dem Planckschen Strahlungsgesetz wird von jedem Körper der Temperatur T [K], welcher sich im thermodynamischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung befindet, Strahlung über das komplette elektromagnetische Spektrum sowohl emittiert als auch absorbiert. Die spektrale Helligkeit B_P eines solchen Strahlers wird dabei vollständig durch T, ν beschrieben und kann gemäß

$$B_P(T, \nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}}} , \quad (3.2.4)$$

berechnet werden, wobei c die Lichtgeschwindigkeit, die k_B Boltzmann Konstanten und h das Plancksche Wirkungsquantum ist. Diese Formel ist jedoch nur strenggenommen für Schwarze Strahler gültig und muss deshalb an reale Körper angepasst werden.

Das Spektrum der Sonne (siehe Abb. 3.2) kann jedoch annähernd als das eines solchen Schwarzen Strahlers mit einer äquivalenten Oberflächentemperatur $T_{SUN} = 5777$ K beschrieben werden.

Für Radiofrequenzen wird der Quotient des Exponenten $\frac{h\nu}{k_B T_{SUN}} \ll 1$, weswegen die e-Funktion durch die Reihendarstellung genähert werden darf. Bricht man die Reihendarstellung nach dem 1. Glied ab, erhält man aus B_P , die für Radiofrequenzen gültige Rayleigh Jeans Näherung zu

$$B_{RJ}(T, \nu) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T . \quad (3.2.5)$$

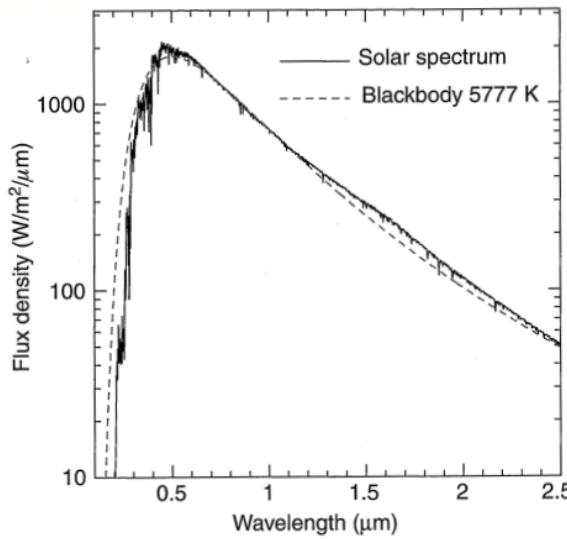


Abbildung 3.2: Strahlungsspektrum der Sonne und sowie das eines Schwarzkörperstrahlers mit einer Temperatur von $T = 5777$ K. Die Abweichungen beruhen auf weiteren Emissionprozessen in der Sonnenatmosphäre und der Korona. (De Pater und Lissauer, 2015, Fig. 3.2b)

Diese emittieren folglich, gemäß Gl. 3.2.3, einen Strahlungsfluss von

$$S_{RJ} = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T \Omega . \quad (3.2.6)$$

Demzufolge würde die Sonne mit einer Winkelausdehnung $\Omega_{SUN} = 5,97 \cdot 10^{-5}$ (*Haystack Observatory Project Report Data taken Nov. 1, 2007 o.D.*) bei einer der H1-Linie entsprechenden Frequenz die Flussdichte

$$S_{SUN} = 2,08 \cdot 10^{-22} \text{ WHz} = 2,08 \text{ sfu.} \quad (3.2.7)$$

emittieren, wobei sfu (*solar flux units*) die gewöhnliche Einheit für Messungen des Radioflusses der Sonne ist.

3.3 Antennentemperatur

Die Verwendung von realen Dipolreceivern hat neben den bereits erläuterten Effekten auf das Auflösungsvermögen und die Intensitätserwartung auch einen praktischen Einfluss auf die Angabe der Messdaten. Diese beruht dabei darauf, dass der ohmsche Widerstand des Receivers nicht vernachlässigbar ist. Durch thermische Anregung werden die Leitungselektronen zu Schwingungen angeregt (Brownsche Bewegung), die eine Span-

nung V in den Leiter induzieren und zusammen mit dem Widerstand R des Receivers im Leiter die Leistung

$$P = \frac{\langle V^2 \rangle}{2R} = \frac{\langle V_N^2 \rangle}{4R} \quad (3.3.1)$$

abfallen lässt. Die Schwingungen der Elektronen besitzen keine Vorzugsrichtung und sind somit statistisch verteilt, weshalb der zeitliche Mittelwert der Rauschleistung $\langle P \rangle = 0$ verschwindet. Da die induzierte Spannung jedoch einem Wechselstrom entspricht, ist der Effektivwert der Leistung, im zeitlichen Mittel, $\Delta P = P_{RMS} = \langle P^2 \rangle \neq 0$. Daher kommt es aufgrund der Koppelung des Receiver an die Außentemperatur bzw. an ein Wärmebad (für gekühlte Receiver) zu einem Rauschen des Messsignals.

Dieses Temperaturrauschen wurde zuerst von Johnson und Nyquist 1929 beschrieben Wilson u. a., 2009, S. 19, wobei Johnson dieses Phänomen aus experimenteller Sicht untersuchte und Nyquist es aus theoretischer Sicht betrachtete. Sie konnten dabei den Effektivwert der Spannung, bezogen auf die Frequenzbandbreite $\Delta\nu = 1\text{Hz}$, im zeitlichen Mittel zu

$$\langle V_N^2 \rangle = 4Rk_B T \text{ [V/Hz]} \quad (3.3.2)$$

ermitteln und damit die Rauschleistung zu

$$P_\nu = k_B T \text{ [W/Hz]} \quad (3.3.3)$$

bestimmen. Auf Grundlage dieser Arbeit ist es also möglich, der detektierten Leistung einer Strahlungsquelle, eine effektive Rauschtemperatur der Antenne T_{ANT} zuzuordnen. Hierbei sei jedoch betont, dass es sich dabei nicht um eine tatsächlich am Receiver anliegende Temperatur handelt, die die Ursache der Brownschen Bewegung innerhalb der Herleitung war.

Die Angabe von Rauschtemperaturen als Leistungsangabe bildet in der Astronomie eine durchaus übliche Methode, weshalb man durch Kombination mit der Gl. 3.2.3 den Strahlungsfluss als abhängig von der Antennentemperatur

$$S = \frac{2k_B T_{ANT}}{A_{eff}} \quad (3.3.4)$$

ausdrücken kann.

3.3.1 Effektive Antennenfläche

In die Helligkeit eines Rayleigh-Jeans Strahlers wurde Gl. 3.2.5 eingeführt. Nimmt man an, dass sich eine reale Antenne im Inneren eines solchen Strahlers befindet, so detektiert der Receiver die Leistung

$$P_\lambda = \frac{k_B T}{\lambda^2} A_{eff} \Omega_{MB} \quad (3.3.5)$$

aus der Richtung des *main beam*. Da die Temperatur des Receivers, aufgrund des herrschenden thermodynamischen Gleichgewichts, der Temperatur des Schwarzen Körpers entspricht, ergibt sich aus Gl. 3.3.3 ein Zusammenhang zwischen Wellenlänge, effektiver Antennenfläche und der Hauptkeule der Antenne

$$\lambda^2 = A_{eff} \Omega_{MB} \quad (3.3.6)$$

(Wilson u. a., 2009, Eq. 7.11). Diese gilt unabhängig von den für die Herleitung getroffenen Annahmen und wird in der Technik über den Antennengewinn

$$\mathcal{D} = \frac{4\pi}{\Omega_{MB}} \quad (3.3.7)$$

ausgedrückt.

3.3.2 Störquellen

Reale Receiver können nicht zwischen dem Johnson-Rauschen und dem Signal der Quelle differenzieren, so dass die tatsächlich gemessene Leistung T_{MEAS} sich aus der Superposition der beiden Anteile zusammensetzt. Verallgemeinert man diese Überlegung, so können weitere (systemische, geometrische oder externe) Störquellen i der Antenne bzw. der Messanordnung determiniert werden, welche ebenfalls additiv zur Signalleistung sind.

$$T_{MEAS} = \sum_i T_i \quad (3.3.8)$$

(Wilson u. a., 2009) Zu diesen Störquellen zählen Hintergrundstrahlungen der Atmosphäre, Rauschbeiträge der Elektronik, Nebenkeulen der Richtcharakteristik, Streuung an der Befestigung des Primärfokus und die Detektion von Strahlungseinträgen, welche nicht durch Reflexion an der Parabolantenne zustandekommen.

3.4 Sensitivität

Die Sensitivität einer Antenne beschreibt, welche Helligkeit eine Strahlungsquelle mindestens besitzten muss, damit sie als solche eindeutig identifiziert werden kann. Mathematisch wird dies über den Quotienten der Signalleistung T_{SIGNAL} zum zeitlichen Rauschen ΔT , dem Signal zu Rausch Verhältnis kurz SNR, ausgedrückt.

$$\text{SNR} = \frac{T_{SIGNAL}}{\Delta T} \quad (3.4.1)$$

Die Sensitivität einer idealen Antenne wäre somit quasi unendlich, da $\Delta T = 0$. Aus der Herleitung der Rauschtemperatur wissen wir jedoch, dass die Temperatur des Receivers eine Fluktuation des Signals verursacht und somit eine Limitierung der Sensitivität dar-

stellt. Aus der Herleitung der Antennentemperatur ist bekannt, dass diese Fluktuationen stochastisch verteilt sind und somit im zeitlichen Mittel verschwinden. Aus dem Nyquist Sampling Theorem folgt hieraus der Zusammenhang zwischen der Integrationszeit τ der Messbandbreite und des Signal zu Rauschverhältnisses

$$\Delta T \propto \frac{T_{SIGNAL}}{\sqrt{\Delta\nu \tau}} \cdot \frac{1}{N}, \quad (3.4.2)$$

unter der zusätzlichen Berücksichtigung von einer Arithmierung über N Messwiederholungen (Wilson u. a., 2009, Eq 4.42)

Vorverstärker

Bei modernen Radioteleskopen sind zwischen dem Empfänger und dem Detektor Operationsverstärker (*Preamplifier*) verbaut. Es handelt sich dabei um lineare Zweitore, welche die am Eingang anliegenden Signale T_{IN} im Verhältnis zum Ausgangssignal T_{OUT} um den Faktor G (von engl. Gain) skalieren.

$$T_{OUT} = GT_{IN} = G(T_{REC} + T_{SIGNAL}) \quad (3.4.3)$$

Da der Verstärker sowohl das Rauschen des Receivers T_{REC} als auch das Rauschsignal der Quelle T_{SIGNAL} anhebt, wird das SNR des Empfängers nicht beeinflusst. Eine Verbesserung des SNR des Systems ergibt sich dadurch, dass der Rauschbeitrag T_{REST} aller übrigen Störquellen im Verhältnis zum verstärkten Signal nahezu konstant bleibt. Mathematisch entspricht dies einer Gewichtung der verschiedenen Rauschbeiträge des Detektorsystems.

$$\text{SNR}_G = \frac{G \cdot T_{SIGNAL}}{G \cdot T_{REC} + T_{REST}} \quad (3.4.4)$$

Da der Verstärker selbst ein aktives Bauteil ist geht auch von ihm ein Signalrauschen aus. Dies sollte bei der Wahl des Verstärkers berücksichtigt werden und folglich möglichst klein ausfallen.

Die Sensitivitätssteigerung durch den Einbau eines Verstärkers stehen in direktem Zusammenhang mit der Höhe des Gain (vgl. Gl. 3.4.4). Das Rauschen ist jedoch $\propto G$ und steht daher im Widerspruch zur vorherigen Forderung.

In der Praxis wird dies durch Verkettung einzelner Verstärker gelöst, die das Signal jeweils nur gering verstärken, der sog. *Low Noise Amplifiers* (LNA). Abgeleitet aus Gl. 3.4.3 erhält man die effektive Signalverstärkung eines LNA

$$G = \prod_i G_i \quad (3.4.5)$$

aus dem Produkt der Verstärkung der einzelnen Kettenglieder G_i .

4 Das Radioteleskop



Abbildung 4.1: Das neue 3m Radioteleskop an der Hans Haffner Sternwarte vor der Aluminiumkuppel des optischen Teleskops. Gut zu erkennen sind das Antennenhorn und der Primärfokus im Zentrum des Parabolspiegels

Die am Hans Haffner Observatorium ($49^{\circ}37'37,68''$ N, $9^{\circ}47'45,96''$ O) installierte 3m Antenne besitzt einen glatten Aluminiumreflektor und kann über eine altazimutale Montierung auf $0,5^{\circ}$ genau ausgerichtet werden. Die Winkelauflösung des *mainbeam* entspricht, laut Herstellerangabe, $1,5^{\circ}$ bei 4 GHz bzw. dem Antennengewinn von 42 dBi, während Signale der *side lobes* um 14 dB gedämpft werden. Der verbaute Receiver ermöglicht die Detektion von Frequenzen zwischen 9 kHz und 1,5 GHz und ist mit einem 20 dB Vorverstärker ausgestattet, so dass eine minimale Systemtemperatur von 34 K erreicht wird.

4.1 Der Schaltschrank



Abbildung 4.2: Der Schaltschrank des neuen Radioteleskops an der Hans-Haffner Sternwarte mit den einzelnen Modulen zur Kommunikation zwischen dem PC, den Motoren und dem Receiver. Von oben nach unten: Antenna Control Unit, Antenna Drive Unit, PC, Receiver System

Alle zur Steuerung der Antenne notwendigen Komponenten sind im einem zentralen Schaltschrank untergebracht.

RTCS Das *Radio Telescope Control System* (RTCS) kommuniziert via USB mit dem PC und übernimmt die Steuerung der Schrittmotoren. Aufgebaut aus den Modulen *Antenna Drive Unit* (ADU) und *Antenna Control Unit* (ACU) übersetzt erstere die Koordinatenbefehle des lokalen Bedienfeldes bzw. der Steuerungssoftware in Maschinen-sprache und wählt zwischen diesen beiden Eingabemethoden zur Steuerung der Motoren aus. Der Abgleich zwischen dem Soll- und dem Ist-Wert der Antennenposition findet anschließend in der ACU statt und gibt die resultierenden Rotationsrichtungen an die Motoren weiter. Die ACU wird ebenfalls für die Eichung des Koordinatenurprungs, der Definition des Drehsinns der Motoren sowie für die Fehleranalyse benötigt und verfügt daher über ein integriertes Display mit Bedienfeld.

RARS Die Einstellung des Spektrum Analysators sowie die Digitalisierung der Messdaten findet im *Radio Antenna Receiver System* (RARS) statt und wird mittels eines USB Ports an den PC übermittelt.

Das Gesichtsfeld Die Kabel zur Steuerung der Antriebsmotoren werden frei an der Außenseite der Hauptsäule des Teleskops entlanggeführt. Rotationen im Azimuth führen dazu, dass sich die Kabel sich um die Säule wickeln. Um potentielle Schäden durch Überdehnung oder Bruch derselben zu vermeiden sind zwei Endschalter zur Begrenzung des Azimuthwinkels auf den Bereich $\approx [47 \times 327]^\circ$ eingebaut.

4.2 Die Signaldetektion

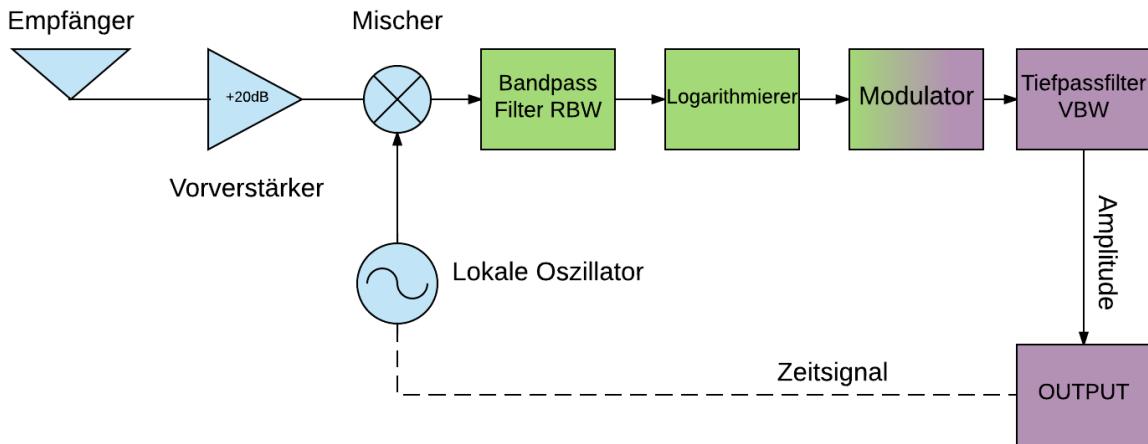


Abbildung 4.3: Vereinfachtes Blockdiagramm der Signaldetektion eines Superhet's (Rauscher u. a., 2011, nach Abb. 3-9). Bereiche der Signalebene: (blau) - ungemischtes Eingangssignal; (grün)-Referenzsignal der Zwischenfrequenz; (violett)- Ausgabesignal

Die Signaldetektion des Receiversystems ist bauartbedingt räumlich geteilt und gliedert sich in Empfänger und Spektrum Analysator. Der Empfänger befindet sich dabei im Horn der Antenne (siehe Abb. 4.1) und ist mit einem konventionellen Koaxialkabel mit dem Spektrum Analysator im Serverschrank verbunden. Das Horn der Antenne dient der Vermeidung von Spillover-Störsignalen und ist für Beobachtungen im L-Band optimiert. Hierauf hin wird das Signal des Empfängers dem Vorstärker zu geführt und dann dem Spektrum Analysator übergeben.

4.2.1 Der Spektrum Analysator

Der Rigol DSA 815 TG bildet das "Herzstück" der Receiver Einheit und arbeitet nach dem superheterodynischen Prinzip. Die Verwendung der auch als Superhet bezeichneten Receiver ist üblich und bietet gegenüber der Verwendung klassischer linearer Empfänger den Vorteil, dass die normalerweise notwendigen Abstimmungen von Signalfiltern bei Veränderung der Beobachtungsfrequenz nicht vorgenommen werden müssen.

Das Superheterodyne Prinzip

Dies wird erreicht, indem ein am Eingang des Receivers anliegendes Signal der Frequenz ν_e mit dem Signal eines lokalen Oszillators ν_{LO} gemischt wird (vgl. Abb. 4.3). Hierdurch wird das Signal auf ein Referenzspektrum abgebildet, welches durch die Frequenzen $\nu_{DIF} = |\nu_{LO} - \nu_e|$ und $\nu_{SUM} = |\nu_{LO} + \nu_e|$ begrenzt wird. Aus diesem Spektrum wird meist die niedrigste Frequenz ν_{DIF} , auch Zwischenfrequenz (ZF) genannt, gefiltert. Das entsprechende Signal der Zwischenfrequenz wird den weiteren Systemkomponenten übergeben, weshalb diese entsprechend abgestimmt werden müssen.

Damit diese Abstimmung der Filter und Verstärker nicht für jede andere Frequenz ν der Messbandbreite $\Delta\nu$ wiederholt werden muss, genügt es die Frequenz des Oszillators anzupassen.

Die angepasste Oszillatorkfrequenz ν'_e muss dabei so gewählt sein, dass

$$|\nu_{LO} - \nu_e| = \nu_{ZF} = |\nu'_{LO} - \nu'_e| \quad (4.2.1)$$

gilt.

Die Fertigung von Filtern hoher Güte (geringes Eigenrauschen) ist technisch desto einfacher realisierbar, je niedriger der angestrebte Frequenzbereich ist. Daher werden in superheterodynischen Receivern in der Regel die Signale auf niedrige Zwischenfrequenzen abgebildet wie beispielsweise $\nu_{ZF} = 10\text{MHz}$ im Falle des Rigol DSA815 -TG (Inc., o.D., nach).

sweep-time bezeichnet die Durchlaufzeit τ_{ST} , in welcher der Receiver einmal die gesamte Messbandbreite durch Variation der Oszillatorkfrequenz, abtastet. Damit jedoch die Filter den Pegelwert der Ausgabe im Verhältnis zum Eingangssignal nicht signifikant verfälschen, benötigen diese für jeden Frequenzschritt eine gewisse Einschwingzeit, die proportional zu den gewählten Filterbandbreiten ist.

Die resultierende minimale Durchlaufzeit des Analysators ist dabei durch

$$\tau_{ST} = k \cdot \frac{\Delta\nu}{RBW \cdot VBW} \quad (4.2.2)$$

gegeben, mit der Proportionalitätskonstante k (Rauscher u. a., 2011, nach Gl. 4-17). Der Wert von k hängt dabei hauptsächlich von der Form des Eingangssignals und der höchsten in der Messung zulässigen Pegelgenauigkeit ab.

Signalverarbeitung Nach der Mischung passiert das Referenzsignal der Zwischenfrequenz zur Minimierung des Hintergrundrauschens einen zwischen 100Hz - 1MHz variablen Bandpassfilter. Die Wahl der Filterbandbreite (RBW) stellt dabei gleichzeitig ein oberes Limit der Frequenzauflösung dar und muss daher für die Messung schmalbandiger Emissions- bzw. Absorptionslinien, in Abwägung mit der Sensitivität, entsprechend angepasst werden. Durch den anschließenden Logarithmierer wird eine Steigerung der Messdynamik erreicht und bedingt die Ausgabe der detektierten Leistung P_ν im Bezug auf die Referenzleistung $P_0 = 1\text{mW}$ in Form eines Leistungspegels

$$L_P[\text{dBm/ Hz}] = 10\log_{10}\left(\frac{P_\nu}{P_0}\right). \quad (4.2.3)$$

Die logarithmierten Signalamplituden des ZF-Signal werden im darauffolgenden Demodulator wieder auf die Messfrequenzen abgebildet und zur Rauschunterdrückung im Videofilter über eine verstellbare Bandbreite von 1Hz - 3 MHz gemittelt.

4.2.2 Digitalisierung

Die Digitalisierung der Messtechnik gewinnt immer mehr an Bedeutung in der Spektrumanalyse und damit in der Entwicklung neuer Receivergenerationen. Wird das Signal des Rigol DSA 815-TG erst für die Übermittlung der Messdaten an den PC und damit am Signalausgang digitalisiert, wird der Analog/Digital-Wandler (AD-Wandler) in den neusten Receiver Generationen möglichst direkt hinter den Signaleingang verbaut und die gesamte Datenverarbeitung durch digitale Filter im Hochfrequenzraum durchgeführt. Dieses Vorgehen bietet den Vorteil, dass die gesamten Rauschbeiträge der Leistungselektronik entfallen und lediglich der AD-Wandler zum Systemrauschen beiträgt.

4.2.3 Grundrauschniveau

Die Empfindlichkeit eines Spektrumanalysators definiert man gewöhnlich am mittleren Rauschniveau der Anzeige (*displayed Average Noise Level*, DANL) und wird gleich den Messdaten als Pegelwerte in dB angegeben.

Das untere Limit der Empfindlichkeit des Analysators stellt stets dessen Temperatur T_{REC} und die daraus resultierende Rauschleistung (siehe Gl. 3.3.3) dar. Die Bandbreite der Rauschleistung wird dabei durch die Einstellung des Bandpassfilters am Signaleingang bestimmt, weswegen eine Vergrößerung der RBW zu einer Erhöhung des DANL führt. Die Verwendung von Vorverstärkern wirkt sich in zweifacher Hinsicht auf die Sensitivität aus. Einerseits führt die Signalverstärkung um den Faktor G_{PRE} zu einer Senkung des DANL, während andererseits das Rauschen des Verstärkers gleichzeitig diese Verbesserung teilweise kompensiert und durch den Rauschmaßpegel NF (engl. *noise figure*) beschrieben wird. Aufgrund von falscher Gewichtung bei der Mittelung der Leistungspegel im Videofilter muss abschließend das DANL noch um -2,5dB korri-

giert, sowie die Dämpfung am Eingangswiderstand *Att* (von *Attenuation*) berücksichtigt werden. Demzufolge errechnet sich die minimale Messsensitivität gemäß

$$L_{DANL} \text{dBm} = 10 \cdot \text{Log}_{10}\left(\frac{k_B T_{REC}}{1 \text{ mW}}\right) + 10 \cdot \text{Log}_{10}\left(\frac{RBW}{1 \text{ Hz}}\right) - G_{PRE} \text{ dB} + NF \text{ dB} + Att \text{ dB} - 2,5 \text{ dB} . \quad (4.2.4)$$

(Rauscher u. a., 2011, nach Gl. 5-6).

Die *noise figure* ist meist abhängig von der Messfrequenz ν und beträgt für den RIGOL DSA 815-TG

$$NF = 6 \cdot \frac{\nu}{1 \text{ GHz}} \text{ dB} \quad (4.2.5)$$

(Inc., o.D., nach).

4.2.4 Receiverkalibrierung

Die notwendige Kalibrierung der Systemtemperatur wird anhand einer internen Referenzquelle vorgenommen. Diese dauert ca. 5s und wird bei jedem Systemstart sowie bei Veränderung des Messbereiches oder Filterbandbreiten durchgeführt.

Um die Schwankungen des Rauschverhaltens der elektrischen Komponenten, während der Aufwärmphase des Analysators, zu kompensieren, wird dieser Vorgang in der ersten halben Stunde nach Inbetriebnahme alle 10min wiederholt, sowie darauffolgend in Intervallen von je einer Stunde.

4.3 Die Steuerungssoftware

Das Programm zur Steuerung der Stellmotoren und des Spektrum Analysators ist eine Entwicklung von PoamElectronics und basiert auf der grafischen Programmiersprache LabVIEW von National Instruments. Für meine Messungen stand mir die Version RTC_v.6.0.0 zur Verfügung, die die Beobachtungsmodi *Spectroscopy*, *TrackingSpectroscopy*, *Drift*- und *Area-Scan* bietet. Zusätzlich verfügt die Software über einen Koordinatenkonvertor zwischen dem äquatorialem und altazimutalen System, sowie einen Katalog der 60 stärksten Radioquellen.

4.3.1 Beobachtungsmodi

Spectroscopy: Im einfachsten Observationsmodus, auf den alle übrigen Modi aufgebaut sind, können alle grundlegenden Einstellungen des Spektrum Analysators erprobt und für die gewünschte Quelle optimiert werden.

TrackingSpectroscopy erweitert den Modus Spectroscopy um die Möglichkeit, die Erdrotation durch Nachführung der Parabolantenne auszugleichen.

DriftScan Messung zeitlicher Variabilitäten bei einer zuvor gewählten Teleskopausrichtung.

AreaScan Zur Vermessung von räumlichen Strukturen bietet die Software mit dem *AreaScan* eine automatisierte Messung an. Dieser erstellt eine quadratische Intensitätskarte beliebiger Größe und Schrittweite um die aktuelle Position der Antenne. Eine Nachführung der Quellbewegung ist nicht möglich.

4.3.2 Die Datenfiles

Die aufgenommenen Messdaten werden tabellarisch in ASCII-files abgelegt. Die Informationen der files können dabei in zwei Kategorien, die Messinformationen (1. + 2. Zeile) und die Messdaten (3. Zeile +), getrennt werden. Die Messinformationen bestehen dabei aus dem Datum und der Uhrzeit des Messbeginns in der 1. Dokumentenzeile, gefolgt von einer Auflistung der in 600 Kanäle geteilten Messfrequenzen in der 2. Zeile. In den folgenden Zeilen werden die zur jeweiligen Frequenz gehörenden gemessenen Leistungspegel aufgelistet, wobei für jeden Sweep eine eigene Datenzeile erzeugt wird. Weitere Informationen des Mess-Setups (sweep-time, Videobandbreite und Auflösungsbandbreite) sowie das aktuelle Pointing der Antenne, werden durch die Software in den Modi Spectroscopy, Tracking Spectroscopy und DriftScan nicht erfasst.

Die resultierenden Datenfiles sehen dann beispielsweise so aus:

```
22.09.2016 , 14:50:34
0.000000000 1400000000.000000 1400166389.351082 1400332778.702163 ....
0.000000000 -82.009090000 -82.422360000 -82.536700000 ...
0.000000000 -82.009090000 -82.422360000 -82.536700000 ...
0.000000000 -82.993530000 -83.150950000 -81.432550000 ...
0.000000000 -82.993530000 -83.150950000 -81.432550000 ...
...
```


5 Messungen

Zur Kommissionierung der zuvor dargelegten Teleskop- und Receivereigenschaften, wurden die folgenden Messungen durchgeführt. Hierfür musste jedoch zunächst eine Justierung des Koordinatenkreuzes des Teleskops durchgeführt werden. Hierzu wurde das Teleskop so auf die mittägliche Sonne ausgerichtet, dass der durch Antennenhorn und Primärfokus erzeugte Schatten scheinbar verschwand. Die Positionsencoder wurden folgend auf die erwartete, durch die Software zu Verfügung gestellte, Sonnenposition programmiert.

Die hier präsentierten Messungen wurden alle innerhalb des ersten Beobachtungszyklus am 29.09.2016 angefertigt. Die geplanten Wiederholungen konnten jedoch nicht durchgeführt werden, aufgrund technischer Probleme in der Kommunikation zwischen der Steuerungssoftware und der ACU sowie des Ausfalls des 20dB Vorverstärkers.

5.1 Messungen der Radiosonne

Zur Überprüfung der Antennencharakteristik des Teleskops wurde zunächst Messungen der abgestrahlten Leistung in Abhängigkeit des Pointing des Teleskopes vorgenommen. Dazu war es zunächst angedacht einen Area-Scan um die Position der Sonne durchzuführen und so eine 2 dimensionale Abbildung mit einer Schrittweite von 1° zu erzeugen.

Aufgrund von bisher ungelösten Softwareproblemen bei der Durchführung des Area-Scans musste jedoch eine andere Methode zur Bestimmung des Auflösungsvermögens gefunden werden. Da die Software keine weiteren geeigneten Modi zur Automatisierung bei der Bestimmung der Winkelauflösung bereitstellt, bestand die von mir gewählte Lösung dieser ersten Schwierigkeit darin, die Steuerung der Motoren manuell über die Bedienelemente der ADU vorzunehmen und auf diese Weise das Messprinzip des Area-Scans zu simulieren. Die Zuordnung einzelner Koordinaten zu den Messdaten sollte in der Analyse der Daten durch Interpolation aus dem Start- und Endpunkt der Messung vollzogen werden.

Um den Zuordnungsfehler möglichst niedrig zu halten muss bei dieser Art der Messung jede Zeile bzw. Spalte des Area-Scans einzeln gesichert werden. Deswegen ist die Messpräparation, bestehend aus Umbenennung der Datenfiles und Protokollierung der Koordinaten, entsprechend zeitintensiv. Es wurde deswegen entschieden die Messung der Antennencharakteristik darauf zu reduzieren lediglich je einen Scan in Richtung des Azimuths bzw. der Elevation durchzuführen, um den zu erwartenden Fehler der scheinbaren

Positionsänderung der Sonne, aufgrund der Erdrotation, zu minimieren.

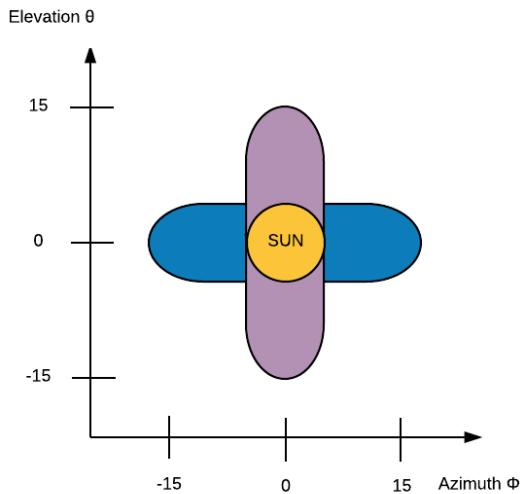


Abbildung 5.1: Grafische Veranschaulichung des Messprinzips zur Bestimmung des Auflösungsvermögens eines *Cross-Scans*. Der *beam* der Antenne überstreicht die Sonne durch Variation des Azimuth oder der Elevation, während die jeweils andere Koordinate konstant gehalten wird. Anhand des winkelabhängigen Intensitätsverlauf wird das Auflösungsvermögen durch Bestimmung der Halbwertsbreite ermittelt.

Auf diese Weise wurde ein "CrossScan" (vgl. Abb. 5.1) der Radiosonne über einen Spanne von 30° , während des Sonnenzenits (12.00 MEZ; $\phi \approx 158^\circ$; $\theta \approx 39^\circ$) vorgenommen. Die Einstellungen des DSA 815-TG wurden hierfür auf Beobachtungen der H1-Linie ($\nu = 1,42$ GHz; $\Delta\nu = 500$ kHz; $RBW = VBW = 1$ MHz; $\tau = 1$ s) optimiert.

5.2 Afristar

Als RFI Objekt wird durch den geostationären Satelliten Afristar ein diskretes Strahlungsspektrum emittiert, von welchem die Lage und Bandbreite der Frequenzfeatures sowie die zugehörigen Strahlungsflüsse wohl bekannt sind. So können in Mitteleuropa die Frequenzen 1470,864MHz und 1490,184MHz mit einer jeweiligen Bandbreite von 2,6MHz empfangen werden (Federal Communication Comission, o.D.). Der zugehörige Strahlungsfluss beträgt im Mittel $S_{AFRI}(1,47\text{ GHz}) \approx 7,94 \cdot 10^{12}$ Jy bzw. $S_{AFRI}(1,49\text{ GHz}) \approx 2,51 \cdot 10^{14}$ Jy. Diese Tatsache wurde dazu verwendet, um durch Aufnahme des Strahlungsspektrums, die Frequenzpräzision des Spektrumanalysators zu überprüfen und damit eine indirekte Kontrolle der Eichung der Zwischenfrequenz vorzunehmen.

Nach der Ausrichtung des Teleskops auf den Satelliten ($\phi = 161^\circ$; $\theta = 32^\circ$) wurde dazu

das Spektrum bei 1,45 GHz über die Bandbreite von 100 MHz 5 Minuten lang gemessen. Die Filterbandbreiten sowie die sweep-time wurden dabei im Verhältnis zu den Messungen der Sonne nicht verändert.

In einem zweiten Versuchsteil wurde erneut das Auflösungsvermögen des Teleskops untersucht. Da die Position des Satelliten im Bezug auf die Zeitskala von 1h als konstant angenommen werden kann, wurde der aus den Messungen der Sonne bekannte Observationsmodus zur Bestimmung des Auflösungsvermögen leicht variiert. Anstatt den Satelliten zu *überstreichen* wurden, aufgrund der besseren Koordinatenzuordnung, im Abstand von 1° einzelne Messungen vorgenommen.

Auf diese Weise entstand je ein Datensatz von Empfangsleistungen der beiden Sendefrequenzen des Satelliten (1,47 GHz und 1,49 GHz) über eine Bandbreite von 10MHz. Dabei betrug der von der Messung abgedeckte Winkelbereich $[-15; 15]^\circ$ im Azimuth bzw. $[-12; 15]^\circ$ in der Elevation um die erwartete Position des Satelliten.

5.3 Sensitivität

Das Signal zu Rauschverhältnis ist das zentrale Kriterium zur Beurteilung der Sensitivität einer Radioantenne und ist von Beobachtungszeit, Einstellung der Filter und Anzahl der Messiterationen abhängig (siehe Gl. 3.4.2).

Zur Untersuchung der Zeitabhängigkeit wurden Messungen am ruhigen Radiohimmel für die Integrationszeiten von 1 s, 5 s und 50 s über jeweils 5 Minuten Messzeit vorgenommen. Da der Einsatzschwerpunkt des Teleskops in Zukunft die 21 cm-Linie ($\nu = 1,42$ GHz) sein soll, wurde die Messung um diese mit einer Bandbreite von 500 kHz sowie den Filterbandbreiten $RBW = VBW = 1$ MHz durchgeführt.

5.4 Hintergrundeffekte

Die räumliche Situation am Hans Haffner Observatorium bedingt, dass das *field of view* der 3m Parabolantenne in Horizontnähe von vielen potentiellen Störquellen durchsetzt ist. Hierzu zählen die angrenzende Aluminiumkuppel des optischen Teleskops, sowie Bäume und Sträucher in unmittelbarer Umgebung.

Um den tatsächlichen Einfluss dieser potentiellen Quellen zu untersuchen wurde das *field of view* für die Elevationen $[20; 21; 22 \& 23]^\circ$ durchmustert. Indem die Methode zur Bestimmung des Auflösungsvermögen anhand der Messungen der Radiosonne auf den gesamten Winkelbereich des Azimuths $47^\circ - 327^\circ$ erweitert wurde. Hierfür wurden die gleichen Einstellungen wie für die Sensitivitätsmessungen verwendet.

6 Analyse der Messdaten

6.1 Vergleichsdaten des SRT

Aufgrund der guten Zusammenarbeit zwischen den Lehrstühlen für Astronomie und Astrophysik der Universitäten in Würzburg, Bamberg und Erlangen standen zur Überprüfung der theoretischen Zusammenhänge, der Messmethodik sowie zu Vergleichszwecken Messdaten der Sonne und des Satelliten Afristar zu Verfügung, welche an der Dr. Karl Remeis Sternwarte (Erlangen), mit den dort installierten *small radio telescope's*, aufgenommen wurden.

6.1.1 Details

Entwickelt und kommissioniert wurden die sog. SRT's vom Haystack Observatorium des MIT (Massachusetts Institute of Technology). Ausgestattet mit einer elektrischen alt-azimuthalen Montierung kann die 2,3 m messende Parabolantenne, welche aus Gewichts- und Stabilitätsgründen aus einem feinen Drahtgitter besteht, mit einer Genauigkeit von 1° ausgerichtet werden. Primär für Lehr- und Schulungszwecke gedacht, ermöglicht das SRT Messungen zwischen 1370 MHz und 1800 MHz, ist jedoch für Beobachtungen um die H1-Linie, bei einem entsprechenden Antennengewinn von $\mathcal{D} = 26,64 \text{ dBi}$ @1,4 GHz, optimiert. Der dazu im digitalen 8bit Receiver verbaute Verstärker arbeitet optimal im Intervall 1400-1440 MHz und kann durch die Noise Diode kalibriert werden. Die Messbandbreite des Receivers kann in 4 Stufen (125 kHz, 250 kHz, 500 kHz & 1220 kHz) variiert werden und ermöglicht somit über die 64 Messkanäle eine maximale Frequenzauflösung von 2 kHz *SRT-Reciever-Datenblatt* o.D.

Die Java basierte Software zur Steuerung der SRT's ist ebenfalls eine Entwicklung des Haystack Observatoriums und bietet neben der manuellen Steuerung einzelner Messungen, auch die Möglichkeit ganze Messreihen mit Hilfe von Kommandodateien auszuführen. Dabei sind Veränderungen der Teleskopausrichtung, Frequenz, Bandbreite Beobachtungsdauer und -modus sowie Festlegung von Messbeginn und ggf. Pausenzeiten möglich. Von der Software werden 2 automatisierte Messreihen angeboten: *Drift*- und *Npoint*-Scan. Im Modus Driftscan wird die Nachführung des SRT's ausgeschaltet, so dass nur zeitliche Veränderungen detektiert werden können. Der Npointscan vermisst die räumliche Struktur einer Quelle, durch Anfertigung eines 5 x 5 Rasters das durch das Auflösungsvermögen festgelegt ist.

Gespeichert werden die Messdaten tabellarisch in ASCII-Files. Kommentarzeilen, wie

Kalibrationsergebnisse oder persönliche Kommentare, sind zu Beginn mit * gekennzeichnet. In Datenzeilen werden aufeinanderfolgend Zeitstempel, Azimuth, Elevation, Azimuth-Offset, Elevation-Offset, Mittenfrequenz (MHz), Frequenzauflösung (MHz) und schließlich die Messergebnisse in Form einer Rauschtemperatur in K, bezogen auf eine Bandbreite von 1 Hz, gesichert.

6.1.2 Auflösungsvermögen

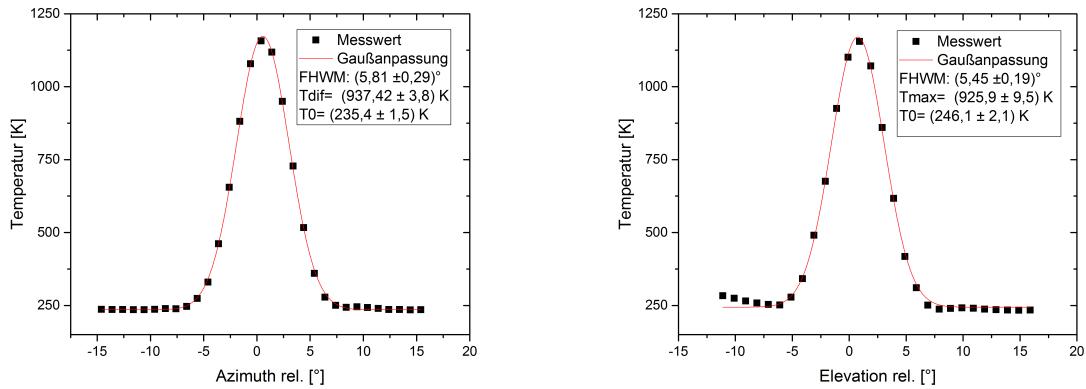


Abbildung 6.1: Scheinbare Ausdehnung der Sonne in einer Höhe von $\theta = 21,4^\circ$ am 15.11.2013 aus Sicht des SRT in Erlangen in Richtung des Azimuth (links) bzw. der Elevation (rechts). Die Bestimmung des Auflösungsvermögens wurde anhand der Halbwertsbreite (FWHM) der Gaußanpassung der über die Bandbreite gemittelten Rauschtemperaturen vorgenommen, sowie der Rauschhintergrund der Messung T_0 und die Differenz T_{dif} zur Peaktemperatur ermittelt.

Zur Verifizierung des Auflösungsvermögens standen mir verschiedene Datensätze von Crossscans der ruhigen Radiosonne bei 1,42 GHz und 500 kHz Bandbreite aus den Jahren 2011 bis 2013 zu Verfügung. Diese wiesen dabei zum Teil starke Variationen der gewählten Schrittweite auf sowie Abweichungen in der Dokumentation der Messung in Form von Kommentaren auf. Aufgrunddessen wurde von mir ein Scan vom 15. November 2013 gewählt, der sowohl eine geringe Schrittweite als auch akkurat dokumentiert war, damit eine geeignete Methode zur Datenanalyse gefunden werden konnte. Diese bestand schlussendlich daraus, den Mittelwert über die Bandbreite der gemessenen Antennen-temperatur zu bilden, gegen den Koordinatenoffset aufzutragen und die Halbwertsbreite (FWHM) durch gaußartige Kurvenanpassung der Form

$$f(x) = f_{MAX} \exp\left[-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (6.1.1)$$

zu bestimmen, wobei f_{MAX} der Höhe, μ dem Erwartungswert und $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln(2)}}$ der Standardabweichung der angepassten Kurven entsprechen.

Durch diese Analyse konnten für den gewählten Scan die Auflösung im Azimuth zu $(5,812 \pm 0,29)^\circ$ bzw. zu $(5,45 \pm 0,19)^\circ$ in der Elevation sowie deren statistische Fehler bestimmt werden.

Tabelle 6.1: Experimentell ermittelte Auflösungsvermögen sowie die zugehörigen statistischen Fehler in Abhängigkeit der Elevationshöhe des SRT aus den Jahren 2011 bis 2013

Datum	Elevation [°]	$FWHM_{az}$ [°]	$FWHM_{ele}$ [°]
15.11.2013	21,4	$(5,81 \pm 0,29)$	$(5,45 \pm 0,19)$
13.11.2012	22,3	$(6,82 \pm 0,15)$	$(5,68 \pm 0,33)$
12.11.2013	23,6	$(6,77 \pm 0,10)$	$(5,83 \pm 0,12)$
21.09.2011	39,4	$(7,98 \pm 0,18)$	$(5,77 \pm 0,56)$
21.09.2011	41,4	$(8,20 \pm 0,25)$	$(5,79 \pm 0,79)$
30.04.2012	53,7	$(9,50 \pm 0,35)$	$(5,81 \pm 0,14)$
04.05.2012	53,9	$(9,21 \pm 0,14)$	$(5,84 \pm 0,16)$
28.05.2014	58,6	$(11,09 \pm 0,10)$	$(4,67 \pm 0,11)$
Mittelwert		$(8,16 \pm 0,23)$	$(5,60 \pm 0,31)$

Durch eine äquivalente Analyse aller anderen Datensätze konnte das mittlere Auflösungsvermögen zu $(5,60 \pm 0,31)^\circ$ in Elevation bzw. im $(8,16 \pm 0,23)^\circ$ ermittelt werden (vgl. Tab. 6.1) und somit die theoretische Erwartung gemäß Gl.3.1.4 von $\approx 5,35^\circ$ nur durch den Elevationsscan bestätigt werden.

Einfluss der Messmethode

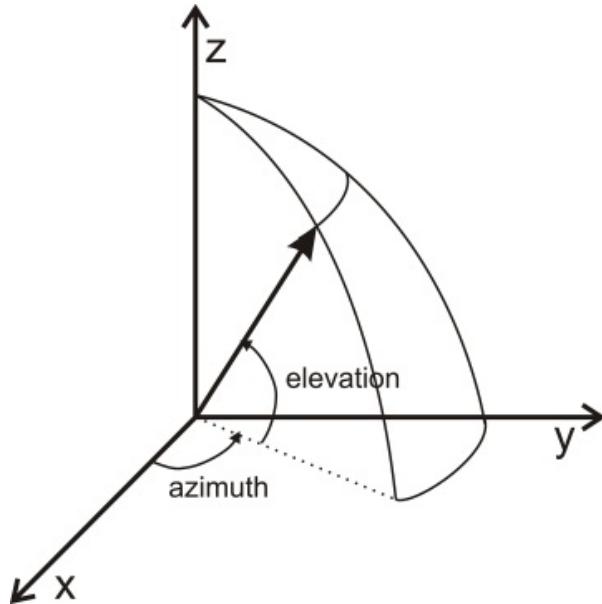


Abbildung 6.2: Veranschaulichung der geometrischen Situation einer altazimuthalen Montierung mit dem Elevationswinkel θ und dem Azimuth ϕ (Gregor u. a., 2012)

Erklären lässt sich das Zustandekommen dieser signifikanten Abweichungen der Messungen im Azimuth von denjenigen in Richtung der Elevation, wenn die geometrische Situation der Scans betrachtet wird (siehe Abb. 6.2).

Hierfür betrachtet man zuerst den Fall einer exakt im Zenit ($\theta = 90^\circ = \frac{\pi}{2}$) des Teleskops sich befindenden Quelle. In diesem Fall führen Variationen des Azimuths zu keiner absoluten Änderung des Pointings. Es wird also, bis auf geringe zeitliche Fluktuationen des Rauschniveaus, vom Receiver stets die gleiche Intensität detektiert. Daher kann ebenfalls auch kein FWHM bestimmt werden, so dass die scheinbare Ausdehnung der Quelle $2\pi = 360^\circ$ entspricht. Betrachtet man nun nach gleichem System Quellen im größerwerdenden Abstand zum Zenit nähert sich das FWHM der theoretischen Erwartung des Auflösungsvermögens aus Gl. 3.1.4 an, bis man im Fall von $\theta = 0$ der Erwartungswert dem Messwert einer optimalen Messung entspricht. Mathematisch beruht dieses Verhalten auf der Tatsache, dass bei der Definition des Auflösungsvermögens anhand des FWHM von einer 2 dimensionalen Ebene ausgegangen wurde.

Um die Messung an die Situation des Scans anzupassen, muss demzufolge die Transformationseigenschaften der Abbildung der ebenen Polarkoordinaten (r, Φ) auf Kugelkoordinaten (r, Φ, θ) berücksichtigt werden. Hieraus erhält man, dass die Messwerte des FWHM der Scans in Azimuthrichtung um

$$FWHM_{korr.} = FWHM \cdot \cos(\theta) \quad (6.1.2)$$

korrigiert werden müssen.

Führen wir diese Korrektur aus und bilden erneut den Mittelwert, erhält man eine effektive Winkelauflösung im Azimuth $(5,86 \pm 0,36)^\circ$. Diese wäre somit konsistent zu den Daten der Elevation, könnte aber nur durch einen um den Faktor $\approx 1,07$ korrigierten theoretischen Zusammenhang

$$\alpha = 1,02 \frac{\lambda}{D} \cdot 1,07 = 1,09 \frac{\lambda}{D}, \quad (6.1.3)$$

in Übereinstimmung mit diesem in Übereinstimmung gebracht werden.

6.1.3 Antenneneffizienz

Das Spektrum der Sonne kann nährungsweise als das eines Schwarzen Strahlers mit $T = 5777$ K angenommen werden (vgl. Abb. 3.2) und erzeugt somit einen Radiofluss von $S = 2,08$ sfu bei $\lambda = 21$ cm.

Führt man dies auf eine entsprechende Antennentemperatur T_{ANT} nach Gl. 3.3.4 zurück und ersetzt die effektive Antennenfläche durch den Antennengewinn gemäß Gl.3.3.7 erhält man den Zusammenhang

$$T_{ANT} = \frac{S}{2k_B} \frac{\mathcal{D}\lambda^2}{4\pi}. \quad (6.1.4)$$

Folglich müsste die resultierende Antennentemperatur des SRT's (Antennengewinn 26,64 dB) $T_{SRT} \approx 8,7$ K /Hz betragen. Gemessen wurde am 15. November 2013 jedoch Temperaturen von rund 925 K bzw. 937 K je Hz Bandbreite 6.1. Diese Temperaturen entsprächen einer Flussdichte von $S = (168,6 \pm 1,6)$ sfu bzw. einer Schwarzkörpertemperatur von ≈ 100.000 K. Die Radioemission der Sonne kann folglich nicht mit der aus dem Schwarzkörperfit bekannten Oberflächentemperatur erklärt werden.

Tatsächlich stammt die Radiostrahlung überwiegend aus der Sonnenkorona und hängt zudem mit dem ca. 11jährigen Aktivitätszyklus der Sonnenflecken zusammen. Dieser Aktivitätszyklus wird dabei anhand von täglichen Messungen der 10,7cm Linie genau überwacht und dokumentiert. Aus diesen Aktivitätsmessungen geht hervor, dass am 15.11.2013 eine Flussdichte $S_{10,7} = (177,5 \pm 0,2)$ sfu (*Space Weather Canada o.D.*) gemessen werden konnte.

Um diesen Wert als Bezugspunkt für die Überprüfung des Antennengewinns nutzen zu können, müssen die verschiedenen Wellenlängen aufeinander skaliert werden. Setzt man den Korrekturfaktor $\frac{0,107^2}{0,21}$ in Gl. 6.1.4 und stellt nach dem Antennengewinn um, ergibt sich aus den Messdaten der Rauschtemperatur und dem Referenzwert des Sonnenflusses ein Wert von

$$\mathcal{D}_{SRT} = (26,31 \pm 0,12) \text{ dBi} \quad (6.1.5)$$

bzw. die eine Antenneneffizienz von

$$\eta_{SRT} = \frac{A_{eff}}{A_{geometrisch}} = (0,347 \pm 0,013). \quad (6.1.6)$$

Vergleicht man die so erhaltenen Werte mit denen des Haystack Observatory aus der Kommissionierung des SRT $\eta_{SRT} = 0,39$ & $D_{SRT} = 26,64\text{dBi}$ (*Haystack Observatory Project Report Data taken Nov. 1, 2007* o.D.), so können die hier ermittelten Werte in erster Näherung als bestätigt angesehen werden. Die Abweichungen vom optimalen Wert des Haystack Observatory könnte durch alterungsbedingte Sensitivitätsverluste an Filter und Verstärker erklärbar sein, welche nie vollständig vermieden werden können.

6.1.4 Kalibrationseffekte

Die Optimierung der SRT's auf Beobachtungen zwischen [1,40 - 1,44] GHz (=Arbeitsbereich des Vorverstärkers) bedingt, dass bei Messungen von Radiofrequenzen außerhalb dieser Bandbreite es zu einem starken Anstieg der Systemtemperatur kommt und somit die Sensitivität verringert wird.

Um diesen Effekt zu demonstrieren standen mir Daten einer spektralen Analyse des Satelliten Afristar im Intervall von [1,42 - 1,50] GHz zu Verfügung. Da die verfügbaren Messbandbreiten des SRT's dieses Intervall nicht innerhalb einer Messung abdecken können, wurde dies, im den von mir gewählten Datensatz vom 15.11.2013, durch Anfertigung von 17 Teilmessungen der Bandbreite 500 kHz im Frequenzabstand von 5 MHz gelöst.

Für jede Frequenz wurde dabei zunächst eine Messung des Satelliten mit dem unkalibrierten Receiver angefertigt. Hieraufhin wurde der Receiver bei einem Offset von $\phi = -15^\circ$ durch die Noisediode auf den jeweiligen Messbereich kalibriert und eine Referenzmessung der Systemtemperatur vorgenommen. Abschließend wurde das SRT wieder auf den Satelliten ausgerichtet und 30 s lang die Strahlungsleistung gemessen.

Aus den Daten wurde zunächst die Systemtemperatur $T_{\nu,SYSTEM}$ in Abhängigkeit der Frequenz durch Bildung des Mittelwertes über die Messbandbreite (500 kHz) ermittelt und dann von den gemittelten Messwerten des $T_{\nu,SAT}$ abgezogen

$$T_{CAL} = T_{\nu,SAT} - T_{\nu,SYSTEM} \quad (6.1.7)$$

um die kalibrierten und bereinigten Rauschtemperaturen T_{CAL} für das Strahlungsspektrum des Satelliten (siehe Abb. 6.3 rechts) zu erhalten.

Wird diese Korrektur nicht durchgeführt (Abb. 6.3 links), ist es nicht möglich eine Aussage über das tatsächliche Spektrum des Satelliten zu treffen, da jegliche Messinformation durch den nahezu exponentiellen Anstieg der Systemtemperatur verloren geht.

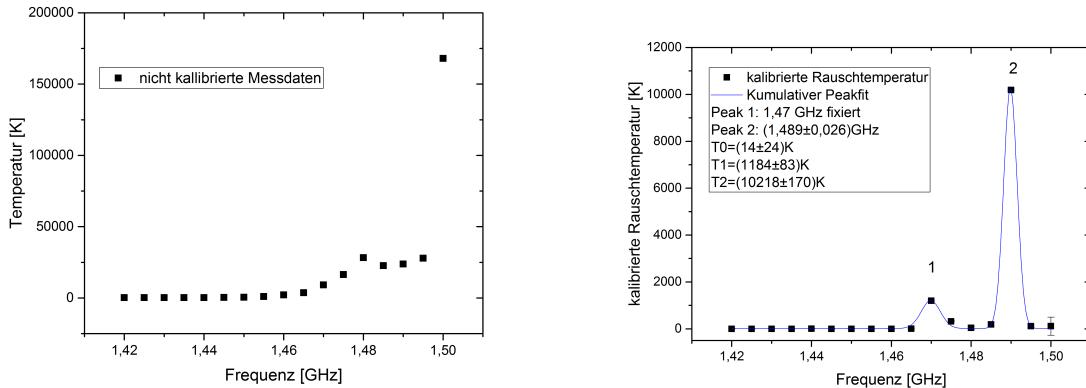


Abbildung 6.3: Spektrum des geostationären Satelliten Afristar aufgenommen mit dem SRT's in Erlangen des nicht kalibrierten Receiver (*links*) bzw. nach Kalibrierung und Hintergrundabzug (*rechts*). Aufgetragen ist die mittlere Rauschtemperatur pro Hz Bandbreite gegen die in 5 MHz Schritten aufgenommene Messfrequenz. Die, durch die Sende-frequenzen des Satelliten ($\approx 1,47$ GHz und $\approx 1,49$ GHz) verursachten, Intensitätspeaks (*rechts*), werden vom nicht kalibrierten Receiver vollständig unterdrückt (siehe links).

Durch Verwendung eines eingeschränkten, kumulativen Gaußfits wurden die Frequenzfeatures $\nu_1 = (1470,0 \pm 0,5)$ MHz (Fixpunkt der Anpassung) und $\nu_2 = (1489 \pm 26)$ MHz bestimmt sowie die zugehörigen Rauschtemperaturen $T_{1470} = (1084 \pm 83)$ K und $T_{1489} = (10220 \pm 170)$ K ermittelt. Mit den Erwartungswerten der Strahlungsflüsse des Satelliten (siehe Abschnitt 5.2) ergibt sich hieraus ein äquivalenter Antennengewinn von $\mathcal{D} \approx (-42,1 \pm 2,3)$ dB.

Dies entspricht einer Abnahme der Effizienz bzw. Sensitivität des SRT um 68dB im Bezug zu Messungen im Bereich der 21 cm-Linie.

6.2 Daten der 3m Radioantenne

Der nachfolgende Abschnitt beschäftigt sich mit der Analyse der Messung, die an der Hans-Haffner Sternwarte zur Kommissionierung der neuen 3m Radioantenne aufgenommen wurden.

6.2.1 Radiosonne

Auflösungsvermögen

Im ersten Schritt der Datenanalyse mussten die Messfiles um eine Koordinatenskala ergänzt werden. Hierzu wurde angenommen, dass die einzelnen *sweeps* symmetrisch über

den gesamten Winkelbereich der Messung verteilt sind und somit die Koordinatenskala durch den bekannten linearen Zusammenhang

$$y = m \cdot x + t \quad (6.2.1)$$

beschrieben werden kann. Die Steigung m wurde hierfür aus der Differenz zwischen der initialen α_i und der finalen α_f Koordinate des jeweiligen Scans und der anschließenden Division durch die Anzahl der *sweeps* N

$$m = \frac{\alpha_f - \alpha_i}{N} \circ \quad (6.2.2)$$

bestimmt.

Die auf diese Weise gefundene Zuordnung wurde im weiteren durch Abzug der erwarteten Sonnenposition zum Zeitpunkt der Messung ($\phi \approx 158^\circ$; $\theta \approx 39^\circ$) auf eine relative Darstellung umgerechnet. Die Koordinate des Azimuth-Scan wurden gemäß Gl. 6.1.2 korrigiert und abschließend die emittelten Leistungspegel grafisch aufgetragen.

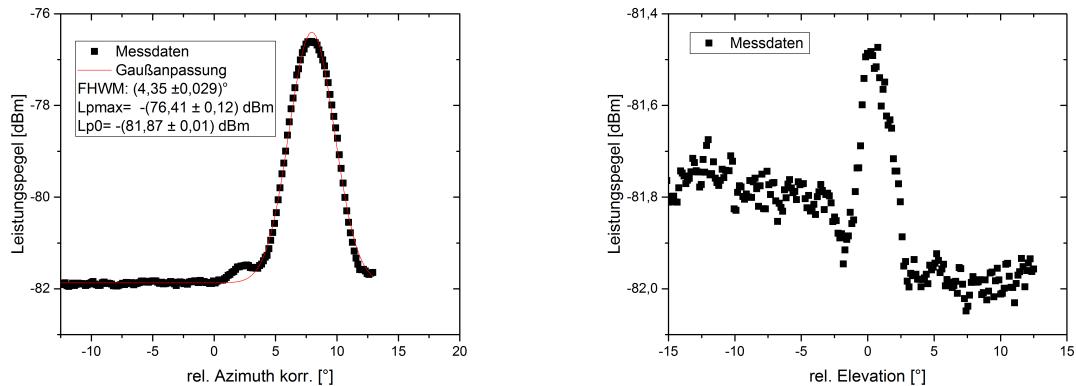


Abbildung 6.4: Messungen der Sonnenintensität in Abhängigkeit des Offsetwinkels bei konstanter Elevation (links) bzw. Azimuth (rechts) zur Bestimmung der Antennencharakteristik anhand der Halbwertsbreite. Dies konnte aufgrund fehlerhafter Justierung des Koordinatenursprungs ($\phi_0 \approx +7^\circ$; $\theta_0 \approx 0^\circ$) nur für den Azimuthscan zu $(4,35 \pm 0,29)^\circ$ bestimmt werden.

Diese Auftragung zeigte, dass die erste Kalibrierung der Positions-Encoder einen um ca. $+7^\circ$ falschen Azimuthwinkel bedingte (vgl. Abb. 6.4 links). Aufgrund dieser Fehljustierung konnte keine ausreichend signifikante Messung des Intensitätsverlaufes in Elevationrichtung angefertigt werden, anhand derer das Auflösungsvermögen bestimmt werden konnte. Es gelang jedoch anhand des im Elevationsscans aufgezeichneten Intensitätspeak die Kalibrierung der Positionsencoder der Elevation zu verifizieren (vgl. Abb. 6.4 rechts). Der nahezu lineare Abfall des Grundrauschniveaus mit steigenden Elevationshöhen könnte auf atmosphärische Effekte zurückzuführen sein. Dies liegt daran, dass

die Moleküle der Atmosphäre (im besonderen H_2O) ebenfalls Radiostrahlung emittieren, deren Intensität mit der Atmosphärenhöhe in Richtung der Sichtlinie des Teleskops zusammenhängt. Für niedrige Elevationshöhen ist die Intensität dieser Störstrahlung bedingt durch die Montierung am höchsten und sollte, nach einer ähnlichen geometrischen Überlegung wie sie für das Auflösungsvermögen angestellt wurde, $\propto \cos(\theta)$ abnehmen. Das azimuthale Auflösungsvermögen konnte hingegen zu $FWHM_{AZ} = (4,35 \pm 0,29)^\circ$ ermittelt werden und erfüllt somit die theoretische Erwartung aus Gl. 3.1.4 von $\approx 4,09^\circ$. Aus den Messungen des SRT haben wir einen Korrekturfaktor bestimmt um das Auflösungsvermögen an die reale Situation anzupassen (vgl. Gl. ??). Der sich hieraus ergebende Wert für die 3 m Parabolantenne von 4,37 kann jedoch ebenfalls durch die Messung bestätigt werden und muss daher als gültig angesehen werden.

Antenneneffizienz

Aus dem Peakwert des Leistungspegels $L_{P,max} = -(76,41 \pm 0,12)$ dBm und dem Grundrauschniveau des Systems $L_{P,0} = -(87,87 \pm 0,01)$ dBm wurde zusammen mit der solaren Flussdichte der 10,7 cm-Linie vom 29.09.2016 $S_{10,7} = (82,2 \pm 1,2)$ sfu die Überprüfung des Antennengewinns vorgenommen.

Hierfür wurden zunächst die Leistungspegel in äquivalente Rauschtemperaturen des Signals $T_{OUT}(L_{P,max})$ bzw. Systems $T_{SYS}(L_{P,max})$ auf Grundlage von Gl. 4.2.4 durch

$$T = 10^{\frac{L_P - NF - G - BF}{10}} \cdot \frac{1\text{mW}}{k_B} \quad (6.2.3)$$

umgerechnet. Anschließend wurde die Differenz der beiden Werte gebildet um die effektive Signalstärke zu ermitteln, um damit äquivalent zu der in Abschnitt 6.1.3 vorgestellten Methode den Antennengewinn zu bestimmen.

Anhand dieser Rechnung konnte ein Antennengewinn @1,4 GHz von $\mathcal{D} = (31,82 \pm 0,47)$ dB ermittelt werden, was einer Apertureeffizienz von $\eta_{HHO} = (0,756 \pm 0,013)$ entspricht. Dieser Wert ist bedeutend höher als der des SRT's, da es bei diesem, aufgrund der Maschenweite des Parabolspiegel, zu Detektionsverlusten kommt.

6.2.2 Afristar

Frequenzgenauigkeit

Für die Analyse des Spektrums wurden die Messdaten der einzelnen Frequenzkanäle über den gesamten Beobachtungszeitraum gemittelt und gegen die Frequenz aufgetragen. Im Anschluss wurde zur Bestimmung der Frequenz sowie der Bandbreite der Strahlungsfeatures ein kumulativer Peakfit zweier Gaußverteilungen durchgeführt. Hierfür wurde angenommen, dass der Erwartungswert der Anpassung gleich der Mittenfrequenz ist bzw. die Halbwertsbreite der Bandbreite des jeweiligen Strahlungsfeatures entspricht.

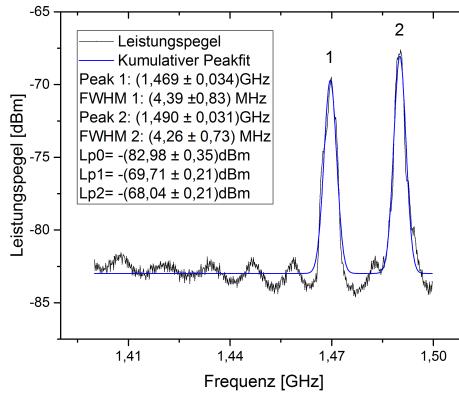


Abbildung 6.5: Radiospektrum des geostationären Satelliten Afristar gemessen am Hans Haffner Observatorium bei einer Frequenz von 1450 MHz, Bandbreite 100 MHz, sweep-time 1s. Durch kumulativen Gaußfit wurden die Peakfrequenzen und Strahlungsbandbreite sowie deren statistische Fehler bestimmt. Die beobachtete Oszillation der Grundrauschniveaus ist auf schlechte Abstimmung der Filterbandbreiten und sweep-time zurückzuführen.

Anhand der Fit's konnten somit die Strahlungsfrequenzen zu $\nu_1 = (1,469 \pm 0,034)$ GHz, $\nu_2 = (1,490 \pm 0,031)$ GHz und zugehörigen Bandbreiten $\Delta\nu_1 = (4,39 \pm 0,83)$ MHz und $\Delta\nu_2 = (4,26 \pm 0,73)$ MHz ermittelt werden.

Aus dem Vergleich der so bestimmten Frequenzen mit den referenzierten Frequenzen des Satelliten gelang es somit zu verifizieren, dass es sich tatsächlich bei dem gemessenen Objekt um den Satelliten handelte. Die mittels der Anpassung bestimmten Bandbreiten entsprechen jedoch ca. der 1,5 Wert tatsächlichen Bandbreiten, was auf die Arithmierung des Videofilters zurückgeführt werden kann. Die eingestellten Videobandbreite von 1 MHz bewirkt, dass Intensitätsanteile des eigentlichen Peaks auch bei einer Abweichung der Oszillator Frequenz um 0,5 MHz berücksigt werden und dadurch die Linienbreite verfälscht wird. Durch Bildung des Quotienten aus den gemessenen Frequenzpeaks $\nu_{MEAS,i}$ und referenzierten $\nu_{REF,i}$ sowie anschließender Arithmierung

$$\langle \nu_{ACCURACY} \rangle = \frac{1}{N} \sum_N \frac{\nu_{MEAS,i}}{\nu_{REF,i}} \quad (6.2.4)$$

konnte eine mittlere Frequenzgenauigkeit des RIGOL DSA815 TG am 22.09.2016 von $\langle \nu_{ACCURACY} \rangle = (0,999 \pm 0,016)$ ermittelt werden.

Effizienz Aus den gemessenen Pegelwerten des Spektrum wurde im Anschluss noch die resultierende Antenneneffizienz bestimmt. Hierfür wurde äquivalent zu der in Abschnitt

6.2.1 beschriebenen Methode. Somit konnten ein Antennengewinn von $\mathcal{D} = -(12,35 \pm 0,85)$ dB @ 1,47 GHz bzw. $\mathcal{D} = -(23,11 \pm 0,59)$ dB @ 1,49 GHz bestimmt werden.

Auflösung

Die grafische Auftragung der zuvor gemittelten Cross-Scan Daten, zeigte für beide Messfrequenzen (1,47 & 1,49) GHz eine Doppelpeakstruktur (siehe Abb. 6.6 & 6.7). In Anbetracht dessen wurde zur Fehlerreduktion anstatt einer einfachen gaußartigen Anpassung, wie sie bei Bestimmung der Auflösung der Sonnenmessungen vorgenommen wurde, eine kumulative Anpassung zweier Gaußverteilungen gewählt. Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wurde jedoch nur das FWHM des zweiten Leistungspeak berücksichtigt, da dieser einen nahezu äquivalenten Azimuth Offset $\phi_0 \approx 4,5^\circ$ aufwies, wie er bereits in den Messungen der Sonne $\phi_{0,SUN} \approx 7^\circ$ ermittelt wurde. Eine Begründung für die Abweichung der Offsetwinkel liefert den Bahninklination des Satelliten von $\approx 3^\circ$, wodurch Schwankungen des absoluten Winkelposition aus Sicht der Hans-Haffner-Sternware im Bereich von $\phi = [159; 165]^\circ$ und $\theta = [29; 35]^\circ$ verursacht werden. Ein weiterer Grund für die Unterschiede könnte in der Methode der Koordinatenzuordnung der Sonne liegen, deren Fehler Schätzungsweise bei $1^\circ - 2^\circ$ liegt.

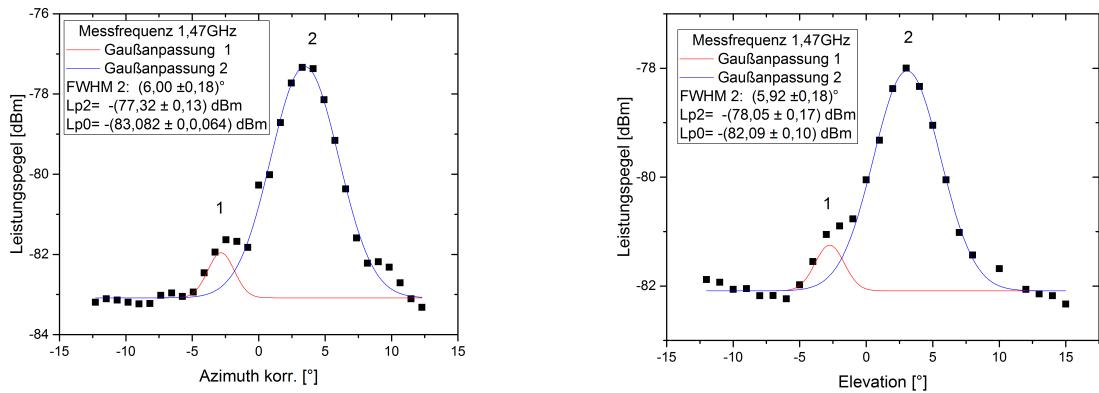


Abbildung 6.6: Winkelabhängige Empfangsleistung bei 1470 MHz aus Richtung des geostationären Satelliten Afristar gemessen am Hans Haffner Observatorium. Der Offset wurde um die erwartete Position des Satelliten ($\phi = 161^\circ$; $\theta = 32^\circ$) bestimmt. Aufgrund eines Datenverlustes ist der Pegel für eine Elevation von $+9^\circ$ nicht aufgetragen.

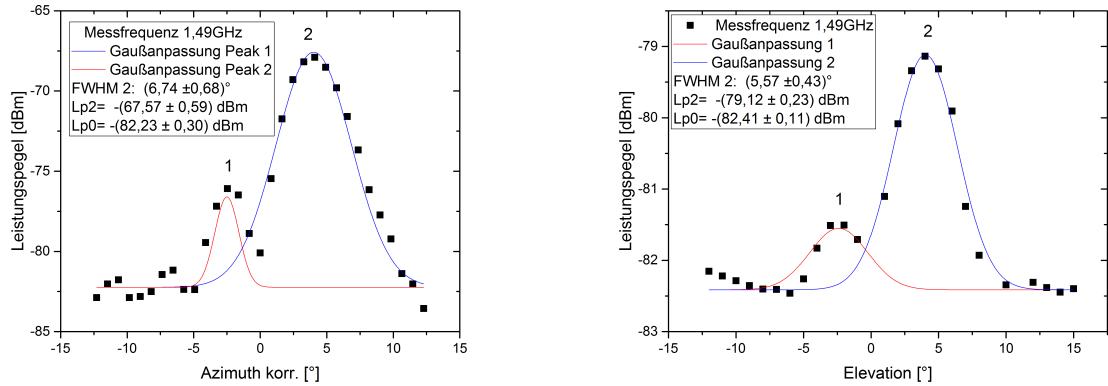


Abbildung 6.7: Winkelabhängige Empfangsleistung bei 1490 MHz aus Richtung des geostationären Satelliten Afristar gemessen am Hans Haffner Observatorium für Winkeländerung des Azimuth (links) bzw. der Elevation (rechts). Der Offset wurde um die erwartete Position des Satelliten ($\phi = 161^\circ$; $\theta = 32^\circ$) bestimmt. Aufgrund eines Datenverlustes ist der Pegel für eine Elevation von $+9^\circ$ nicht aufgetragen.

Tabelle 6.2: Experimentell ermittelte Auflösungsvermögen der 3m Parabolantenne anhand von Messungen der winkelabhängigen Strahlungsleistung des Satelliten Afristar.

Frequenz [MHz]	$FWHM_{az}$ [°]	$FWHM_{ele}$ [°]
1470	$6,00 \pm 0,18$	$5,57 \pm 0,18$
1490	$6,74 \pm 0,68$	$5,57 \pm 0,43$
Mittelwert	$6,37 \pm 0,35$	$5,73 \pm 0,22$

Das somit bestimmte mittlere Auflösungsvermögen $FWHM_\phi = (6,37 \pm 0,35)^\circ$ im Azimuth bzw. $FWHM_\theta = (5,73 \pm 0,22)^\circ$ (siehe Tab. 6.2) entspräche somit rund dem 1,5 fachem Wert, wie er nach Gl. 3.1.4 erwartet wurde. Die Abweichung ist jedoch bei der Vermessung von Kommunikationssatelliten durchaus plausibel. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die Abstrahlcharakteristik solcher Satelliten, um einfache Empfangbarkeit zu gewährleisten, möglichst große FWHM-Werte anstrebt.

Aus den Crosssscan's des Satelliten folgt ebenfalls, dass die erwartete Position des Satelliten nicht mit der gemessenen übereinstimmt, da die Lage der Intensitätsmaximas einen Offset von ca. $[\phi \approx 4,5^\circ, \theta \approx 4,7^\circ]$ besitzt. Da dies jeweils ca. dem Wert der Antennencharakteristik entspricht sind die Intensitätsverluste durch das fehlerhafte Pointing enorm, wie sich unschwer an der starken Variation der maximalen Pegelwerte der Azimuth- bzw. Elevation-Scan erkennen lässt und somit keine präzise Aussage über die Antenneneffizienz getroffen werden kann.

6.2.3 Sensitivität

Das SNR verbessert sich gemäß Gl. 3.4.2 proportional zur Wurzel der sweep-time τ . Um dies zu prüfen wurde zunächst das Verhältnis aus dem mittleren gemessenen Leistungspegel $\langle L_P \rangle$ und der zugehörigen statistischen Abweichung $\langle L_P, RMS \rangle$ je sweep gebildet.

$$SNR_{bin} = \frac{\langle L_P \rangle_{\Delta\nu}}{\langle L_P, RMS \rangle_{\Delta\nu}} \quad (6.2.5)$$

Anschließend wurde zur Reduktion des Fehlers über alle Datenbins einer sweep-time gemittelt und die so erhaltene Messkurve aufgetragen (siehe Abb. 6.8 links).

Um weiterhin den Einfluss der Arithmierung über N sweeps auf das SNR zu untersuchen wurde in einem zweiten Schritt, die bei der Mittelwertbildung berücksichtigte Anzahl der sweeps schrittweise erhöht und zur Normierung durch das mittlere SNR eines einzelnen sweeps $\langle SNR \rangle$ geteilt (siehe Abb. 6.8 rechts).

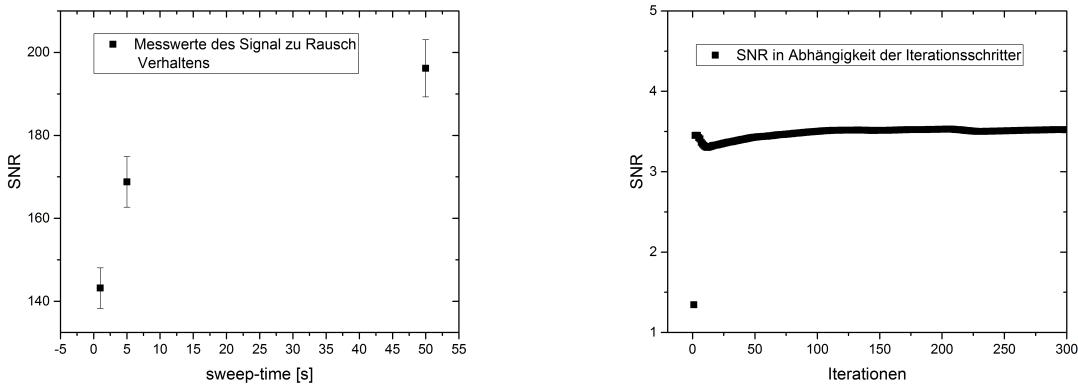


Abbildung 6.8: Veränderung des Betrags des Signal zu Rausch Verhältnisses in Abhängigkeit der sweep-time (links) bzw. der Anzahl der Messwiederholungen (rechts).

Anhand der so erhaltenen Messkurven können jedoch die Voraussagen zur Verbesserung des SNR aus Gl. 3.4.2 nur qualitativ bestätigt werden. Dies liegt zum einen daran, dass die Datendichte zur Bestimmung der Zeitabhängigkeit nicht hinreichend groß ist, um eine signifikante Anpassung an eine Wurzelfunktion durchführen zu können. Im zweiten Fall erreicht das SNR nahezu instantan eine maximale Verbesserung des SNR um den Faktor $\propto 3,5$. Dies deutet darauf hin, dass das Messsignal nicht nur durch statistisches Rauschen der Elektronik beeinflusst wird. Es muss daher ebenfalls einen systematischen Fehlerbeitrag geben, der nicht stochastisch verteilt ist.

6.2.4 Hintergrundmessungen

Äquivalent zu der im Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Methode wurde zunächst die Bestimmung der Koordinaten zu den einzelnen sweeps der Messfiles vorgenommen. Zur Reduktion des Rauschniveaus wurde im Anschluss die Auflösung auf $\alpha_\phi = 1^\circ$ begrenzt und der mittlere gemessene Leistungspegel je Azimuthwinkel für die vier Elevationshöhen berechnet. Aus der so gewonnenen ersten grafischen Darstellung (siehe Abb. 6.9 rechts) konnten 4 Winkelbereiche identifiziert werden, die im Verhältnis zu ihrer unmittelbaren Umgebung eine signifikante Erhöhung der Radiointensität zeigten.

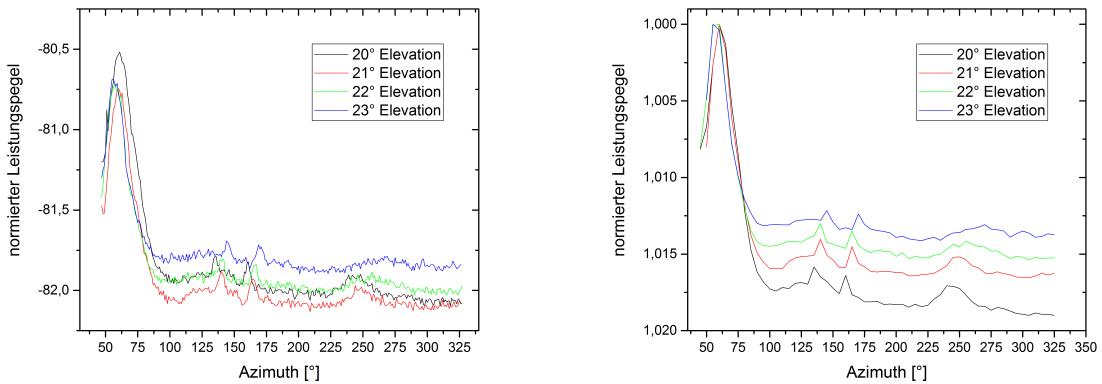


Abbildung 6.9: Radiohorizont am Hans Haffner Observatorium in Abhängigkeit des Azimuth- und Elevationswinkels bei einer Winkelauflösung von 1° (links) bzw. 5° (rechts). Um den abnehmenden Leistungsanstieg des 1. Leistungspeaks zum im übrigen Horizont detektierten Radiointensität aufzuzeigen wurde in der rechten Darstellung eine Normierung auf den Maximalwert der einzelnen Teilmessungen vorgenommen.

Tabelle 6.3: Winkelbereiche mit erhöhter Intensität

Elevation θ [$^\circ$]	Bereich 1 [$^\circ$]	2 [$^\circ$]	3 [$^\circ$]	4 [$^\circ$]
20	[47,87]	[125,135]	[150,165]	[220,270]
21	[47,80]	[130,145]	[155,170]	[230,265]
22	[47,90]	[130,140]	[160,170]	[230,275]
23	[47,83]	[140,150]	[165,180]	—

Für die gemessenen Elevationshöhen zeigte sich jedoch ebenfalls eine Schwankung der absoluten Position dieser Intensitätsfeatures im Bereich von 5° - 10° (vgl. Tab. 6.3). Dies entspricht näherungsweise dem Auflösungsvermögen der Parabolantenne, weswegen die Messauflösung, durch Bildung des Mittelwertes der Leistungspegel über 5° Intervalle, auf

dieses gesenkt wurde. Zeitgleich führt dies zu einer Verbesserung des SNR um $\approx 500\%$. Die Radiointensität von Störquellen aus der unmittelbaren Nähe des Teleskops sollte, im Verhältnis zum Grundrauschniveau, mit zunehmender Elevationshöhe abnehmen, weswegen zusätzlich eine Normierung auf das Intensitätsmaximum der jeweiligen Teilmessung durchgeführt wurde.

Der durch diese Operationen erzeugte Graph (Abb. 6.9 rechts) erfüllt ebenjene Erwartung mit der Elevationshöhe eines abnehmenden Einflusses, wie man im besonderen anhand der abnehmenden Peakhöhe des 4. Features, sowie der chronologischen Aufspaltung der Messkurven in Abhängigkeit der Elevationshöhe erkennen kann.

Radiopanorama

Im letzten Teil der Datenanalyse galt es eine Zuordnung der zuvor ermittelten Intensitätsfeatures zu potentiellen Quellen an der Hans Haffner Sternwarte vorzunehmen, durch Überlagerung einer Panoramaaufnahme der Teleskopumgebung mit einem entsprechendem Wärmebild der Messdaten. Dazu wurden die Leistungspegel in entsprechende Rauschtemperaturen umgerechnet (siehe Gl. 6.2.3) und über alle Elevationshöhen gemittelt. Die Farbskalierung der Rauschtemperaturen wurde im Anschluss so angepasst, dass die geringen Temperaturdifferenzen im Bereich zwischen $\phi = [100 - 325]^\circ$ möglichst nicht durch das 1. Intensitätsfeature überlagert werden.

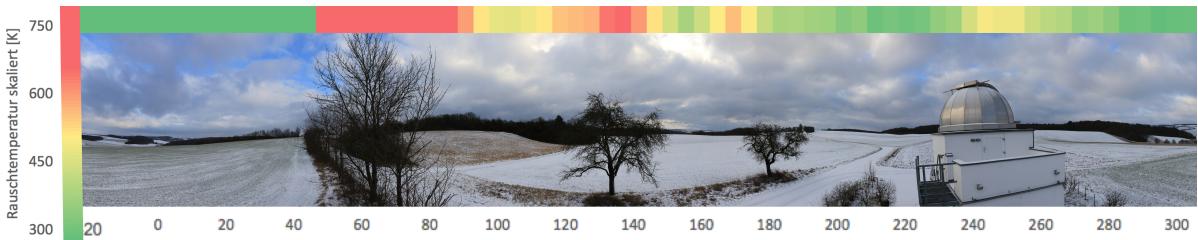


Abbildung 6.10: Panoramaaufnahme des Hans-Haffner Observatorium aus Sicht des Radioteleskops sowie die mittlere gemessene Rauschtemperatur des Receivers.

Mit Hilfe dieser Panoramadarstellung konnten als potentielle Quellen der Störsignale sowohl vegetative Einflüsse (Hecken bzw. Bäume) als auch bauliche Gegebenheiten (Optisches Observat) in der Umgebung des Hans Haffner Observatoriums identifiziert werden. Die Abweichungen der Landschaftsobjekt von den Intensitätspeaks ist einerseits durch die fehlerhafte Justierung des Koordinatenkreuzes bedingt und andererseits auf perspektifische Effeke der Panoramaaufnahme zurückzuführen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Durch die diversen technischen Probleme konnte die Kommissionierung des neuen 3m L-Band Teleskops an der Hans Haffner Sternwarte zum jetzigen Zeitpunkt nicht abgeschlossen werden. Hierzu müssten weitere Messungen durchgeführt werden. Einerseits um die Ergebnisse dieser Arbeit durch Wiederholung der Messungen zu bestätigen und andererseits durch Verbesserung der Receivereinstellungen zu präzisieren.

Der Vergleich der, anhand von Sonnenmessungen, experimentell ermittelten Auflösungsvermögen des SRT $\approx 5,7^\circ$ bzw. des 3m Teleskops $\approx 4,35^\circ$ legt nahe, dass das reale Auflösungsvermögen einer Radioantenne durch $1,09 \frac{\lambda}{D}$ beschrieben wird und ist somit um den Faktor 1,07 höher als es die theoretische Betrachtung vermuten lässt. Diese Abweichung ist dabei wahrscheinlich auf Streuungen der Strahlung am Antennenhorn und den Befestigungen des Primärfokus zurückzuführen und kann deshalb nur durch eine Veränderung der Konstruktion vermieden werden. Ebenfalls konnte ein Unterschied der Antennengewinne von ≈ 5 dB aus den Messungen der Sonne bestimmt werden. Dies entspricht einer rund Doppelten der Antenneneffizienz des Teleskops in Hettstadt im Vergleich zum SRT und wird durch deren gitterartigen Kollektorfläche bedingt. Die Messungen des geostationären Satelliten Afristar zeigte für das SRT eine starke Sensitivitätsabnahme um 68 dBi im Bezug zur H1-Linie. Zwar konnte ebenfalls ein Sensitivitätsverlust in Hettstadt von ≈ 40 dBi nachgewiesen werden, jedoch beruht dieser Verlust mit hoher Wahrscheinlichkeit auf der fehlerhaften Koordinatenkalibrierung und sollte deshalb wiederholt werden. Die Genauigkeit der Frequenzzeichnung des RIGOL DSA815-TG wurde durch Aufnahme des Satellitenspektrums zu $(0,999 \pm 0,016)$ bestimmt und kann somit zukünftig als Referenzwert für alterungsbedingte Abbildungsfehler der Frequenzen verwendet werden. Ebenfalls wurde eine qualitative Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses festgestellt.

Langfristig wird die Entwicklung einer eigenen Steuerungssoftware angestrebt, welche die kurzfristige Implementierung von Beobachtungsmustern ermöglicht. Dies ist notwendig um Langzeitmessungen, wie sie für die Bestimmung der galaktischen Rotationskurve benötigt werden, durchführen zu können. Aufgrund der minimalen Auflösungsbandbreite von 100 Hz könnte der Fehler innerhalb dieser Messung auf bis zu 20 m/s reduziert werden, wodurch die Aufnahme der Rotationskurve mit einer durchschnittlichen Geschwindigkeiten von ≈ 200 km/s möglich ist. Ebenfalls würde die Genauigkeit der winkelabhängigen Intensitätsbestimmung durch eine solche programmierbare Software erhöht werden, da das manuelle Festhalten der Koordinaten der Teleskopausrichtung entfiele.

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit will ich allen jenen meinen Dank ausdrücken, welche mich bei den Arbeiten zu dieser Bachelorarbeit motiviert und unterstützt haben.

Zunächst allen, ohne die es niemals zu diesem Projekt gekommen wäre :

... Herrn OSTR Christian Lorey, der in seinen unermüdlichen Anstrengungen den Bau der Hans Haffner Sternwarte ermöglichte und ohne den, deren Betrieb im heutigem Umfang nicht denkbar wäre.

... Herrn Prof. Dr. Karl Mannheim und Herrn Prof. Dr. Matthias Kadler für die Anschaffung des 3m Radioteleskopes. Sie schufen damit die Grundlage für diese Arbeit und gaben mir die Möglichkeit mich eingehender mit diesem spannendem Thema zu beschäftigen.

Dann allen, welche mich direkt bei der Entstehung dieser Arbeit unterstützen :

... meinen Betreuer Alexander Kappes, der mich durch seine konstruktive Kritik in fachlichen Fragen und die Lösung diverser computertechnischer Probleme voranbrachte.

...Nils Zottmann, der sich stets um die Lösung von auftretenden technischen Problemen bemühte.

...Stefan Imhof für seine unschätzbare Hilfe bei der Erstellung einer Panoramaaufnahme des Radioteleskopes.

...all meinen Komilitonen für ihre Hilfe im Umgang mit LaTeX.

...dem gesamten Lehrstuhl für Astronomie mit seinem hervorragenden Arbeitsklima, so dass es stets ein Ansporn ist, sich der Lösung einer Vielzahl von Problemen zu widmen.

Denjenigen, die mir Informationen zu Verfügung stellten :

...Fritz Schwarm von der Dr. Karl Remeis Sternwarte für Informationen zu den Eigenheiten der Bamberger SRT's.

...Tarek Abdel-Nabi, mit seinen Informationen zu den Strahlungsflüssen des Satelliten Afristar und anderen hilfreichen Anregungen.

und natürlich allen die im Hintergrund bleiben, jedoch keineswegs vergessen sind:

...allen die mir bei der Korrektur halfen.

...dem Mensa Team, denn *Ohne Mampf kein Kampf*

...dem MAC SUPPORT

Glossar

Tabelle 7.1: Einheiten und Konstantenverzeichnis

h	Plancksches Wirkungsquantum	$6,626 \cdot 10^{-34}$	$[\text{J s}^{-1}]$
k_B	Boltzmann Konstante	$1,380 \cdot 10^{-23}$	$[\text{J K}^{-1}]$
m_e	Elektronenmasse	$9,109 \cdot 10^{-31}$	$[\text{kg}]$
ϵ_0	Dielektrizität	$8,854 \cdot 10^{-12}$	$[\text{F m}^{-1}]$
e	Elementarladung	$1,602 \cdot 10^{-19}$	$[\text{C}]$
Jy	<i>Jansky</i>	10^{-26}	$\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$
sfu	<i>solar flux units</i>	10^{-22}	$\text{W m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$
dBm	Dezibel Milliwatt	$10 \log_{10} \left(\frac{P}{1 \text{mW Hz}} \right)$	

Literatur

- [1] *Astronomisches Praktikum Dr. Karl Remeis Sternwarte, Erlangen ECAP*.
- [2] I. De Pater und J. J. Lissauer. *Planetary sciences*. Cambridge University Press, 2015.
- [3] A. S. P. Federal Comunication Comission. *FCC Attachment DA 06-4*.
- [4] T. Fließbach. *Elektrodynamik. Lehrbuch zur Theoretischen Physik 2*. 2008.
- [5] T. Gregor u. a. “Correlating Micro-CT Imaging with Quantitative Histology”. In: *Injury and Skeletal Biomechanics*. InTech, Aug. 2012. DOI: 10.5772/48680. URL: <https://doi.org/10.5772%2F48680>.
- [6] *Haystack Observatory Project Report Data taken Nov. 1, 2007*. http://www.haystack.mit.edu/edu/undergrad/pdf/haystack_FINAL_2_8.pdf. Aufgerufen: 2017-01-10.
- [7] *IEEE Std. 521-2002, IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands*. 2009.
- [8] R. T. Inc. *DSA800 Series Specifications*. Publikationsnummer UGD03106-1110.
- [9] J. D. Jackson. *Electrodynamics*. Wiley Online Library, 1975.
- [10] C. Rauscher u. a. *Grundlagen der Spektrumanalyse*. Rohde & Schwarz, 2011.
- [11] *Rigol DSA800-Datenblatt*. http://www.batronix.com/pdf/Rigol/Datasheet/DSA800_DataSheet_EN.pdf. Aufgerufen: 2017-01-10.
- [12] *Space Weather Canada*. ftp://ftp.geolab.nrcan.gc.ca/data/solar_flux/daily_flux_values/fluxtable.txt. Aufgerufen: 2017-01-10.
- [13] *SRT-Reciever-Datenblatt*. <http://www.haystack.edu/edu/undergrad/srt/receiver/radiometer.html>. Aufgerufen: 2017-01-10.
- [14] P. Tarek Abdel-Nabi. private Korrespondenz. 14. Jan. 2017.
- [15] H. Vogel und C. Gerthsen. *Gerthsen Physik*. 1997.
- [16] T. L. Wilson u. a. *Tools of radio astronomy*. Bd. 5. Springer, 2009.

Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere, die vorliegende Arbeit selbstständig nach allgemeiner Studien- und Prüfungsordnung für die Bachelor- und Masterstudiengänge (ASPO) an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie keiner anderen Prüfungsbehörde zur Erlangung eines akademischen Grades vorgelegt zu haben.

Würzburg, den 14. Februar 2017

Lukas Schrenk