



Analyse von Luftschauerdaten gemessen mit GHz Radioantennen

Master Thesis
zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science im Fach Physik

dem Fachbereich Mathematik und Naturwissenschaften
Fachgruppe Physik
der Bergischen Universität Wuppertal

vorgelegt von
Philipp Papenbreer

02.05.2013

Betreuender Professor: Prof. Dr. K.-H. Kampert
Zweitgutachter: Prof. Dr. Ch. Zeitnitz

The main goal of the CROME experiment at the Karlsruhe Institute of Technology (KIT) is to measure microwave signals from molecular bremsstrahlung initiated by extensive air showers (EAS). Such an emission could provide a new way to observe the longitudinal development of EAS and thus help to reconstruct the energy and composition of primary cosmic rays. In contrast to the measurement of fluorescence light, microwave signals are less sensitive to atmospheric effects and could be detected with a duty-cycle of up to 100%. The experimental setup of CROME consists of several commercial antenna dishes in different frequency ranges between 1 GHz and 11.7 GHz. In this thesis the data analysis for one of those antennas with a 2.3 m dish and a frequency range of 1.2 – 1.7 GHz will be described. Several methods are studied to improve the data quality and to reduce the disturbances in this frequency band. Furthermore, an absolute calibration of the antenna system is presented. Finally, the results are applied to an improved signal search on the data.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen zur Astroteilchenphysik	3
2.1	Kosmische Strahlung	3
2.1.1	Zusammensetzung	3
2.1.2	Energiespektrum	4
2.1.3	Ursprung	5
2.1.4	Wechselwirkung mit der Atmosphäre	7
2.1.5	Cherenkov-Strahlung	9
2.1.6	Molekulare Bremsstrahlung	9
2.1.7	Emission im Radiobereich durch das geomagnetische Feld	11
3	Experimentaufbau am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)	15
3.1	Der KASCADE-Grande-Detektor	15
3.1.1	KASCADE	15
3.1.2	KASCADE-Grande	17
3.2	CROME	18
3.2.1	Die CROME L-Band Antenne	20
4	Kurzzeitige Störungen	23
5	Monofrequente Störungen	35
6	Untersuchung der Triggersignale	45
6.1	S19 Trigger	45
6.2	Baselines der Triggersignale	45
7	Antennenkalibration	49
7.1	Die Friis-Gleichung	49
7.2	Technische Durchführung	50
7.3	Simulation der Richtcharakteristik	51
7.4	Anpassung der Simulation an die Messergebnisse	53
7.5	Feldstärkenbestimmung	59
8	Signalsuche	63

9 Zusammenfassung und Ausblick	67
A Anhang	69
A.1 Limesbildung für die analytische Gauss-Rayleigh Faltung	69
A.2 Datenblätter	72
A.2.1 PD	72
A.2.2 LNA	76
A.3 Kalibrationsmessung des Oszillators	78
A.4 Kalibrationsmessung der Sendeantenne	79
A.4.1 H-Ebene	79
A.4.2 E-Ebene	80
A.5 Anpassungsgüten der Kalibrationsfits	81
A.5.1 Messung in 150 m Höhe	81
A.5.2 Messung in 200 m Höhe	82
Literaturverzeichnis	83
B Danksagung	85

Kapitel 1

Einleitung

Der physikalische Fachbereich Astroteilchenphysik befasst sich unter Anderem mit dem Studium hochenergetischer Teilchen, die aus dem Universum die Erde erreichen. Daraus lassen sich Informationen über die Ursprungsobjekte dieser Strahlung und über die Physik bei extrem hohen Energien gewinnen. Da die Teilchen mit besonders hohen Energien nur sehr selten auftreten, sind Detektorsysteme notwendig, die eine möglichst große Fläche abdecken. Dabei wird sich zu Nutze gemacht, dass die Energie eines solchen primären Teilchens sich bei der Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre auf einen Bereich aufteilt, der mehrere Quadratkilometer erreichen kann. Dies geschieht durch die Produktion zahlreicher Sekundärteilchen, die am Erdboden gemessen werden können, einem sogenannten ausgedehnten Luftschauer. Diese indirekte Messmethode zieht allerdings die Notwendigkeit mit sich, aus den sekundären Effekten durch gute Analysen präzise Aussagen über das primäre Teilchen machen zu können.

Im Jahr 2004 wurden von Gorham et. al. [Gor08] Beschleunigermessungen durchgeführt, die eine Möglichkeit untersuchen, die bisherigen Vermessungsmethoden eines solchen Luftschauers zu ergänzen. Es wurde gezeigt, dass ein niederenergetisches Elektronenplasma, wie es bei ausgedehnten Luftschauern entsteht, zu einer isotropen Emission von Radiostrahlung im GHz-Bereich führt. Sollte dieses Signal eine mit üblichen Radioantennen messbare Leistung besitzen, könnte dies eine Möglichkeit bieten, die Energiebestimmung von ausgedehnten Luftschauern zu verbessern. Dies hätte inherent den Vorteil, dass die longitudinale Entwicklung eines Luftschauers beobachtet werden kann, ohne wie bei optischen Fluoreszenzteleskopen auf klare und mondlose Nächte beschränkt zu sein.

Diese Arbeit widmet sich der Analyse von Daten einer Radioantenne, die diese für das Experiment CROME am Karlsruher Institut für Technologie(KIT) von März 2011 bis November 2012 im Frequenzband von 1,2 – 1,7 GHz aufgenommen hat. Das Ziel von CROME ist es, Radioemissionen im GHz-Bereich zu messen, die bei ausgedehnten Luftschauern emittiert werden und durch eine sorgfältige Analyse einem Emissionsmechanismus zuordnen zu können.

In Kapitel 2 wird zunächst auf die theoretischen Grundlagen der Astroteilchenphysik und des hier vorgestellten Experimentes eingegangen. Im Anschluss in Kapitel 3 wird dann der

Experimentaufbau von CROME vorgestellt. Zudem werden hier die wesentlichen Eigenschaften des KASCADE-Grande Luftschauerdetektors, der die Luftschauerinformationen für CROME zur Verfügung gestellt hat, vorgestellt. Kapitel 4 widmet sich der Identifizierung und Eliminierung von kurzzeitigen starken Störungen, die in den Daten der L-Band Antenne auftreten. Dies ist notwendig, um die Datenqualität zu erhöhen und systematisch nach Signalen suchen zu können. Im 5. Kapitel wird gezeigt, dass neben den kurzzeitigen Störungen auch weniger offensichtliche, langzeitige Störsignale auftreten, die meist durch monofrequente Emittter im MHz-Bereich produziert werden. Auch hier wird diskutiert, wie die aufgenommenen Daten bereinigt werden können. Das 6. Kapitel befasst sich mit der Untersuchung der Triggersignale, mit denen die Datenaufnahme von CROME ausgelöst wird. Diese Triggersignale sind von besonderer Bedeutung, um die Radiosignale dem korrekten Zeitpunkt relativ zum Auftreffen des Luftschauers zuordnen zu können. In Kapitel 7 wird gezeigt, wie eine absolute Kalibration der L-Band Antenne durchgeführt und ausgewertet wurde. Dies ermöglichte es, aus den gemessenen Daten die Feldstärke am Ort der Antenne zu berechnen. In Kapitel 8 wurden dann die Erkenntnisse aus den vergangenen Kapiteln genutzt, um die Daten systematisch auf ein Signal zu untersuchen. Dazu wurde auf geeignete Signalkandidaten selektiert und eine geeignete Überlagerung der entsprechenden Datenspuren durchgeführt. Schließlich werden in Kapitel 9 noch einmal die Erkenntnisse und Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf die Zukunft des Experimentes gewährt.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen zur Astroteilchenphysik

Das folgende Kapitel befasst sich mit den Grundlagen des Forschungsgebietes Astroteilchenphysik. Dabei werden zunächst die grundsätzlichen Eigenschaften und Ursprungsszenarien der kosmischen Strahlen erläutert. Anschließend werden einige der Wechselwirkungsprozesse beschrieben, die stattfinden, wenn hochenergetische Teilchen auf die Erdatmosphäre treffen. Schließlich werden die beiden atmosphärischen Emissionsmechanismen erläutert, die zu messbaren Radiosignalen im GHz-Bereich führen können.

2.1 Kosmische Strahlung

Eines der großen, ungelösten astrophysikalischen Probleme ist die Herkunft der sogenannten kosmischen Strahlung. Dabei handelt es sich um Teilchenstrahlung aus dem Weltraum, die mit sehr hohen Energien die Erdatmosphäre erreicht. Entdeckt wurde die kosmische Strahlung dadurch, dass sie für eine höhenabhängige Ionisation der Erdatmosphäre sorgt. Die höchstenergetischen Teilchen, die bislang gemessen wurden, haben eine Energie in der Größenordnung von 10^{20} eV [Blu]. Dies ist um einige Größenordnungen höher, als die zurzeit von irdischen Teilchenbeschleunigern erzeugbaren Energien. Daher öffnet die Erforschung dieser Strahlung eine Möglichkeit, Wechselwirkungen von Materie bei höchsten Energien zu studieren. Zudem kommen für die Herkunft solcher Teilchen nur die extremsten Objekte im Universum in Frage. Um diese kosmischen Quellen und Beschleuniger ausfindig zu machen und zu verstehen, sind gute Kenntnisse der Eigenschaften der kosmischen Strahlung erforderlich. Zudem bietet die kosmische Strahlung die Möglichkeit, mehr über das Medium zu verstehen, welches sie auf dem Weg zur Erde durchläuft.

2.1.1 Zusammensetzung

Die größte Teilchenkomponente der kosmischen Strahlung stellen Protonen mit einem Anteil von etwa 85 % dar [Gru05]. Es folgen α -Teilchen mit etwa 12 % und schwerere Atomkerne mit 3 %. Die Häufigkeitsverteilung der leichten Elemente folgt einem ähnlichen Verlauf, wie die Elementhäufigkeit im Sonnensystem und ist von der Stabilität der entsprechenden Elemente bestimmt (siehe Abb. 2.1): gerade Protonen- und Neutronenanzahlen erhöhen

die Stabilität und somit die Häufigkeit des Isotops. Vollständig gefüllte Energieschalen des Kerns (bei den sogenannten 'magischen Zahlen') für Neutronen oder Protonen führen zudem zu besonders hoher Stabilität. Eine große Differenz zwischen Häufigkeiten im Sonnensystem und der kosmischen Strahlung zeigt sich bei den Elementen Lithium, Beryllium und Bor, sowie einigen Elementen mit Ladungszahlen direkt unterhalb von Eisen. Bei den erstgenannten Elementen ist dies auf Kernprozesse zurückzuführen, bei denen die vergleichsweise häufigen Elemente Kohlenstoff und Sauerstoff auf dem Weg zur Erde fragmentiert werden. Die Elemente mit Ladungszahlen unterhalb von Eisen werden auf ähnliche Art durch Fragmentation oder Spallation von Eisen erzeugt.

2.1.2 Energiespektrum

Der Fluss der kosmischen Strahlung in Abhängigkeit von ihrer Energie folgt von Teilchenenergien von wenigen MeV bis etwa 10^{20} eV einem Potenzgesetz der Form.

$$J(E) \propto E^{-\gamma}. \quad (2.1)$$

$\gamma \approx 2,7$ bezeichnet man als spektralen Index [Ber13]. Bei niedrigen Energien ist eine direkte Beobachtung der Teilchen durch Satellitenexperimente möglich. Dies hat den Vorteil, dass Teilcheneigenschaften wie Energie, Impuls und Teilchenart unmittelbar bestimmt werden können. Für Satellitenexperimente steht allerdings nur eine sehr geringe Detektorfläche zur Verfügung. Dadurch wird die Beobachtung von Teilchen mit hohen Energien statistisch extrem unwahrscheinlich. Daher wird zur Detektion energiereicherer Teilchen auf Ballonexperimente oder für noch höhere Energien auf Bodenexperimente zurückgegriffen (vgl. Abb. 2.2)[Boy]. Da die kosmische Strahlung die Atmosphäre nicht ungehindert passieren kann, wird bei solchen bodengebundenen Experimenten nicht mehr das Teilchen selbst gemessen, sondern es wird über die ausgelösten Wechselwirkungsprozesse in der Atmosphäre detektiert. Ein genauerer Blick auf das Energiespektrum zeigt, dass der Verlauf ab etwa 10^{15} eV steiler und bei $5 \cdot 10^{18}$ eV wieder flacher wird. Diese beiden Stellen werden analog zur Form eines Beines 'Knie' und 'Knöchel' genannt [Ber13]. Am Knie ändert sich der spektrale Index von $\gamma \approx 2,7$ zu $\gamma \approx 3,1$. Als Ursache für diese Änderung wird vermutet, dass die Beschleunigung von kosmischer Strahlung in Supernovaüberresten (SNR) durch eine rigiditätsabhängige Maximalenergie begrenzt ist. Durch die Abhängigkeit von der Rigidität tritt das Knie für Elemente mit größeren Ladungszahlen erst bei höheren Energien auf. Die gängigste Theorie für das Abflachen des Spektrums am Knöchel ist, dass dort der Übergang von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung stattfindet. Am oberen Ende des Energiespektrums gibt es einen sehr starken Abfall. Dieser wird durch den sogenannten GZK-Cutoff erklärt: Ab einer Protonenenergie von ungefähr $5 \cdot 10^{19}$ eV wechselwirkt die kosmische Strahlung mit Photonen des Mikrowellenhintergrundes [Gre66] [Kuz66]:



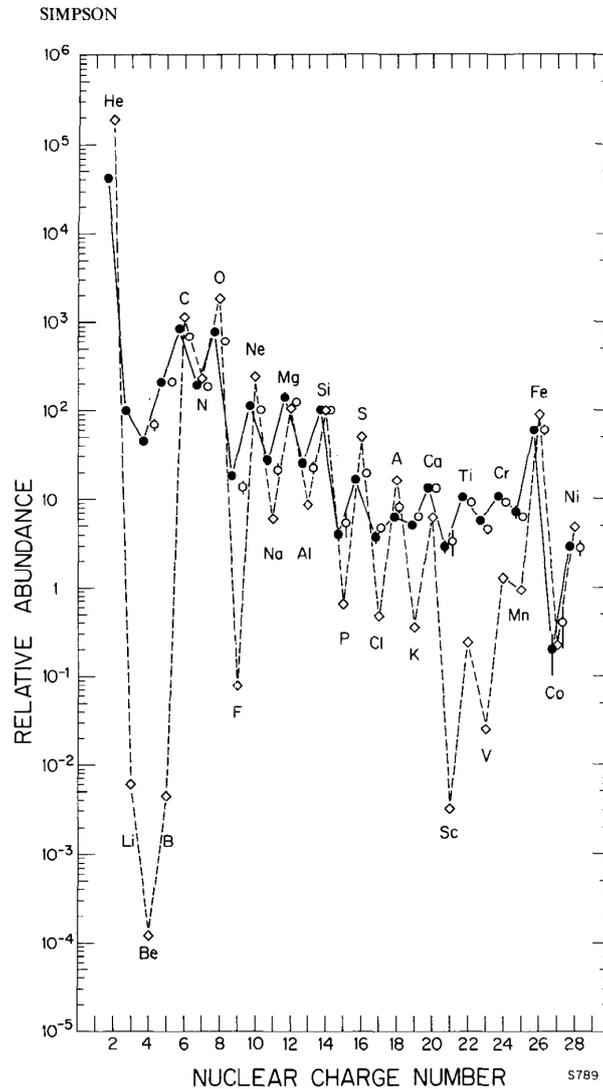


Abbildung 2.1: Häufigkeitsverteilung der Elemente der kosmischen Strahlung im Vergleich zum Sonnensystem (aus [Sim83]), volle Kreise stammen aus Messungen von $70\text{--}280 \frac{\text{MeV}}{\text{Nukleon}}$, leere Kreise aus Messungen von $1000\text{--}2000 \frac{\text{MeV}}{\text{Nukleon}}$ und Rauten stellen die relativen Häufigkeiten im Sonnensystem dar.

Dabei verliert das Proton durch die Pionproduktion einen signifikanten Anteil seiner Energie. Dieser Prozess wiederholt sich, bis die Protonenenergie die GZK-Schwelle unterschreitet.

2.1.3 Ursprung

Da die Teilchen der kosmischen Strahlung sehr hohe Energien besitzen, müssen sie entweder mit sehr viel Energie erzeugt werden (top-down Szenario), oder hohe Beschleunigungen

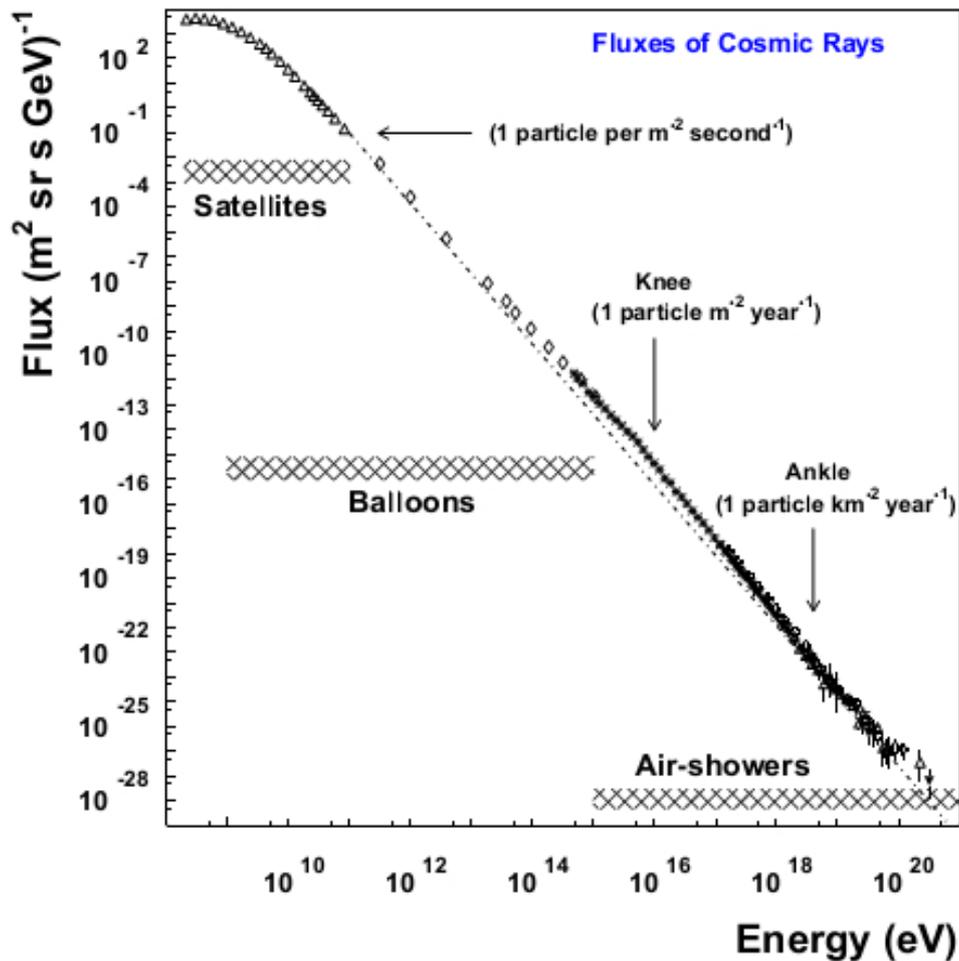


Abbildung 2.2: Energiespektrum der kosmischen Strahlung (aus [Boy]).

erfahren (bottom-up Szenario). Bei den top-down Szenarien wird angenommen, dass kosmische Strahlung aus topologischen Effekten oder aus Zerfällen von superschweren Teilchen aus dem frühen Universum stammen ($m_X \gg 10^{20} \text{eV}$) [PB98].

Die bottom-up Szenarien gehen von einer Beschleunigung in den energiereichsten Objekten des Universums aus [Gru05]. Vielversprechende Kandidaten dazu sind Supernovae, schwarze Löcher, Pulsare und aktive Galaxienkerne. Dabei wird meist angenommen, dass die Beschleunigung der Teilchen vergleichsweise nah am Entstehungsort stattfindet. Diese Quellen zu identifizieren ist allerdings sehr schwierig, da die Teilchen auf dem Weg zur Erde in Magnetfeldern abgelenkt werden können und somit nicht unbedingt aus der Richtung ihrer Quellen kommen. Zudem ist über die Magnetfelder im Universum bislang noch sehr wenig bekannt. Eine weitere Möglichkeit Hinweise auf die Quellen zu erhalten ist es, das Energiespektrum der kosmischen Strahlung mit den vorhergesagten Spektren aus den verschiedenen Beschleunigungsszenarien zu vergleichen. Dabei ist es auch möglich,

dass verschiedene Beschleunigungsmechanismen für unterschiedliche Arten der Strahlung verantwortlich sind.

2.1.4 Wechselwirkung mit der Atmosphäre

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre, finden dort zahlreiche Wechselwirkungen statt [Gri10]. Bei Stößen mit Atomkernen der Luft entsteht eine Vielzahl von hochenergetischen Sekundärteilchen. Diese Sekundärteilchen stoßen in hadronischen Wechselwirkungen ebenfalls mit umliegenden Atomkernen zusammen und lösen so eine ganze Teilchenkaskade, den sogenannten hadronischen Luftschaer, aus. Während dieser Wechselwirkungen weitet sich die Kaskade lateral um die Bewegungsrichtung des Ursprungsteilchens, der sogenannten Schauerachse, auf. Während dieser hadronischen Wechselwirkungen in der Luft entstehen unter anderem neutrale Pionen. Beim Zerfall dieser Pionen entstehen hochenergetische Photonen [Ber12]:

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (2.4)$$

Diese Photonen führen zu Paarbildung in den Feldern der umliegenden Atome:

$$\gamma + \gamma_{Luft} \rightarrow e^+ + e^-. \quad (2.5)$$

Da die dabei entstehenden Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen abstrahlen, entsteht, durch wiederholte Paarbildung und Bremsstrahlung, zusätzlich zum hadronischen Schauer eine elektromagnetische Kaskade aus Elektronen, Positronen und Photonen. Ein kleinerer Anteil dieser elektromagnetischen Komponente entsteht zudem beim Zerfall von geladenen Pionen und Kaonen (vgl. Gl. 2.6, 2.7, 2.8, 2.9). Dabei werden außerdem Myonen erzeugt, die trotz ihrer kurzen Lebensdauer aufgrund ihres hohen Lorentzfaktors teilweise bis auf Meeresspiegelniveau gelangen können, bevor sie zu Elektronen und Positronen zerfallen (siehe Gl. 2.10, 2.11).

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.6)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.7)$$

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.8)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.9)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.11)$$

Insgesamt entsteht so aus einem Primärteilchen eine ganze Kaskade aus Sekundärteilchen, die am Erdboden ein Gebiet von mehreren Quadratkilometern umfassen kann (vgl. Abb. 2.3). Auf dem Erdboden können nun die Sekundärteilchen des Luftschaers gemessen werden. Zusätzliche Informationen erhält man durch das Vermessen des Fluoreszenzlichtes, das von angeregten Stickstoffmolekülen abgestrahlt wird, durch das Cherenkovlicht der Teilchen, die sich mit fast Lichtgeschwindigkeit durch die Luft bewegen und durch

Extensive Air Shower

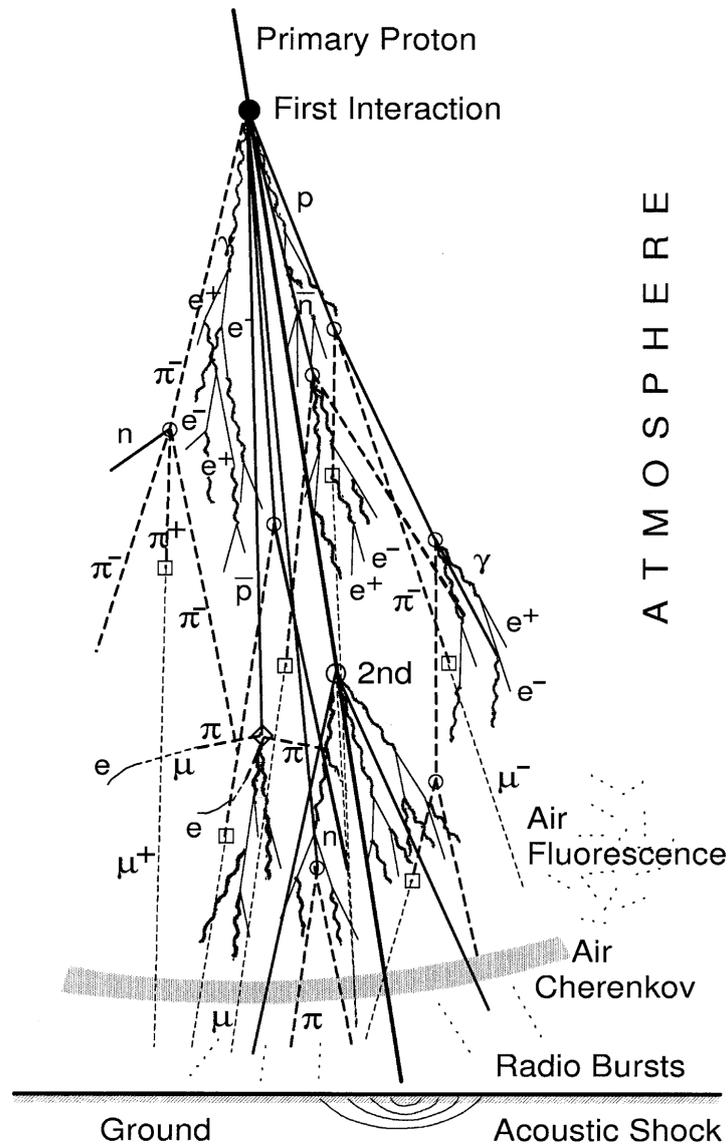


Abbildung 2.3: Schematische Abbildung eines Luftschauers (aus [Gri10]).

Radiostrahlung, die durch Ladungstrennung im Schauer und Wechselwirkung mit dem Erdmagnetfeld entsteht. Eine gute Analyse dieser Daten erlaubt es schließlich, von den Eigenschaften der Sekundärteilchen Rückschlüsse auf das primäre Teilchen der kosmischen Strahlung zu ziehen.

2.1.5 Cherenkov-Strahlung

Einer der Emissionsmechanismen, die eine Beobachtung von ausgedehnten Luftschauern erlauben, ist die in Kapitel 2.1.4 bereits erwähnte Cherenkov-Strahlung. Dabei handelt es sich um elektromagnetische Strahlung, die von besonders energiereichen geladenen Teilchen in einem dielektrischen Medium, zum Beispiel der Luft, emittiert wird [Gri10]. Bei dieser Bewegung entsteht entlang der Bewegungsachse ein Dipolfeld. In großem Abstand zu dem Teilchen ist dieses Feld normalerweise nicht messbar, da die einzelnen Elementarwellen im Medium destruktiv interferieren. Bewegt es sich jedoch schneller als die Lichtgeschwindigkeit im entsprechenden Medium, sind alle Elementarwellen in Phase und es gibt einen Winkel zur Bewegungsrichtung des Teilchens, in der die Interferenz positiv ist. Dieser Winkel genügt der Cherenkov-Bedingung

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\beta n}. \quad (2.12)$$

Hierbei ist β die Relativgeschwindigkeit des Teilchens, bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n der Brechungsindex des Mediums. Im Grenzfall, wenn die Teilchengeschwindigkeit genau der Lichtgeschwindigkeit im Medium entspricht ($\beta n = 1$) findet die Emission somit genau in Bewegungsrichtung des Teilchens statt. Bei höherer Geschwindigkeit geschieht dies entlang eines in Ausbreitungsrichtung geöffneten Kegels (siehe Abb. 2.4(a)). Je schneller sich das geladene Teilchen bewegt, desto weiter geöffnet ist dieser Kegel, bis zu einem theoretischen, maximalen Öffnungswinkel für ultrarelativistische Teilchen mit nahezu Vakuumlichtgeschwindigkeit. Bei einem Luftschauer, der immer tiefer in die Atmosphäre eindringt, entfernt sich früh entstehende Cherenkov-Strahlung über eine längere Strecke von der Schauerachse, als Strahlung die erst kurz über dem Erdboden entsteht. Allerdings wird auch der Brechungsindex der umgebenen Luft, durch die höhere Dichte tiefer in der Atmosphäre, immer größer. Somit wird auch der Ausbreitungskegel von tiefer entstehender Cherenkov-Strahlung immer größer. Dieser Effekt sorgt für eine Verschärfung der ringförmigen Bereiche um die Achse eines Teilchenschauers, an denen Cherenkov-Strahlung gemessen werden kann (siehe Abb. 2.4(b)).

2.1.6 Molekulare Bremsstrahlung

Im Jahre 2008 wurde von Peter Gorham et al. die Vermutung aufgestellt, dass bei ausgedehnten Luftschauern ein messbares Radiosignal im GHz-Bereich durch molekulare Bremsstrahlung emittiert wird [Gor08]. Bei dieser Strahlung handelt es sich um einen Abregungsprozess des dünnen Elektronenplasmas, das bei der Ionisation der Luft während eines Luftschauers entsteht. Die Elektronen dieses Plasmas haben dabei sehr niedrige Energien ≤ 10 eV und keine starke Vorzugsbewegungsrichtung. Daher wird davon ausgegangen, dass das Bremsstrahlungssignal isotrop und unpolarisiert ist. Dennoch spielen lokale Korrelationen zwischen den Elektronengeschwindigkeiten für die abgestrahlte Leistung eine

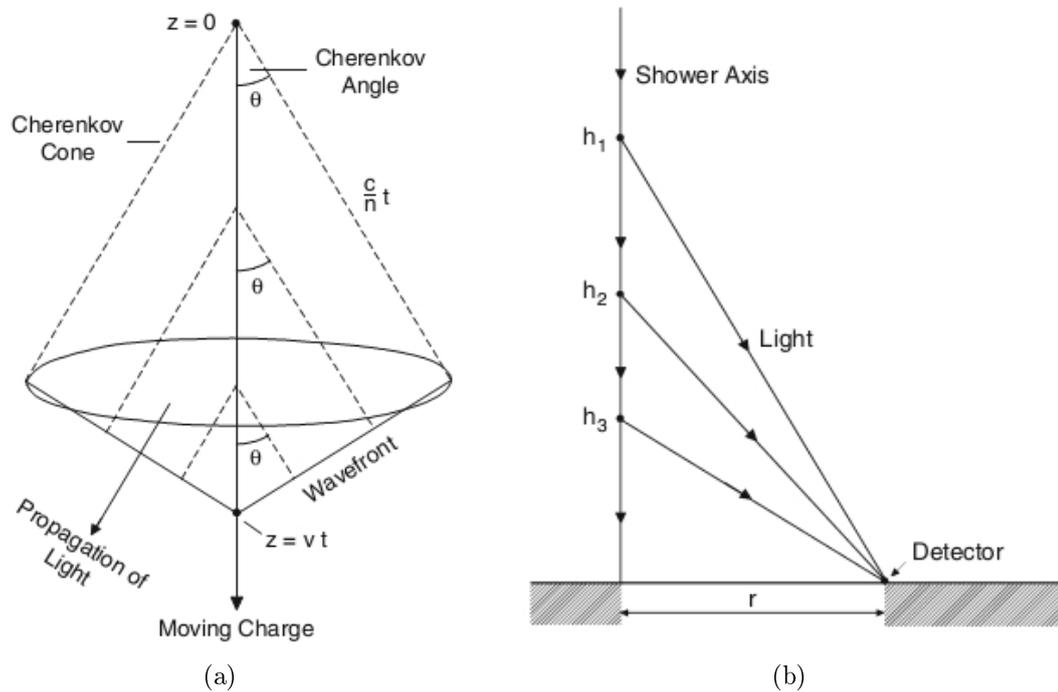


Abbildung 2.4: (a): Darstellung des Cherenkovkegels unter dem Winkel θ bei Bewegung eines geladenen Teilchens vom Ort $z = 0$ zum Ort $z = v \cdot t$. Der Pfeil zeigt die Ausbreitungsrichtung der Cherenkov-Strahlung (aus [Gri10]).
 (b): Geometrie der Emission von Cherenkov-Strahlung bei einem senkrecht eintretenden Luftschauer, die zu einer Verschärfung des Gebietes führt, in dem am Boden Cherenkov-Strahlung gemessen werden kann (ebenfalls aus [Gri10]).

große Rolle: Die Feldstärke vieler einzelner Emittter berechnet sich als Vektorsumme der Einzelfelder:

$$\vec{E}(\vec{x}) = \sum_{j=1}^{N_e} \vec{\epsilon}_1(v) \cdot e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_j}. \quad (2.13)$$

Dabei ist N_e die Anzahl der Emittter, $\vec{\epsilon}_1(v)$ die geschwindigkeitsabhängige Feldstärke und der Wellenvektor eines solchen Emittters. Im Grenzfall der Kohärenz aller Bremsstrahlung emittierenden Elektronen vereinfacht sich die Summe zu

$$\vec{E}(\vec{x}) = N_e \cdot \vec{\epsilon}_1(v) \cdot e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_j} \quad (2.14)$$

$$\Rightarrow |\vec{E}(\vec{x})| = N_e \cdot \epsilon_1(v). \quad (2.15)$$

Im Fernfeld ergibt sich nun die Gesamtleistung pro Fläche über den Wellenwiderstand des freien Raums Z_0

$$\frac{P}{A} = \frac{|\vec{E}(\vec{x})|^2}{Z_0} \quad (2.16)$$

$$\propto N_e^2. \quad (2.17)$$

Im Grenzfall komplett unkorellierter Elektronengeschwindigkeiten entspricht die Summe der Phasen dagegen einem zweidimensionalen 'Random Walk' bei dem Real- und Imaginärteil variiert werden. Hier steigt die Leistung pro Fläche nur linear mit der Anzahl der Elektronen:

$$\frac{P}{A} \propto N_e. \quad (2.18)$$

Im Fall einer partiellen Kohärenz der Felder ist der Fall wesentlich komplizierter. Nimmt man an, dass die Elektronen in kleine kohärente Gruppen aufteilbar sind, ergibt sich eine Proportionalität der Leistung pro Fläche zur mittleren Anzahl der Elektronen in einer solchen Gruppe. Da die Dichte des Elektronenplasmas, das in einem ausgedehnten Luftschauer entsteht, proportional zur Primärteilchenenergie ist, lässt sich aus dieser Überlegung die Energieabhängigkeit eines Signals aus molekularer Bremsstrahlung ableiten: Je nachdem wie stark die Elektronengeschwindigkeiten korelliert sind, ist eine Signalabhängigkeit mit linearer bis quadratischer Abhängigkeit von der Schauerenergie zu erwarten.

Um diese theoretischen Überlegungen zu verifizieren, wurden 2004 Messungen am Linearbeschleuniger in Stanford durchgeführt. Dabei wurde ein Elektronenstrahl mit einer Gesamtenergie von $6 \cdot 10^{17}$ eV pro Puls und einer Energie von 28,5 GeV pro Elektron auf einen Aluminiumoxidblock gelenkt. Die Photonen, die beim resultierenden Teilchenschauer in der Platte entstanden sind, wurden dann in eine luftgefüllte, reflexionsarme Faradaykammer geleitet (siehe Abb. 2.5). In dieser Kammer nahmen mehrere Empfänger in verschiedenen Frequenzbereichen Radiostrahlung auf. Abbildung 2.6 zeigt den zeitlichen Verlauf des Radiosignals nach Eintritt der Photonen in die Kammer. Durch die Kreuzpolarisation der Empfänger wurde der Beitrag von Übergangsstrahlung und Cherenkov-Strahlung unterdrückt. Trotzdem zeigt sich ein klares Signal mit einer Dauer von etwa 60 ns. Weitere Messungen mit unterschiedlich dicken Platten vor der Kammer bestätigten zudem, dass die Strahlungsemission von kleinen kohärenten Gruppen mit etwa $10^{3-3,5}$ Elektronen dominiert wird.

2.1.7 Emission im Radiobereich durch das geomagnetische Feld

Ein weiterer Effekt, der für eine Strahlungsemission im GHz-Bereich bei ausgedehnten Luftschauern sorgen könnte, hängt mit der Ladungsverteilung zusammen. Die meisten Teilchen eines Luftschauers befinden sich in Ausbreitungsrichtung weit vorne in der sogenannten Schauerfront. In dieser Front erfahren die Elektronen und Positronen des Schauers

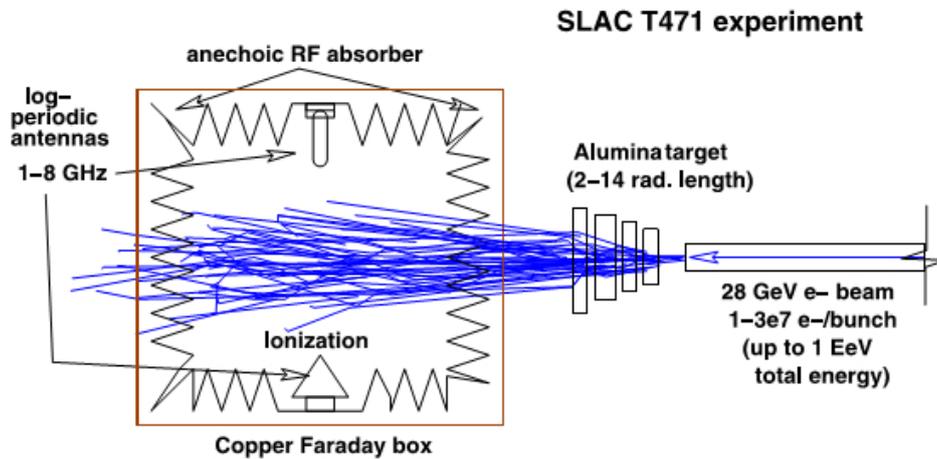


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Beschleunigerexperimentes von Gorham et al. Ein Elektronenstrahl wird in einen Aluminiumoxidblock geleitet. Die darin entstehenden Photonen werden in eine reflexionsarme luftgefüllte Kammer geleitet. Die in dieser Kammer entstehende Strahlung wird gemessen (aus [Gor08]).

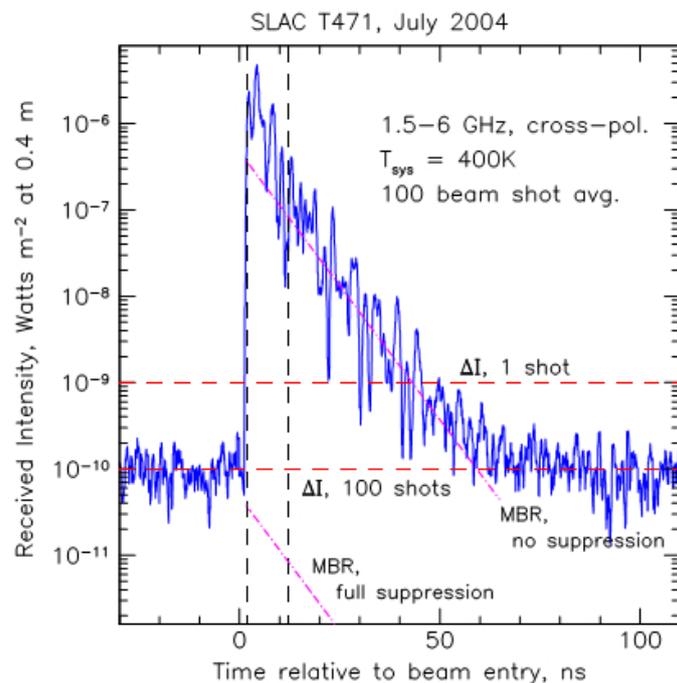


Abbildung 2.6: Zeitlicher Verlauf der Intensität eines 1,5–6 GHz Radiosignals nach Eintritt des Elektronenstrahls in die Faradaykammer bei kreuzpolarisierter Messung (aus [Gor08]).

durch das Erdmagnetfeld eine horizontale Beschleunigung. Da die Teilchen jedoch zahlreichen Wechselwirkungen mit den Luftmolekülen ausgesetzt sind, resultiert die Beschleunigung in einem vergleichsweise langsamen Ladungsstrom [Sch07]. Der Schauer bildet einen Dipol, der sich entlang der Schauerachse bewegt. Die Zeitabhängigkeit des Dipols führt schließlich zu einer Strahlungsemission im Radiobereich. Analog zu den Betrachtungen für Cherenkov-Strahlung (vgl. Kap. 2.1.5) findet diese Emission näher am Erdboden in einem optisch dichteren Medium statt. Dies ermöglicht eine Zeitkompression der gemessenen Signale: An einem Ort in bestimmtem Abstand zum Auftreffpunkt des Luftschauers auf dem Boden können Signale, die in unterschiedlicher Höhe produziert wurden, gleichzeitig gemessen werden. Signale, die tiefer im sehr schnell propagierenden Luftschauer erzeugt werden, entstehen zwar näher am Ort der Messung, legen dafür allerdings eine längere Strecke im optisch dichteren und somit langsameren Medium zurück. Dieser Effekt sorgt für ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis in passendem Abstand zum Auftreffpunkt. Simulationen von Luftschauern haben bestätigt, dass durch diesen Effekt auch im GHz-Bereich eine maximale Feldstärke in einem ringförmigen Bereich um den Auftreffpunkt von Luftschauern erwartet werden kann [Hue13]. Das Ergebnis einer solchen Simulation ist

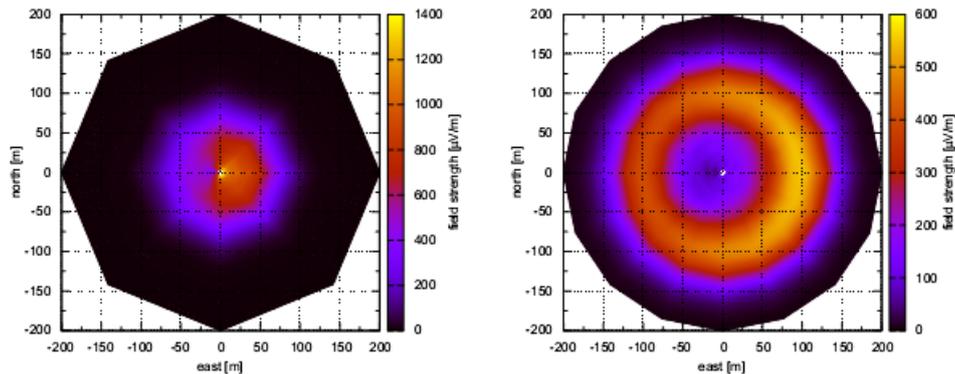


Abbildung 2.7: Ergebnis einer Simulation eines Luftschauers mit einer Energie von 10^{17} eV mit einem Proton (links) und einem Eisenkern (rechts) als Primärteilchen. Abgebildet ist die Feldstärke abhängig vom Abstand zum Auftreffpunkt der Schauerachse in einem Frequenzbereich von 300 – 1200 MHz (aus [Hue13]).

in Abbildung 2.7 dargestellt. Für einen Eisenkern ist der Ring größer und somit stärker ausgebildet, da eiseninduzierte Schauer ein im Mittel höherliegendes Maximum haben und somit ein großer Teil der emittierten Strahlung weiter oben in der Atmosphäre entsteht.

Kapitel 3

Experimentaufbau am Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

In Karlsruhe bietet der KASCADE-Grande Luftschauerdetektor ideale Voraussetzungen für die Suche nach Radiosignalen im GHz-Bereich, die durch ausgedehnte Luftschauer entstehen. Durch die Rekonstruktion der von diesem Detektor gemessenen Ereignisse, stehen genaue Informationen über die Geometrien, Energien und Ankunftszeiten solcher Schauer zur Verfügung. Das Experiment CROME nutzt diese Parameter, um eine gezielte Datenaufnahme und Auswertung zu ermöglichen. In diesem Kapitel wird zunächst der experimentelle Aufbau von KASCADE-Grande beschrieben und anschließend das Experiment CROME vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf der L-Band Antenne, mit der sich diese Arbeit befasst.

3.1 Der KASCADE-Grande-Detektor

Der KASCADE-Grande-Detektor (KArlsruhe Shower Core and Array DEtector - Grande) ist ein Experiment zur Vermessung von Luftschauern am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Er wurde als eine Erweiterung des KASCADE-Detektors aufgebaut, um die Energieregion, in der das Spektrum der kosmischen Strahlung das 'Knie' aufweist (vgl. Kap. 2.1.2) genauer zu untersuchen [Ape10]. Speziell sollte die Frage beantwortet werden, ob auch für vergleichsweise schwere Kerne wie Eisen eine Proportionalität zwischen der Ladungszahl des Elementes und der Energie, bei der das Knie auftritt, besteht.

3.1.1 KASCADE

Der KASCADE-Aufbau, der für KASCADE-Grande weiterverwendet wurde, besteht aus drei wesentlichen Komponenten: einem zentralen Detektor, einem darum aufgebauten Detektorfeld und einem zusätzlichen Myonendetektor (vgl. Abb. 3.1(a)) [Ant03].

Der Hauptbestandteil des Zentraldetektors ist das hadronische Kalorimeter. Dieses besteht mit seiner Fläche von $16 \times 20 \text{ m}^2$ und seiner Höhe von 4,5 m aus mehreren Absorbermaterialschichten mit dazwischen liegenden Ionisationskammern und Szintillationszählern. Damit

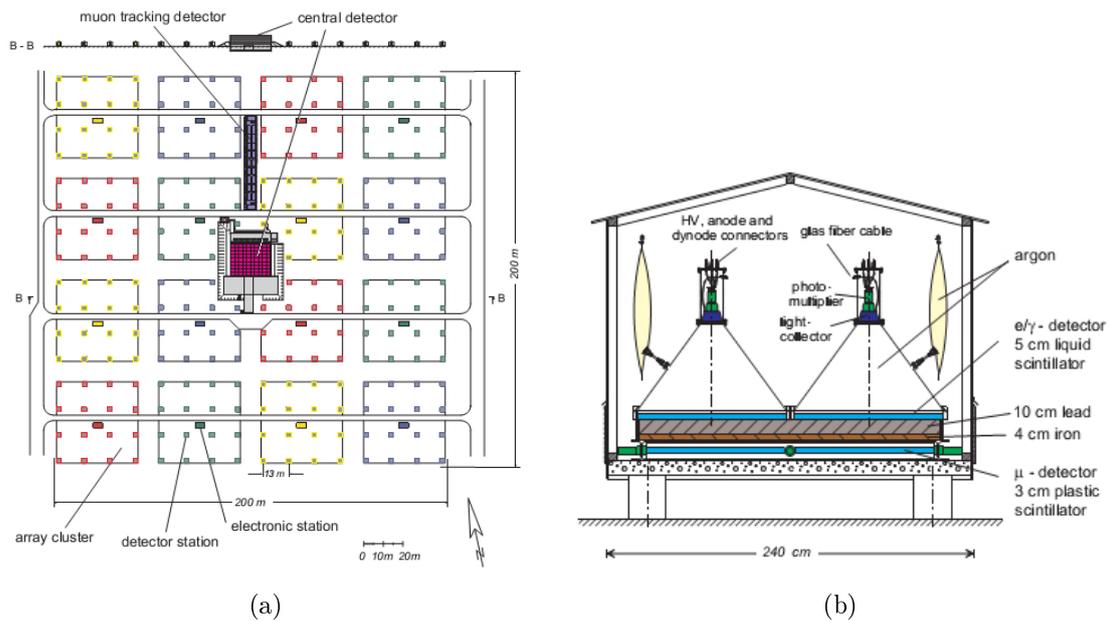


Abbildung 3.1: (a): Schematischer Aufbau des KASCADE-Experimentes (aus [Ant03]).
(b): Aufbau einer KASCADE-Detektorstation (ebenfalls aus [Ant03]).

können die Spuren von in den Detektor tretenden Hadronen und Myonen bis zu ihrer Absorption gemessen werden, um ihre Bewegungsrichtung und Energie zu bestimmen.

Das Detektorfeld von KASCADE besteht aus 252 Stationen, die in einem Abstand von jeweils 13 m auf einer Fläche von $200 \times 200 \text{ m}^2$ verteilt sind. In diesen Stationen sind Flüssigszintillatoren untergebracht, um die Elektronen und Photonen eines Luftschauers zu detektieren (vgl. Abb. 3.1(b)). Das Licht aus diesen Szintillatoren wird mit einem reflektierend beschichteten Kegel in Photomultiplier geführt und dort gemessen. In den äußeren Detektorstationen befinden sich zusätzlich unter einer Blei- und einer Eisenplatte Szintillatoren, um die Myonenkomponente zu vermessen, die diese Abschirmung durchdringt. Um die Zeitinformationen aller Stationen zu verbinden und somit die Schauergeometrie rekonstruieren zu können, werden zudem Uhren eingesetzt, die mit einem zentralen GPS-Empfänger verbunden sind und die genauen Zeitpunkte, zu denen Teilchen detektiert wurden messen.

Nördlich vom zentralen Detektor befindet sich der zusätzliche Myonendetektor. Dieser hat die Aufgabe, durch Triangulation den genauen Entstehungsort von Myonen in dem Luftschauer zu ermitteln und zudem die laterale Verteilung der Myonen am Boden zu messen. Dafür werden sogenannte Streamertubes verwendet. Dies sind mit einem Zählgas gefüllte Kammern, die orts aufgelöst ionisierende Strahlung messen können. Mit drei horizontalen Kammern und zusätzlichen vertikal positionierten Kammern kann die Bewegungsrichtung der Teilchen rekonstruiert werden. Wie bei den Myonendetektoren in den äußeren Statio-

nen werden auch hier dicke Absorberschichten verwendet, um die Kammern vor Elektronen und Photonen aus dem Schauer weitestgehend abzuschirmen.

3.1.2 KASCADE-Grande



(a)



(b)

Abbildung 3.2: (a): Das KASCADE-Grande-Array auf dem Campus-Nord Gelände des KIT (aus [KAS]).
(b): Innenansicht einer KASCADE-Grande-Station mit Plastiksintillatoren und Photomultipliern (ebenfalls aus [KAS]).

Die Erweiterung von KASCADE zu KASCADE-Grande ist durch den Aufbau von 37 zusätzlichen Detektorstationen, die die umspannte Gesamtfläche auf $700 \times 700 \text{ m}^2$ vergrößern,

geschehen [Ape10]. Diese Stationen sind auf einem unregelmäßigen dreieckigen Gitter auf dem Campusgelände angeordnet und bieten damit eine kleinere Instrumentierungsdichte als das KASCADE Detektorfeld (siehe Abb. 3.2(a)). Ziel dieser Vergrößerung war es, den detektierbaren Energiebereich der Primärteilchen von zuvor 10^{14} - 10^{17} eV bis auf 10^{18} eV zu erweitern.

Jede der 37 Stationen ist mit 16 Plastiksintillatoren ausgestattet, die eine Gesamtfläche von 10m^2 pro Station besitzen (vergl. Abb. 3.2(b)). Diese Szintillatoren werden mit Photomultipliern ausgelesen. Dabei sind die vier inneren Plastiksintillatoren mit zusätzlichen *low gain* - Photomultipliern ausgestattet, die auch bei hohen Teilchendichten noch zuverlässige Ergebnisse liefern.

Das Detektorfeld von KASCADE-Grande ist in 18 überlappende Hexagone aus jeweils 7 Detektorstationen aufgeteilt, wobei jedes Hexagon ein eigenes Triggersignal generiert. Das geschieht dann, wenn die gemessenen Signale aus einem der Hexagone in der zentralen Station und zusätzlich mindestens drei der äußeren Stationen über einem Schwellwert liegen. Außerdem wird jede volle Koinzidenz, wenn alle 7 Stationen eines Clusters ein Signal sehen, an KASCADE weitergeleitet.

Am 30. März 2009 wurde der Betrieb von KASCADE-Grande offiziell eingestellt. Einige Detektorkomponenten liefen jedoch bis November 2012 weiter, um mit einem gut verstandenen Detektor für einige Experimente weiterhin ein Triggersignal und eine Luftschauerrekonstruktion zur Verfügung stellen zu können.

3.2 CROME

Das CROME-Experiment (Cosmic Ray Observation via Microwave Emission) ist ein Aufbau bestehend aus mehreren Radioantennen innerhalb des KASCADE-Grande-Detektorfeldes (vgl. Abb. 3.3). Ziel des Experimentes ist es, ausgedehnte Luftschauer über Radiosignale im GHz-Bereich zu messen [Smi11]. Dazu werden Parabolantennen verwendet, die in unterschiedlichen Frequenzbereichen sensitiv sind: Zwei Schüsseln mit 3,4 m Durchmesser, die einen Empfänger für das C-Band (3,4 - 4,2 GHz) besitzen, eine kleine 0,9 m Schüssel für das Ku-Band (10,7 - 11,7 GHz) und die 3,4 m Schüssel für das L-Band (1 - 1,8 GHz), mit der sich diese Arbeit befasst. Diese L-Band Antennenschüssel ersetzt seit dem 24.05.2012 eine zuvor verwendete 2,3 m Schüssel, die ursprünglich für die Beobachtung der 21-cm-Emissionslinie von Wasserstoff gebaut wurde.

Die Datenaufnahme von CROME wird von einem Trigger von KASCADE-Grande ausgelöst. Bedingung für diesen Trigger ist, dass alle 12 Detektorstationen, die zu drei bestimmten Clustern in der Nähe der Radioantennen gehören, ein Signal aufgenommen haben. Um zudem möglichst genau zu wissen, wann ein Signal erwartet werden kann, wird eine GPS-Uhr verwendet, die den Zeitstempel für das aufgenommene Ereignis liefert. Dieser



Abbildung 3.3: Parabolantennenschüsseln von CROME auf dem Gelände des KIT.

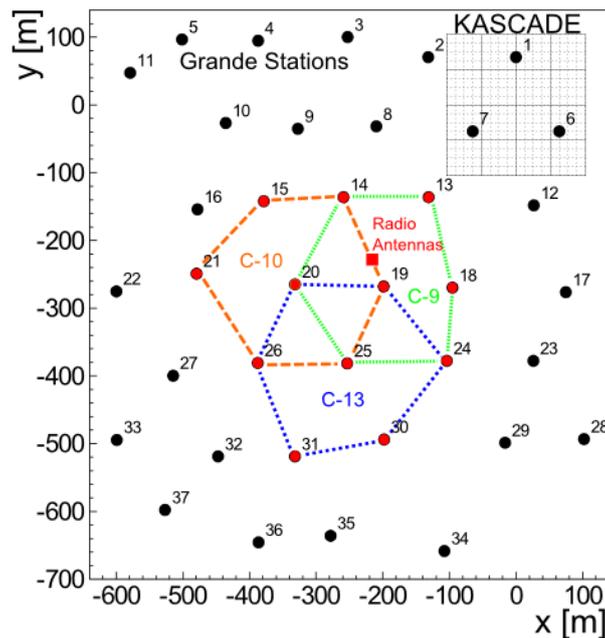


Abbildung 3.4: Darstellung der Position von CROME innerhalb des KASCADE-Grande-Detektorfeldes. Farblich markiert sind die 12 Detektorstationen, deren Signale für einen Trigger von CROME erforderlich sind. Die nächste Detektorstation zu den Radioantennen ist Station 19. [Mat11]

kann dann mit einem Zeitstempel innerhalb von KASCADE-Grande verglichen werden. Außerdem wird für jedes Ereignis der Triggerzeitpunkt der Detektorstation 19, die sich am

nächsten an den CROME-Antennen befindet, aufgenommen (vergl. Abb. 3.4).

3.2.1 Die CROME L-Band Antenne

Bei der Antennenschüssel, die für die Messungen im L-Band verwendet wird, handelt es sich um eine runde Parabolschüssel mit einem Durchmesser von 3,4 m und einer Fokallänge von 1,2 m (vergl. Abb. 3.5) [Faa13]. Dieser Reflektor führt zu einer hohen Verstärkung der

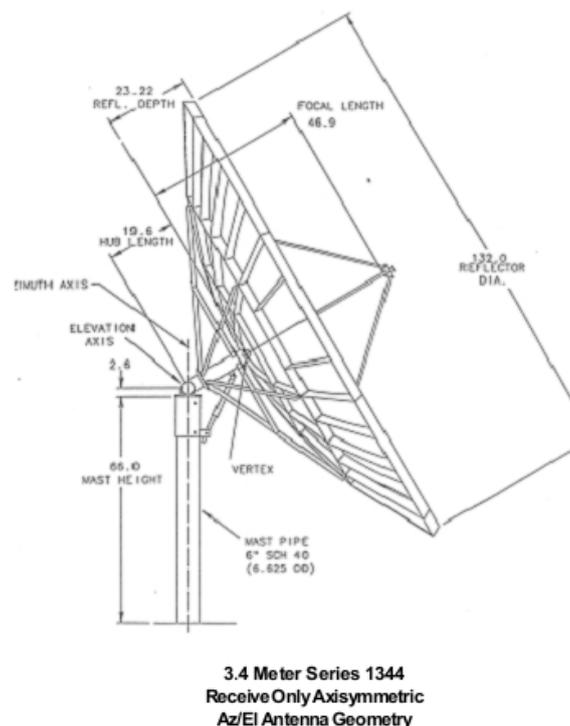


Abbildung 3.5: Geometrische Zeichnung der seit dem 24.05.2012 verwendeten Parabolantennenschüssel für die L-Band Messungen von CROME (aus [Faa13]).

gemessenen Leistung in einem eng begrenzten Winkelbereich (vergl. Kapitel 7). Im Fokuspunkt der Schüssel befindet sich eine am KIT hergestellte Yagi-Antenne, die als Viertelwellendipol mit einer Länge von $(4,25 \pm 0,05)$ cm auf Messungen im L-Band ausgelegt ist. Direkt angeschlossen an diesen Dipol ist ein LNA (rauscharmer Verstärker) mit einem Verstärkungsfaktor von etwa 33 – 34 dB (vgl. A.2.2). Hinter dem Verstärker befinden sich zusätzlich zwei Kerbfilter für die Frequenzen 916 MHz – 964 MHz und 1805 MHz – 1880 MHz. Diese sind gezielt dazu eingesetzt worden, um Störungen, die durch Mobilfunknetze (GSM) verursacht werden, abzuschwächen. Daran an schließt sich ein Bandpassfilter mit einem Durchlassbereich von 1050 MHz – 1750 MHz. Dieser ist notwendig, da der Dipol allein den

Frequenzbereich, in dem gemessen wird, nicht stark genug einschränkt. Eine Verbreiterung des Messbereiches sorgt dafür, dass Frequenzbereiche, die starken Störungen ausgesetzt sind, zusätzlich erfasst werden und die Datenqualität sinkt. Schließlich werden die so gefilterten und verstärkten Messwerte in einem Leistungsdetektor aufgenommen (vgl. A.2.1). Dieser ist auf einen Frequenzbereich von 0 GHz – 8 GHz ausgelegt und liefert, logarithmisch abhängig von der eingehenden Leistung, eine Ausgangsspannung. Dazu wird das Signal über eine Zeitspanne von 4 ns integriert. Das analoge Spannungssignal wird dann von einem etwa 36 m langen BNC-Kabel in einen Analog-Digital-Umsetzer geführt. Dort wird die Spannung mit einer Abtastrate von 250 MHz digitalisiert und gespeichert. Eine Darstellung der gesamten für die Datennahme verwendeten Signalkette findet sich in Abbildung 3.6. Zusätzlich zu den Daten der Radioantenne werden in den Analog-Digital-

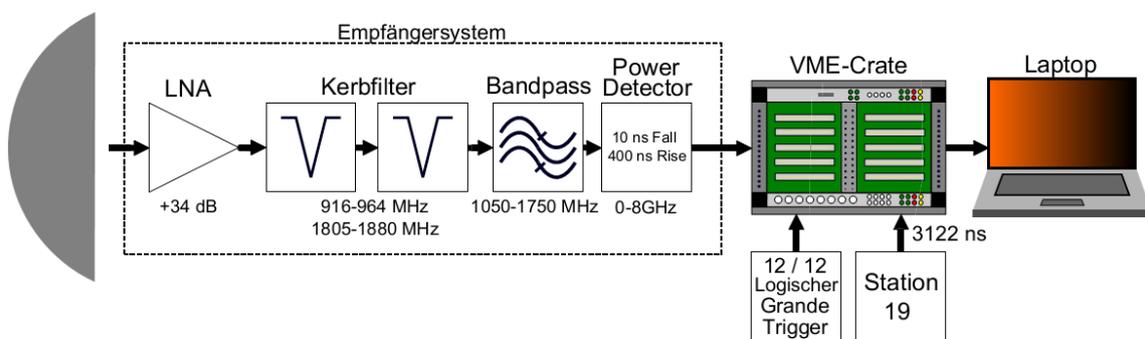


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Datennahme der L-Bandantenne von CROME: Das Signal der Antenne wird durch einen rauscharmen Verstärker (LNA) verstärkt. Danach werden durch zwei Kerbfilter die Frequenzbereiche 916 MHz – 964 MHz und 1805 MHz – 1880 MHz stark gedämpft, da sich in diesen Frequenzen viele Störungen durch Mobilfunksignale (GSM) befinden. Nach der Filterung werden die Signale in einem Bandpassfilter auf einen Frequenzbereich von 1050 MHz–1750 MHz eingeschränkt und von einem Leistungsdetektor (PD) in eine analoge Spannung umgewandelt. Diese Spannung wird in einem VME-Crate von einem Analog-Digital-Umsetzer zu digital abspeicherbaren Daten umgewandelt (modifizierte Abbildung aus [Mat11]). Der Frequenzgang der gesamten Datenkette ist in Abbildung 7.8 dargestellt.

Umsetzer die Triggersignale von KASCADE-Grande und zusätzlich speziell von Station 19 geführt und aufgenommen, um schnelle und genaue Informationen über die Ankunftszeit eines Luftschauers zu erhalten. Da eine kontinuierliche Datennahme der Ausgangsspannung mit einer Abtastrate von 250 MHz zu einer Aufnahme von enormen Datenmengen führt, wird ein Ringbuffer eingesetzt: Die aufgenommenen digitalen Spannungsmesswerte der Radioantenne werden kontinuierlich in einen Speicher geschrieben. Wenn dieser Speicher voll ist, werden wieder von vorne beginnend die Speicherplätze mit neuen Daten

überschrieben. Sobald die Datenaufnahme von KASCADE-Grande getriggert wurde, wird etwa die letzte halbe Millisekunde der Daten in einen permanenten Datenspeicher übertragen. Zusätzlich wird die nächste halbe Millisekunde der Daten fest abgespeichert, sodass eine Datenspur von etwa 1 ms Länge entsteht, bei der das Signal ungefähr in der Mitte vermutet werden kann. Um schnell aufeinanderfolgende Ereignisse aufnehmen zu können ist die Speichergröße des Ringspeichers effektiv limitiert auf 262144 Messwerte. Die im Vergleich zur Signallänge dennoch sehr lange Zeitspanne, in der Daten aufgenommen werden, wird es in den folgenden Kapiteln ermöglichen, die Daten auf Störungen und sonstige Eigenschaften zu untersuchen. Die Speicherung der Daten geschieht in einem Format des auf der Programmiersprache C++ basierenden Datenanalyse-Frameworks ROOT [ROO]. Dieses Programmpaket wird auch für die weitere Analyse der Daten verwendet.

Während der Zeit der Datennahme wurden mehrfach nennenswerte Änderungen am Experimentaufbau durchgeführt:

Ab dem 22.02.2012 liegen die Daten mit der oben genannten Abtastrate von 250 MHz vor (zuvor 100 MHz). Dazu wurde ein anderer Analog-Digital-Umsetzer verwendet. Dies wurde angepasst, da die Integrationszeit des Leistungsdetektors durch das Entfernen eines Kondensators von 10 ns auf 4 ns gesunken ist. Damit ist allerdings auch der glättende Effekt des Kondensators nicht mehr vorhanden.

Am 24.05.2012 wurde die in [Mat11] ausführlich beschriebene Antenne abgebaut und durch die in dieser Arbeit hauptsächlich thematisierte Schüssel mit einem Durchmesser von 3,4 m ersetzt. Bis zum 22.06.2012 lag diese Schüssel noch ohne Ausrichtung auf den Zenit auf dem Boden, bis sie auf den senkrecht nach oben gerichteten Mast gehoben wurde.

Am 05.07.2012 wurde der LNA durch ein neueres Modell ersetzt, das eine um 10 dB größere Verstärkung und gleichzeitig einen geringeren Rauschfaktor besaß. Alle Messungen mit diesem Verstärker waren jedoch bei weitem stärker von Störungen dominiert, als die Messungen mit dem alten LNA. Möglicherweise wurden einige (zum Beispiel von GSM-bedingte) Störungen in der neuen Datenkette also nicht mehr ausreichend stark unterdrückt. Daher wurde am 23.08.2012 erneut der alte LNA in die Datenkette eingesetzt.

Am 05.11.2012 kam schließlich das letzte Triggersignal von KASCADE-Grande, bedingt durch den Abbau der KASCADE-Grande-Detektorstationen, sodass seitdem keine neuen Daten mehr zur Verfügung stehen.

Kapitel 4

Kurzzeitige Störungen

Die Datenspuren, die vom Analog-Digital-Umsetzer aufgenommen werden, besitzen aufgrund der Tiefe des Ringspeichers eine Länge von 262144 Einträgen. Jeder Eintrag entspricht dem Messergebnis des Leistungsdetektors für eine Zeitspanne von 4 ns. Dieser Leistungsdetektor integriert die gesamte aufgenommene Leistung im Bereich von 10 MHz bis 8000 MHz und liefert eine Ausgangsspannung, die proportional zum negativen Logarithmus der Leistung ist (vgl. A.2.1). Dadurch ergibt sich, dass niedrige ADC-Werte hohen Signalstärken entsprechen. Frequenzen außerhalb des untersuchten Bereiches im L-Band spielen trotz des breiten Frequenzbereiches des Leistungsdetektors keine Rolle, da diese in der Datenkette vorher herausgefiltert werden (vgl. Kap. 3.2.1).

In Abbildung 4.1(a) ist ein Beispiel einer solchen Datenspur dargestellt. Bei einer genaue-

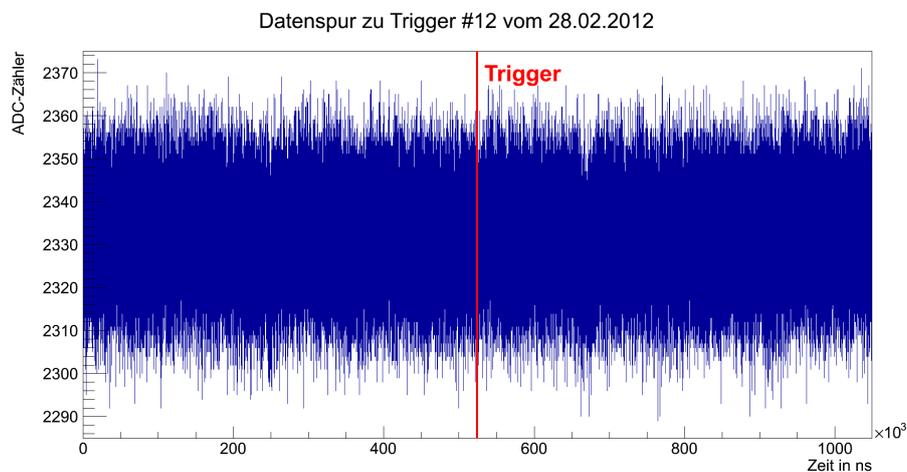


Abbildung 4.1: Beispiel einer Datenspur mit 262144 Einträgen. Die rote Linie markiert den Zeitpunkt zu dem die Datenaufnahme getriggert wurde.

ren Betrachtung der Datenspuren, die von der L-Band Antenne aufgenommen wurden, fällt schnell auf, dass sehr viele dieser Spuren kurzzeitige, sehr starke Peaks enthalten (vergl. Abb. 4.2). Mit einer typischen Dauer von ein paar Mikrosekunden sind die Peaks wesentlich länger als die Dauer, die für von ausgedehnten Luftschauern emittierte Radiosignale im

KAPITEL 4. KURZZEITIGE STÖRUNGEN

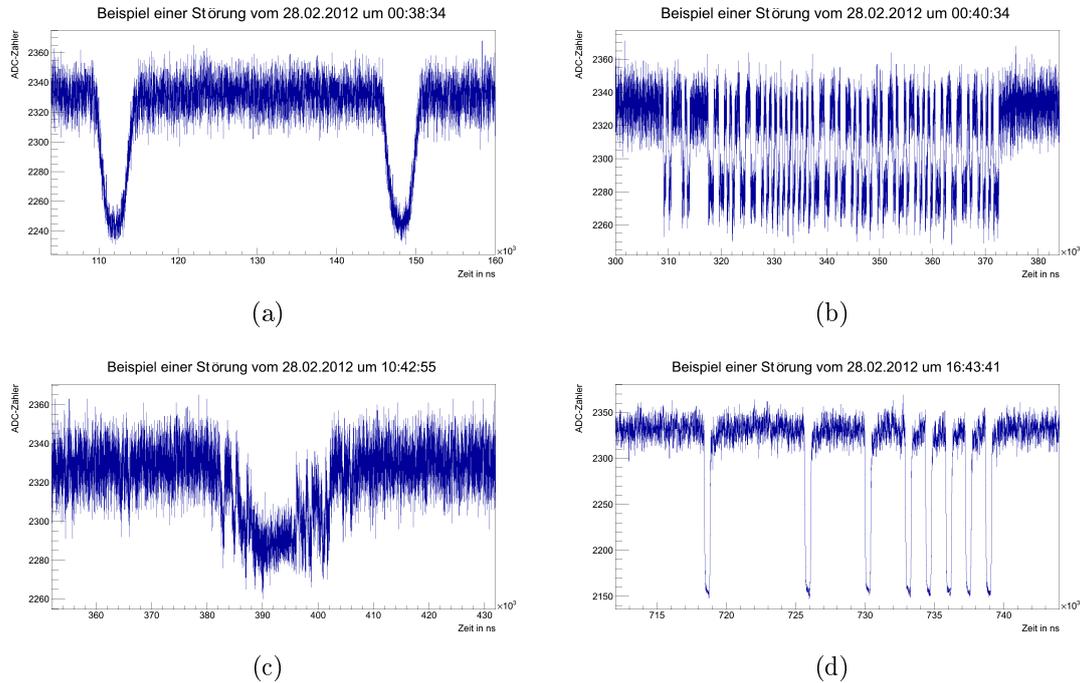
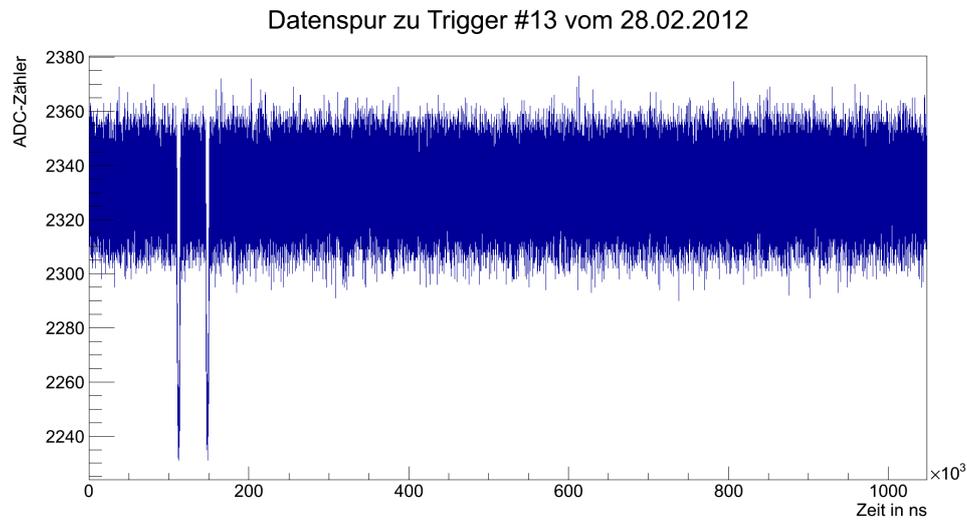


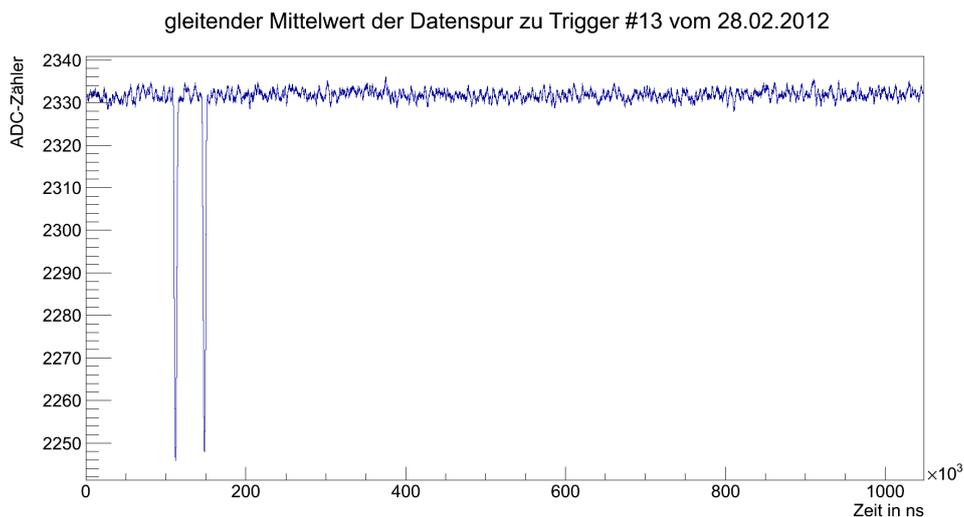
Abbildung 4.2: Beispiele verschiedener Störungen in den Datenspuren. Aufgetragen ist jeweils die gemessene Signalstärke in ADC-Werten gegenüber der Zeit. Es handelt sich nicht um Luftschauersignale, da für diese kürzere Impulse erwartet werden (vergl. Kapitel 2.1.6).

GHz-Bereich erwartet wird (vergl. Kapitel 2.1.6). Daher handelt es sich offensichtlich um Störungen. Da die Gesamtmenge der aufgenommenen Daten mit etwa 800 Datenspuren pro Tag zu hoch ist, um diese Störungen manuell zu entfernen, soll im folgenden ein Verfahren vorgestellt werden, mit dem sie automatisiert gefunden und entfernt werden können. Ziel ist es dabei, den Bereich einer Spur zu finden, in der eine Störung auftritt, um diesen als Detektortotzeit zu definieren. Da die Störungen im Vergleich zur gesamten Spurlänge kurz sind, geht dadurch nur ein kleiner Teil der genommenen Daten verloren. Eine solche systematische Säuberung ist notwendig, um später viele Datenspuren kombiniert für die Suche nach einem Signal verwenden zu können. Da erwartet wird, dass ein Signal ein deutlicher Peak mit einer Länge von einem bis einigen wenigen Bins ist, muss zudem sichergestellt werden, dass solche kurzen Peaks nicht entfernt werden.

Die Kurzzeitstörungen äußern sich durch viele Bins mit hoher gemessener Signalstärke in einem zeitlich eng eingegrenzten Bereich (ca. 1000-20000 ns). Um die Störungen automatisiert zu finden, sollen zunächst statistische Fluktuationen verkleinert werden, indem die Datenspuren geglättet werden. Dazu wird ein gleitender Mittelwert der gemessenen Leistung berechnet. Die Auswirkung dieser Mittelung auf die Spur mit der Störung aus Abbildung 4.3(a) ist in Abbildung 4.3(b) dargestellt. Für diese Abbildung wurde eine Brei-



(a)



(b)

Abbildung 4.3: (a): Beispiel einer Störung aus Daten vom 28.02.2012
 (b): Gleitender Mittelwert dieser Datenspur

te des Mittelwertes von jeweils $2 \mu\text{s}$ verwendet. Durch die Anwendung des arithmetischen Mittels gleichen sich die statistischen Schwankungen im Teil der Spur ohne die Störung aus und es findet eine Glättung statt. Im Bereich der Störung sinkt die Baseline über mehrere Bins auf niedrige Werte, sodass hier die vom globalen Mittelwert abweichenden Einträge bestehen bleiben. Vergrößert man die Anzahl der Bins, die für die Berechnung des laufenden Mittelwertes verwendet werden, sorgt dies für eine stärkere Glättung, während eine Mittelung über einen kleineren Bereich die Störungen besser abbildet. Insgesamt sorgt

die Anwendung des Mittelwertes bereits dafür, dass die Störung sich stärker vom Rest der Spur abhebt.

Um die Störung identifizieren zu können, ist nun ein Kriterium notwendig, das den entsprechenden Bereich vom Rest der Spur abhebt. Es bietet sich dazu an, eine Schwelle zu setzen, unterhalb derer Daten potentiell als Störung aufgefasst werden. Da die Höhe der Baseline allerdings bei verschiedenen Spuren unterschiedlich ist (vgl. Kapitel 5), kann kein allgemein gültiger Schwellwert verwendet werden. Stattdessen ist es wünschenswert, für jede Spur einzeln eine passende Schwelle zu ermitteln. Dazu wird als nächstes ein Blick auf die Häufigkeitsverteilung der Signalstärkenmesswerte in einer Spur mit einer Störung geworfen und mit der entsprechenden Verteilung einer ungestörten Spur verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

In der ungestörten Spur ähnelt der Verlauf stark einer Gaussverteilung. Durch die Störung kommt zusätzlich ein Ausläufer zu höheren Leistungswerten hinzu. Unmittelbar naheliegender für die Beschreibung der ungestörten Spur ist es daher, eine Gaussfunktion an die Signalstärkenverteilung zu fitten.

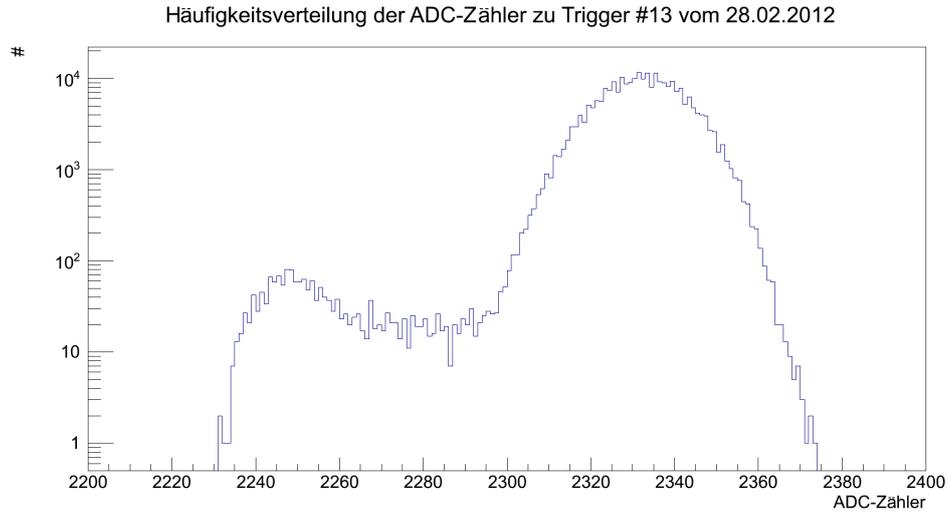
Grundsätzlich nähern sich die Signalstärkenverteilungen von Radiosignalen, deren Sender keine direkte Sichtlinie zum Empfänger haben, einer Rayleighverteilung an, wenn sie vor dem Empfang häufig gestreut werden [Gos98]. Dies hängt damit zusammen, dass sowohl Realteil als auch Imaginärteil des Signals zufälligen Änderungen unterworfen sind. Da solche Mehrfachstreuungen in eher städtischen Umgebungen häufig sind, ist davon auszugehen, dass die Signalstärkenverteilung der L-Band Antenne ebenfalls einen Anteil besitzt, der Rayleighverteilt ist. Aus diesem Grund ist zur Beschreibung der Daten an die Signalstärkenverteilungen einerseits eine Gaussfunktion, andererseits die Faltung einer Rayleigh-Verteilung mit einer Gaussfunktion gefittet worden. In einem ersten Ansatz wurde dazu die Faltungsfunktion durch eine Monte-Carlo Simulation erzeugt und an die Daten angepasst. Da sich eine Ausgleichsrechnung, bei der für jeden Optimierungsschritt die Faltungsfunktion mit neuen Parametern zufällig erzeugt werden musste, jedoch als zu rechenzeitintensiv und ungenau herausstellte, wurde nach einer analytischen Lösung gesucht. Dazu wurde das Faltungsintegral der Form

$$G(x) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}, \quad (4.1)$$

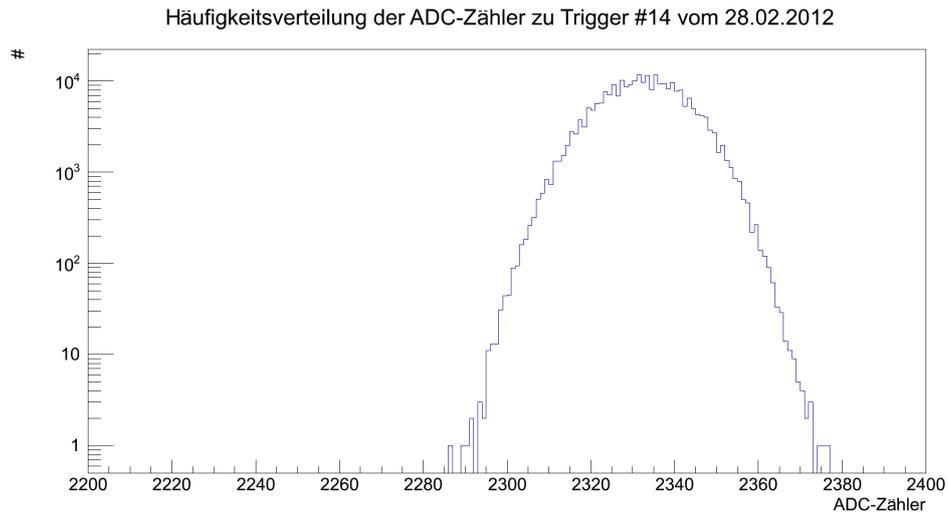
$$R(x) = \begin{cases} \frac{x}{c^2} e^{-\frac{x^2}{2c^2}}, & x > 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}, \quad (4.2)$$

$$(G * R)(y) = A \int_0^\infty R(x)G(y-x) dx \quad (4.3)$$

mithilfe eines Computeralgebrasystems berechnet. Dabei ist A die Amplitude, μ der Mittelwert und σ_G die Standardabweichung der Gaussfunktion. c ist der Parameter, der die Breite der Rayleigh-Verteilung ausdrückt. Da hierbei nur die Lösung des unbestimmten In-



(a)



(b)

Abbildung 4.4: (a): Halblogarithmische Häufigkeitsverteilung der gemessenen Signalstärken bei der gestörten Spur aus Abbildung 4.3(a).
 (b): Halblogarithmische Häufigkeitsverteilung der gemessenen Signalstärken einer ungestörten Spur.

tegrals möglich war, wurden die Integralgrenzen manuell eingesetzt (siehe A.1). Es ergibt sich für die Lösung des Integrals die Funktion

$$(G*R)(y) = A(1+\operatorname{erf}(\frac{(y-\mu)c}{\sqrt{2}\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2}}))\frac{c(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}}\exp(-\frac{(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)})+\frac{A\sigma}{\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)}\exp(-\frac{(y-\mu)^2}{2\sigma^2}). \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.5 ist der direkte Vergleich der beiden Fitfunktionen dargestellt. Die Fal-

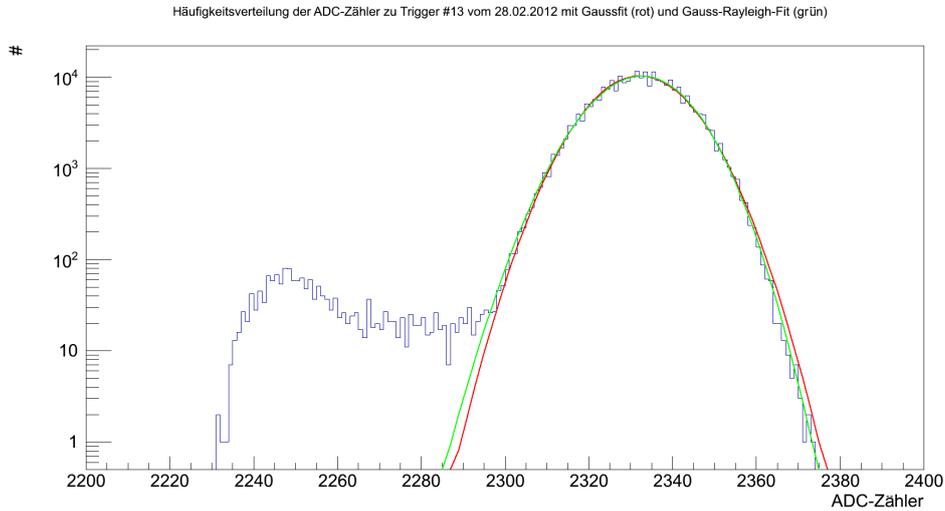


Abbildung 4.5: Häufigkeitsverteilung der gemessenen Signalstärken bei der gestörten Spur aus Abbildung 4.3(a) zusammen mit einem Gaussfit (rot) und einem Gauss-Rayleigh-Fit (grün).

tungsfunktion passt mit $\frac{\chi^2}{ndf} = 26,83$ etwas besser zu den Daten, als die reine Gaussfunktion mit $\frac{\chi^2}{ndf} = 28,38$. Diese Tendenz bestätigte sich im direkten Vergleich bei den Signalstärkeverteilungen von vielen Spuren, deshalb ist davon auszugehen, dass die Faltung die korrektere Beschreibung der Daten liefert. Da die Unterschiede in der Verteilungsbreite allerdings absolut gesehen nicht groß sind und keine Verbesserung der Störungssuche durch eine aufwendigere Analyse der Abweichungen von einer Gauss-Rayleighform zu erwarten war, wurde im Folgenden die Identifikation von Störungen mit Gaussfits durchgeführt. Nun sollen zwei Eigenschaften der Signalstärkenverteilungen gestörter Spuren ausgenutzt werden, um diese Fits auch dort anwenden zu können.

1. Der Anteil der Störungen an der Gesamspur ist klein und die entsprechenden Einträge haben nur geringen Einfluss auf die Fitergebnisse.
2. Die Störungen äußern sich in den Häufigkeiten hoher Signalstärken, haben aber auf die Bereiche geringer Signalstärken keinen Einfluss.

Dies kann man sich zu Nutze machen, um zunächst einen Gaussfit über die gesamte Verteilung durchzuführen, der bereits eine recht gute Beschreibung der Verteilung ohne den Störungsausläufer liefert. Das Ergebnis dieser Anpassung kann dann verwendet werden, um einen zweiten Fit in einem eingeschränkten Bereich niedriger Signalstärken durchzuführen. In der Praxis zeigte sich, dass der Ausläufer der Störungen in allen betrachteten Fällen erst bei Signalstärken, die weiter als eine Standardabweichung über dem Mittelwert lagen, auftraten, daher wurde als Obergrenze für den verwendeten Bereich des zweiten Fits $\mu + 4\sigma$

mit dem Mittelwert und der Standardabweichung des ersten Fits verwendet. Dieser zweite Fit an die Signalstärkenverteilung der Messung liefert bereits ein geeignetes Modell, um eine Schwelle für Störungen zu bestimmen. Später zeigte sich jedoch, dass es vorteilhafter ist, zunächst die Signalstärkenverteilung der gleitenden Mittelwerte zu erzeugen und die eben beschriebenen Regressionen an diesen Daten durchzuführen. In diesem Fall werden die Störungen in den Spuren deutlich zuverlässiger gefunden, wenn die Breite der Mittelung für den gleitenden Mittelwert vom optimalen Bereich abweicht. Ein Beispiel für die Anpassung bis zur Obergrenze $\mu + 4\sigma$ an die Signalstärkenverteilung des gleitenden Mittelwertes ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Schließlich können die Parameter dieses letzten

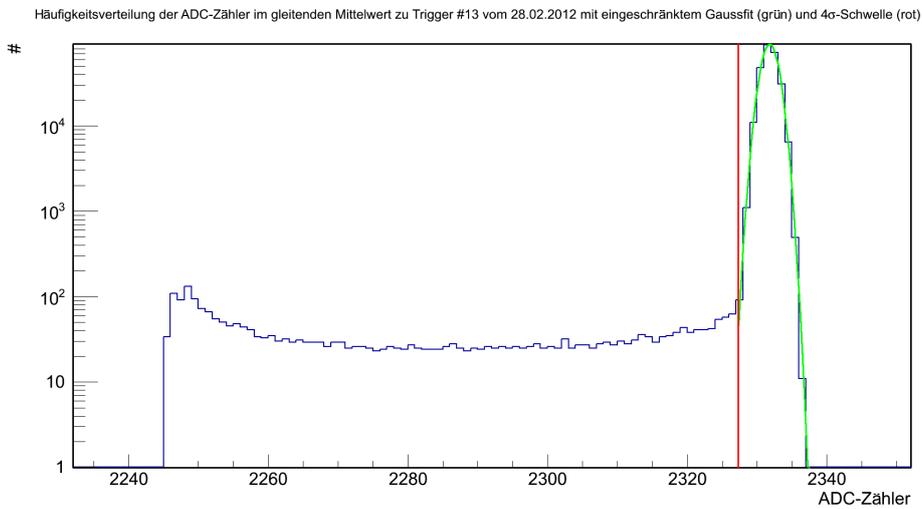


Abbildung 4.6: Häufigkeitsverteilung der Signalstärken aus dem laufenden Mittelwert einer Spur. In grün ist die Anpassung einer Gaussfunktion nach vorheriger Einschränkung des Fitbereiches eingezeichnet. Die rote Linie zeigt die aus diesem Fit gezogene Störungsschwelle.

Fits benutzt werden, um eine Störungsschwelle zu definieren. Als funktionabel erwies sich hierbei erneut der Wert $\mu + 4\sigma$. Eine geringere Schwelle würde die Menge der verlorenen Daten verkleinern, jedoch auch das Risiko erhöhen, eine schwache Störung nicht zu identifizieren.

Würde diese Störungsschwelle als Indikator für Störungen unmittelbar auf die gemessenen Daten angewendet, würden zwar alle Störungen verschwinden, jedoch würde auch ein möglicherweise sehr kurzzeitiges Signal herausgeschnitten. Daher wird als Indikator verwendet, ob der bereits berechnete laufende Mittelwert die Störungsschwelle unterschreitet. Dieser erreicht während der vergleichsweise langen Störungen sehr niedrige Werte, ist aber durch einzelne niedrige Bins, wie das mögliche Signal, nahezu unbeeinflusst. Liegt also der gleitende Mittelwert in einem Bin unter der Störungsschwelle, so wird für den gesamten Bereich, der zur Berechnung des gleitenden Mittelwertes für das entsprechende Bin be-

rücksichtigt wurde, ein Fehlerkennzeichen gesetzt. Technisch wurde dies getan, indem die entsprechenden Bins in der gereinigten Spur auf den Wert 0 gesetzt wurden.

Aus der obigen gestörten Spur ergibt sich damit, die in Abbildung 4.7 dargestellte, gereinigte Spur. Offensichtlich wurden die Bereiche, die optisch als Störungen zu erkennen

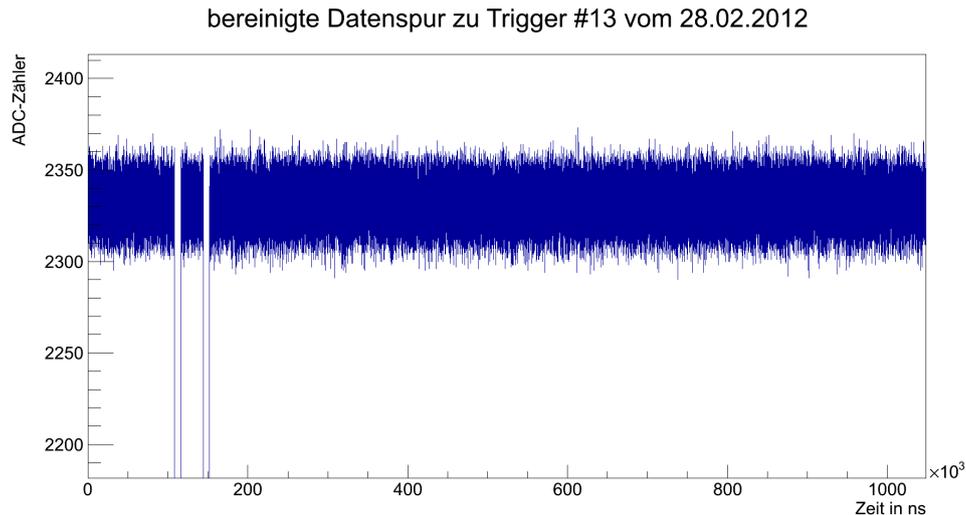


Abbildung 4.7: Datenspur aus Abb. 4.3(a) nach automatischer Säuberung von kurzzeitigen Störungen.

sind, gefunden und entfernt. Um nun zu überprüfen, welchen Einfluss die Säuberung auf die Verteilung der Signalstärkemesswerte hat, wird diese noch einmal für die bereinigte Spur betrachtet (siehe Abb. 4.8). Im Vergleich zu der unveränderten Spur ist der Ausläufer der Verteilung zu hohen Signalstärkemesswerten verschwunden. Die gesamte Verteilung zeigt nun die Gauss- beziehungsweise Gauss-Rayleigh-förmige Verteilung, wie sie bei ungestörten Spuren zu sehen ist.

Als nächstes soll überprüft werden, wie zuverlässig mit diesem Algorithmus Störungen gefunden werden. Dazu wurden mehrfach an alle Spuren von jeweils einem Tag Gauss-Rayleigh Fits vorgenommen, bevor und nachdem die Spuren bereinigt wurden. Als Maß dafür, ob in einer Spur die Störungen gefunden wurden, soll die Anpassungsgüte ($\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$) der entsprechenden Fits dienen. Abbildung 4.9(a) zeigt die Häufigkeitsverteilung der $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte vor der Reinigung der Spuren und 4.9(b) dieselbe Verteilung nach der Entfernung der Kurzzeitstörungen für den 28.02.2012. In der Verteilung der unveränderten Spuren gibt es einen klaren Ausläufer zu hohen $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werten. Dies deutet darauf hin, dass einige der Spuren Störungen enthalten und sich ihre Signalstärkeverteilungen daher nicht gut mit einer Gauss-Rayleigh Faltung beschreiben lassen. Bei den gereinigten Spuren ist dieser Ausläufer hingegen vollständig verschwunden. Dies deutet darauf hin, dass das Auffinden der Störungen sehr zuverlässig funktioniert. Generell sind die $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte jedoch alle deutlich höher als

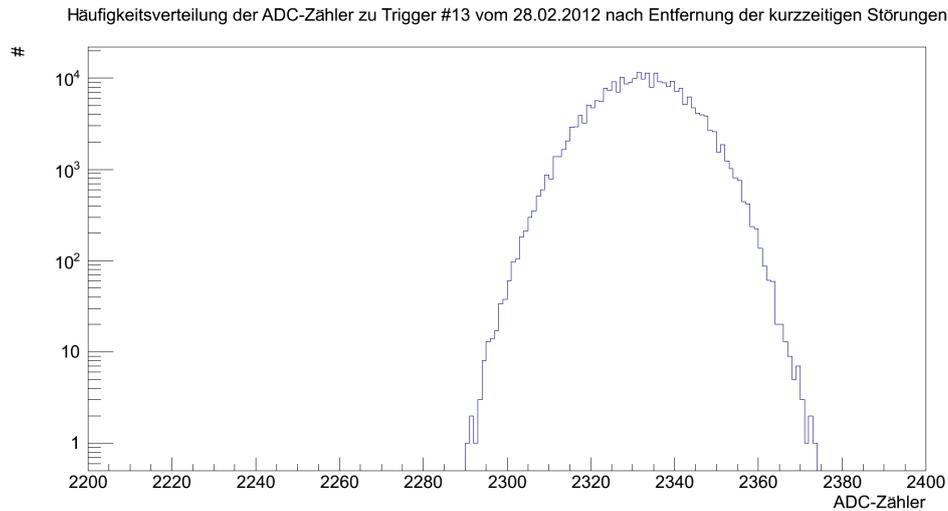


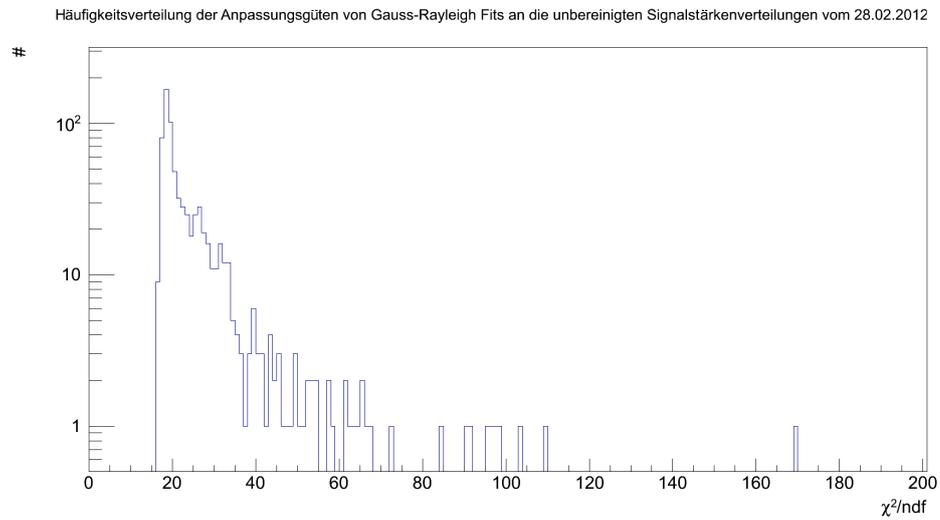
Abbildung 4.8: Häufigkeitsverteilung gemessener Signalstärken der Spur aus Abb. 4.2(a) nach automatischer Säuberung von kurzzeitigen Störungen

¹. Offensichtlich ist die Gauss-Rayleigh Faltung also keine bestmögliche Beschreibung der Daten. Dies kann einerseits daran liegen, dass diese Faltungsfunktion für die vermutlich teilweise reflektierten Radiosignale aus der Umgebung nur eine grobe Beschreibung liefern kann. Andererseits lassen auch Eigenschaften der Datennahme die Verteilung der Signalstärkemesswerte von ihrer Idealform abweichen. Ein genauer Blick auf die Häufigkeitsverteilung der gemessenen Signalstärken zeigt etwa, dass Messwerte, die durch ungerade ADC-Werte zustande kommen, etwas häufiger sind, als solche mit geraden ADC-Werten. Dies ist vermutlich eine technische Eigenschaft des Analog-Digital-Umsetzers.

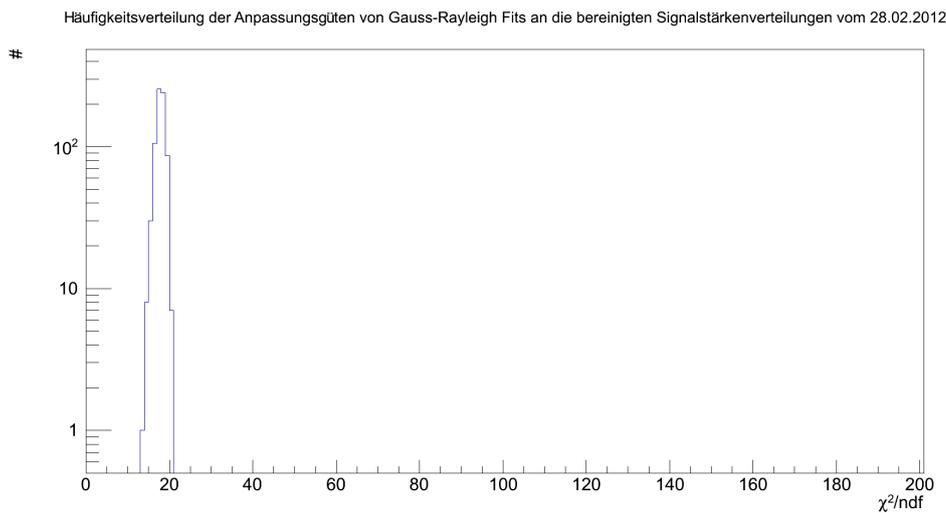
Wie bereits erwähnt, werden die Störungen auch bei einer gewissen Variation der Mittelwertsbreite zuverlässig gefunden. Die Effekte einer solchen veränderten Breite wurden systematisch anhand der Daten vom 22.02.2012 untersucht. Ein breiter gewählter Bereich sorgt dabei dafür, dass die $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte der Fitergebnisse generell etwas kleiner werden. Ein Nachteil ist hierbei allerdings, dass auch der Anteil der Spuren, der verworfen wird, deutlich ansteigt. Dies liegt daran, dass die Breite des verworfenen Bereiches immer mindestens der Breite der Mittelung entspricht. Abbildung 4.10(a) zeigt diesen Anstieg über mehrere Größenordnungen. Im Gegensatz dazu steht, dass bei einer Verbreiterung des Bereiches gleichzeitig der Anteil der Spuren, in denen überhaupt Störungen gefunden wurden, sinkt (vgl. Abb. 4.10(b)). Scheinbar überwiegt bei großer Mittelungsbreite der Effekt, dass bei einer Störung ein sehr breiter Bereich herausgeschnitten wird darüber, dass weniger Bereiche überhaupt als Störungen identifiziert werden. Es geht also unnötig viel von den Daten verloren und manche Störungen werden nicht gefunden, da sie zu kurz sind. Bei

¹Bei gaussverteilten Fehlern um eine Messgröße gilt bei richtiger Fehlerabschätzung der Erwartungswert $\left\langle \frac{\chi^2}{\text{ndf}} \right\rangle = 1$

KAPITEL 4. KURZZEITIGE STÖRUNGEN



(a)

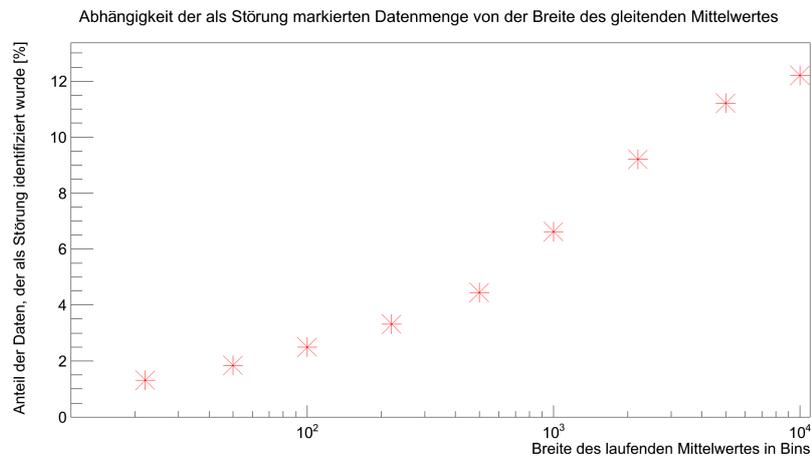


(b)

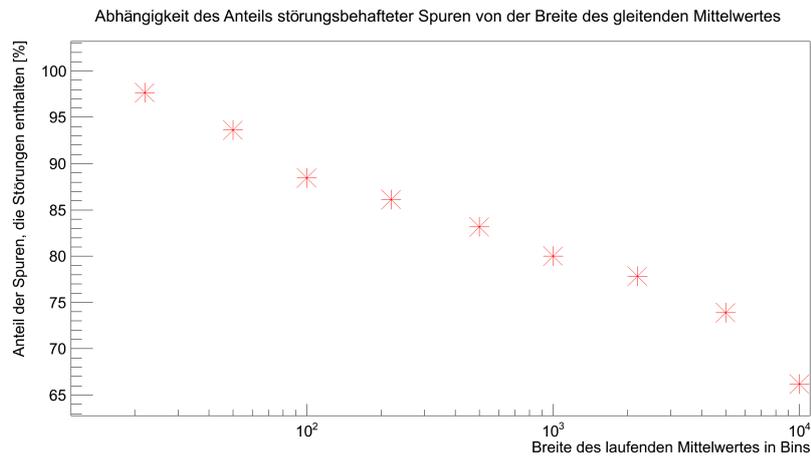
Abbildung 4.9: (a): Häufigkeitsverteilung der Anpassungsgüten ($\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$) von Gauss-Rayleigh Fits an die Datenspuren vom 28.02.2012.

(b): Häufigkeitsverteilung derselben Anpassungsgüten an die von Kurzzeitstörungen bereinigten Datenspuren.

sehr kleiner Mittelungsbreite werden hingegen in nahezu allen Spuren bestimmte Bereiche als Störungen identifiziert. Dies zeigt, dass potentiell bereits Fluktuationen als Störungen aufgenommen werden und könnte dafür sorgen, dass auch das gesuchte Signal entfernt wird. Obwohl bei größerer Mittelungsbreite niedrigere $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ -Werte erreicht werden, ist also sowohl eine zu kleine, als auch eine zu große Breite ungünstig.



(a)



(b)

Abbildung 4.10: (a): Anteil der Daten vom 22.02.2012, die als Störungen identifiziert wurden, in Abhängigkeit von der Breite des verwendeten Mittelwertes.

(b): Anteil der Datenspuren vom 22.02.2012, in denen Störungen identifiziert wurden, in Abhängigkeit von der Breite des verwendeten Mittelwertes.

Da diese Effekte zwar Tendenzen aufzeigen konnten, jedoch keinen klaren Bereich aufgezeigt haben, der zu bevorzugen ist, wurde die Breite der Mittelung schließlich anhand der typischen Breite der Störungen entschieden. Mit 501 Bins (ca. 2 μ s) wurde eine Breite gewählt, mit der die Form der Störungen im gleitenden Mittelwert noch gut dargestellt wird und die entsprechenden Bereiche einigermaßen großzügig entfernt werden. Dennoch ist die verlorene Datenmenge mit etwa 5,6% noch in einem vertretbaren Maß.

Schließlich wurde noch untersucht, ob es eine Zeitabhängigkeit im Auftreten der kurzzeitigen Störungen gibt. Dazu wurde für einen Tag bei allen aufgenommenen Spuren der Anteil der Spuren, der als Störung identifiziert wurde, bestimmt. Die Ergebnisse wurden dann zu einer mittleren Anzahl von störungsbehafteten Bins pro Spur umgerechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

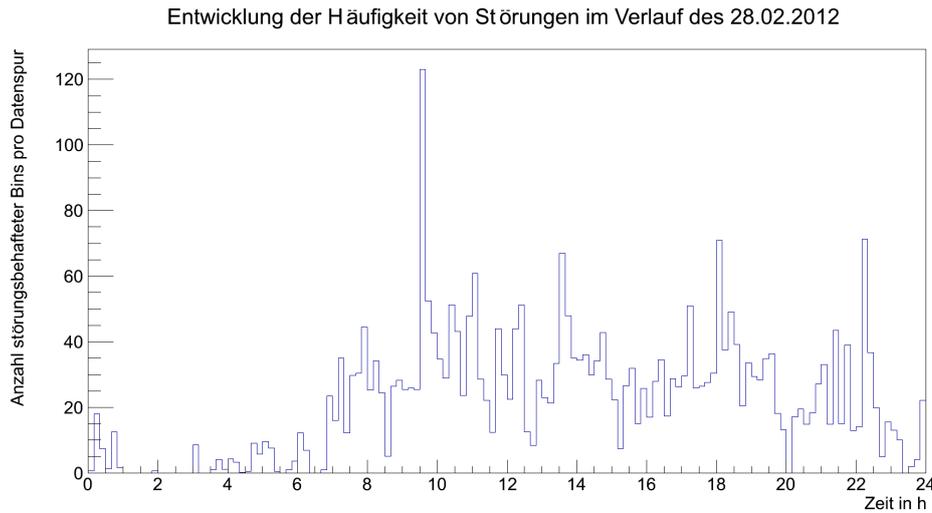


Abbildung 4.11: Häufigkeit der Kurzzeitstörungen abhängig von der Tageszeit am 28.02.2012.

Es zeigt sich, dass der Großteil der Störungen um 7 Uhr morgens beginnt und um 23 Uhr Abends endet. Diese Tendenz konnte zudem mit den Daten von mehreren anderen Tagen bestätigt werden. Dies liefert einen Hinweis darauf, dass die häufigsten Störungsquellen zu typischen Arbeitszeiten aktiv sind. Speziell kann vermutet werden, dass ein Teil der Störungen von Flugzeugen ausgeht, da diese hauptsächlich in den entsprechenden Zeitfenstern unterwegs sind und das Sichtfeld der Antenne kreuzen können.

Kapitel 5

Monofrequente Störungen

Um zu überprüfen, wie stabil sich die Datennahme der Radioantenne verhält, wurde das Verhalten des Rauschniveaus (Baseline) der Spuren über längere Zeiträume untersucht. Dazu wurde von den Spuren, bei denen die kurzzeitigen Störungen bereits entfernt wurden, jeweils ein Mittelwert über die gesamte Spurbreite gebildet. Die auf den Wert 0 gesetzten Stellen wurden für diesen Mittelwert nicht berücksichtigt. In Abbildung 5.1 ist der entsprechende Verlauf für den Zeitraum vom 22.02.2012 bis zum 28.02.2012 dargestellt.

Offensichtlich gibt es immer wieder starke Ausreißer in der Baseline, mit einer typischen

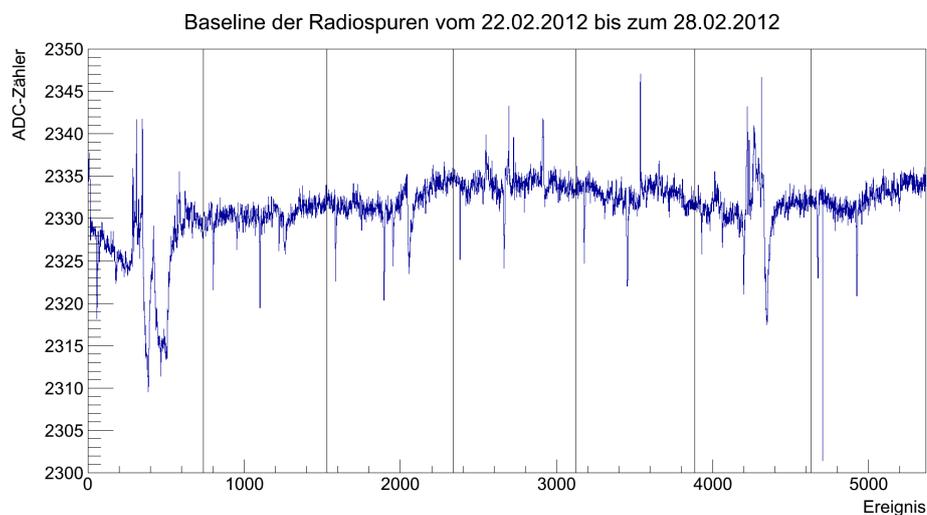


Abbildung 5.1: Zeitlicher Verlauf der Baseline vom 22.02.2012 bis zum 28.02.2012. Aufgetragen ist die mittlere Signalstärke in den Spuren gegen eine fortlaufende Triggernummer. Um jeweils 0:00 Uhr nachts sind senkrechte Linien eingezeichnet.

Dauer in der Größenordnung von einer Stunde. Es scheint also Störungsquellen zu geben, die über deutlich längere Zeiträume als die Kurzzeitstörungen Signale senden, die von der Antenne gemessen werden. Da es sich bei Sendern im Radiobereich häufig um monofrequente Emittter handelt, werden die Datenspuren auf Anteile mit einem eng begrenzten

Frequenzbereich untersucht. Dazu wurde die in ROOT implementierte schnelle Fourier-Transformation (FFT) verwendet.

Da der Leistungsdetektor die Signale mit einer Frequenz von 250 MHz abtastet, können

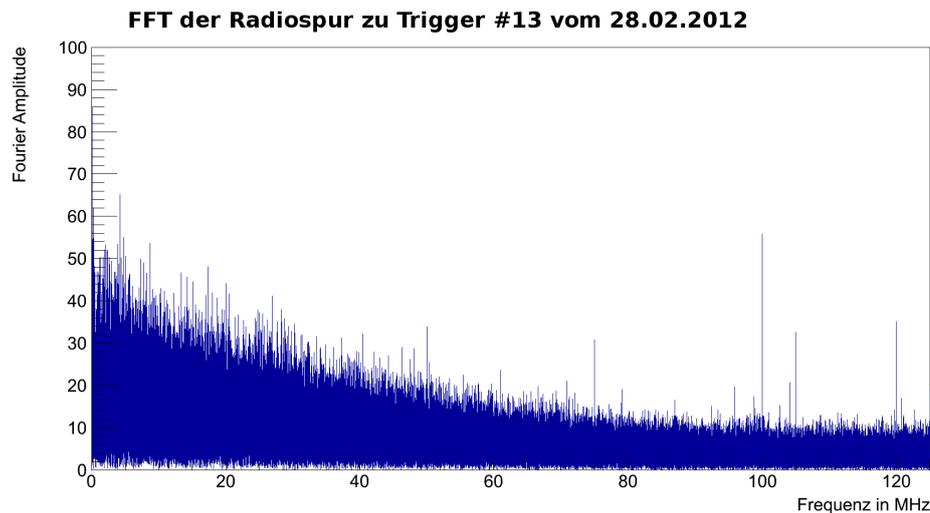
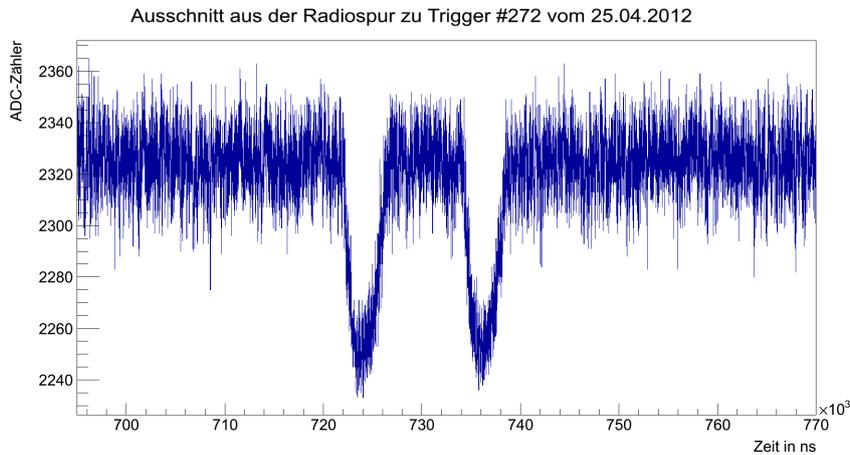


Abbildung 5.2: Beispiel der diskreten Fourier-Transformation einer Spur vom 28.02.2012.

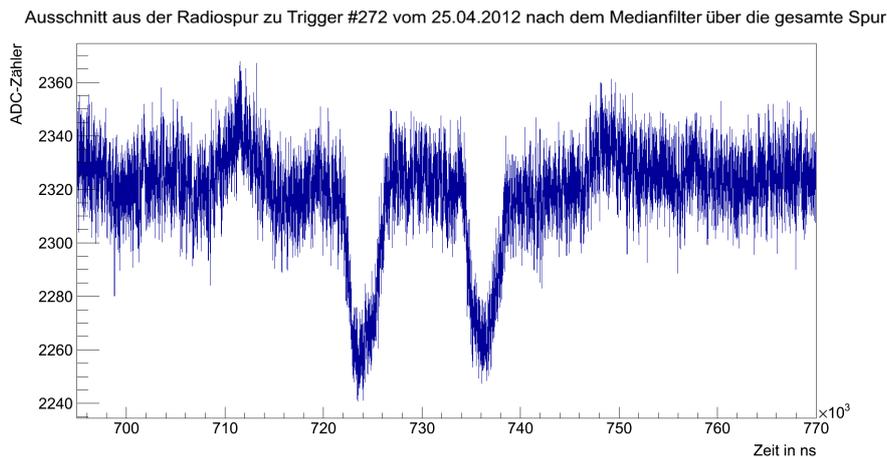
keine beliebig hohen Frequenzen aufgelöst werden. Das Sampling-Theorem besagt, dass eine Frequenz bei einer Fourier-Transformation nur dann eindeutig zugeordnet werden kann, wenn die Abtastrate mindestens dem Doppelten dieser Frequenz entspricht [Jam02]. Die höchste Frequenz, die gerade eben noch aufgelöst werden kann, ist die sogenannte Nyquist-Frequenz und beträgt im Fall des Leistungsdetektors somit $\nu_f = 125$ MHz. Frequenzen oberhalb dieser Schwelle erscheinen in der Fourier-Transformierten im selben Frequenzabstand unterhalb der Nyquist-Frequenz. So würde also ein Signal mit der Frequenz $\nu_f + 50$ MHz = 175 MHz im Fall des Leistungsdetektors in der Fouriertransformierten als $\nu_f - 50$ MHz = 75 MHz erscheinen.

In der Fourier-Transformierten, die in Abbildung 5.2 gezeigt wird, sind einige sehr starke und scharfe Peaks zu erkennen. Offenbar gibt es tatsächlich monofrequente Sender, die die Spuren beeinflussen. Um diesen störenden Effekt zu beseitigen, wurde sich dazu entschieden, die entsprechenden Peaks aus der Fourier-Transformierten zu entfernen und durch eine Rücktransformation eine bereinigte Spur zu erhalten. Da es sich bei dem gesuchten GHz-Radiosignal um einen Puls handelt, sollte es von einer solchen Abschwächung monofrequenter Anteile nicht beeinträchtigt werden. Ein geeignetes Verfahren um die Peaks in der Fourier-Transformierten zu entfernen, ist die Ersetzung durch einen laufenden Mittelwert, der diese starken Ausreißer nicht mehr beinhaltet. Da diese Ausreißer extrem stark sind, bietet sich als Mittelung, anstelle des arithmetischen Mittels, ein laufender Median an. Als erster Ansatz wurde die gesamte Fourier-Transformierte durch einen laufenden Median

ersetzt, um alle Peaks gleichzeitig zu eliminieren und die Frequenzverteilung zu glätten. In



(a)



(b)

Abbildung 5.3: (a): Ausschnitt aus einer Radiospur vom 25.05.2012 mit deutlichen Kurzzeitstörungen bei ca. $724 \mu\text{s}$, sowie $736 \mu\text{s}$.

(b): Spur aus (a) nach Anwendung eines Medianfilters über die gesamte Fourier-Transformierte. Deutliche Artefakte sind z.B. bei $712 \mu\text{s}$, sowie $748 \mu\text{s}$ zu erkennen.

Abbildung 5.3(b) ist das Ergebnis dieses kompletten Medianfilters dargestellt. Abbildung 5.3(a) zeigt zum Vergleich die ungefilterte Spur. Offensichtlich entsteht in der Nähe der Kurzzeitstörung durch die Filterung eine starke zusätzliche Struktur in den Daten. Daraus lässt sich schließen, dass eine Anwendung des Filters auf die gesamte Fourier-Transformierte zu einer deutlichen Beeinträchtigung der Datenqualität führen kann. Aus diesem Grund ist es vorzuziehen, die Glättung durch den laufenden Median nur in den Bereichen der Fourier-Transformierten anzuwenden, in denen schmalbandige Peaks existieren. Dazu müssen die

Stellen der Peaks automatisch gefunden werden.

Da in allen Fourier-Transformierten ein Trend zu geringeren Amplituden bei Frequenzen nahe $\nu_f = 125$ MHz zu erkennen ist, können monofrequente Peaks nicht sinnvoll als Abweichungen von einem globalen Mittelwert bestimmt werden. Daher wurde zunächst ein laufender Median mit einer Breite von 101 Bins (ca. 0,1 HMz) über die gesamte Fourier-Transformierte berechnet, um diesen Trend darzustellen. Anschließend sollte ein Maß für eine frequenzabhängige, typische Abweichung von diesem Mittelwert bestimmt werden. Eine laufende Standardabweichung erzeugt durch die extrem starken Peaks ebenfalls Ausreißer nach oben, weshalb ein auf dem Median basierendes Abweichungsmaß verwendet wurde. Für jedes Bin der Fourier-Transformierten wurde die betragliche Abweichung vom laufenden Median berechnet und danach ein laufender Median dieser Abweichungen erzeugt. Dies ergibt ein Maß für typische Abweichungen vom Mittelwert der Spur in einem bestimmten Frequenzbereich, das nicht mehr merklich von den starken Peaks beeinflusst wird. Schließlich wurde eine Schwelle gesetzt, ab wann ein Ausreißer entfernt werden soll. Da schwer abzuschätzen war, wie stark ein Medianfilter in einzelnen Bereichen die Spurqualität beeinträchtigt, wurde diese Schwelle zunächst vergleichsweise hoch angesetzt: Wenn die Fourier-Amplitude in einem Bin um mehr als das 10-fache des Abweichungsmaßes vom Mittelwert der entsprechenden Frequenz abweicht, wurde dieser Bereich als Peak aufgenommen (vergl. Abb. 5.4). Der Faktor um den das Abweichungsmaß überschritten wurde, ist dabei ein Indikator dafür, wie stark der Peak vom Rest der Fourier-Transformierten abweicht.

Diese automatisierte Suche nach Peaks in den Fourier-Transformierten wurde nun benutzt, um systematisch nach möglichen starken, monofrequenten Störungen zu suchen. In Abbildung 5.5(a) werden für einen Tag jeweils alle detektierten Peaks dargestellt. Abbildung 5.5(b) zeigt, im Vergleich dazu, den Verlauf der Baseline am selben Tag. Genau während zwei starken Anstiegen der Baseline tauchen in der Fourier-Transformierten extrem deutliche Peaks bei 20,46 MHz auf. Zu den anderen Anstiegen lassen sich hingegen keine Peaks zuordnen. Hier sind also vermutlich entweder keine monofrequenten Störungen verantwortlich, oder die entsprechenden Frequenzen sind zu hoch, um abgetastet werden zu können. Auch auffällig ist, dass offensichtlich zu jeder Zeit ein sehr starker Anteil mit einer Frequenz von 100 MHz vorhanden ist. Dieser Peak konnte schließlich als Folge eines mit dieser Frequenz schwingenden Quarz-Oszillators in der Datennahme zugeordnet werden.

Nun können die gefundenen Peaks durch den laufenden Median ersetzt und die so bereinigten Histogramme zurücktransformiert werden. Da die Bereiche der Peaks nur extrem schmal sind, zeigt sich, dass der Gesamteinfluss dieser Filterung auf die Spuren so klein ist, dass bei Betrachtung der gesamten Spur kein Unterschied zu sehen ist. Daher wurde, um die Veränderungen deutlich zu machen, die Differenz aus der unveränderten und der gefilterten Spur berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Diese Differenz besteht aus mehreren Anteilen der eliminierten Frequenzpeaks. In einer Vergrößerung, kann man zum Beispiel eine Schwingung mit der Periodendauer $10 \text{ ns} = 2,5$ Bins erkennen, was

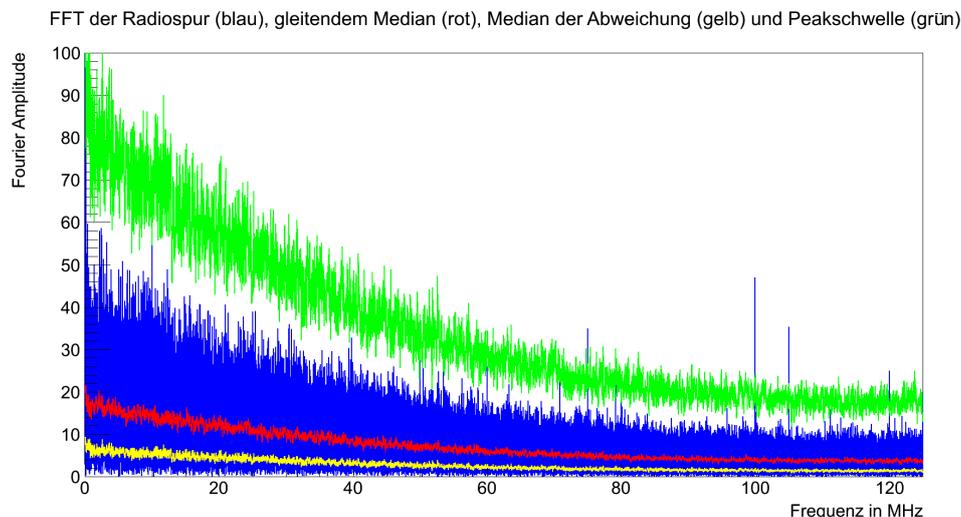


Abbildung 5.4: **blau:** Fourier-Transformierte der Datenspur zu Trigger #40 vom 24.02.2012

rot: laufender Median dieser Datenspur

gelb: laufender Median der Abweichungen zwischen Spur und Mittelwert

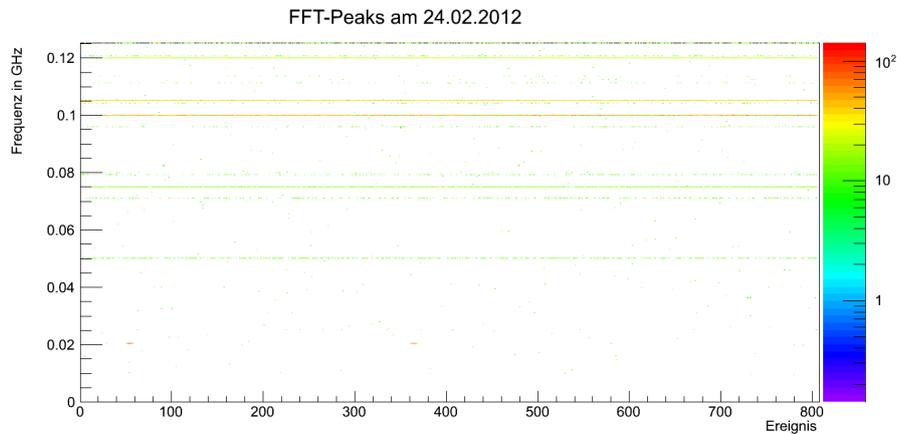
grün: Schwelle für Peaks, die entfernt werden (Mittelwert + $10 \cdot$ mittlere Abweichung).

der starken 100 MHz-Linie entspricht. Die Fluktuationen innerhalb einer Spur, die von diesen Peaks hervorgerufen werden, sind mit etwa ± 3 ADC-Counts allerdings nicht sehr groß.

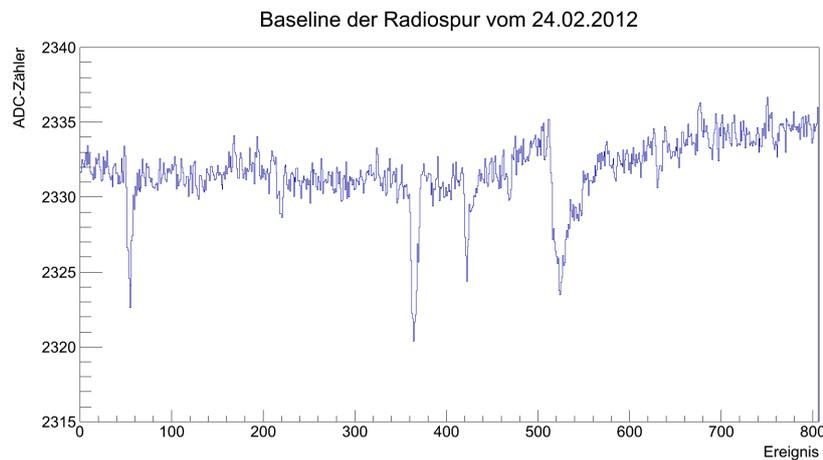
Technisch wurde der Medianfilter letztlich vor der Reinigung von den Kurzzeitstörungen eingesetzt. Damit lässt sich das Problem vermeiden, dass durch das Herausschneiden mancher Bereiche einer Spur die Fourier-Transformation weniger zuverlässige Ergebnisse liefert.

Eine ausführlichere Untersuchung der Fourier-Transformierten vieler Tage zeigte schließlich, dass die Peaks mit einer Frequenz von 20,46 MHz an aufeinanderfolgenden Tagen häufig zu ähnlichen Uhrzeiten auftraten. Weitere, ähnlich deutlich auftretende und wieder verschwindende Frequenzen konnten jedoch nicht gefunden werden.

Eine mögliche Erklärung für die Herkunft der 20,46 MHz-Linie ist eine GPS-Uhr, die eine Massenverbindung zur Datennahme der L-Band Antenne besitzt. GPS-Uhren arbeiten mit einer Frequenz von 10,23 MHz. Es lässt sich vermuten, dass durch den Leistungsdetektor eine Verdopplung der an ihm eintreffenden Frequenzen stattfindet. Dies könnte daran liegen, dass die gemessenen Leistungen quadratisch von den erzeugten Feldstärken abhängen, da die Quadrierung einer Sinusschwingung zu einer halbierten Periodendauer führt. Um



(a)



(b)

Abbildung 5.5: (a): Zeitlicher Verlauf der Peaks in den Fourier-Transformierten vom 24.02.2012. Die Farbskala zeigt an um welchen Faktor das Abweichungsmaß überschritten wurde.

(b): Verlauf der Radiobaseline am 24.02.2012.

diese Vermutungen zu überprüfen, wurden mit einem baugleichen Leistungsdetektor Testmessungen durchgeführt. Dazu wurden mit einem Frequenzgenerator Sinusschwingungen mit unterschiedlichen Frequenzen und Leistungen an den Eingang des Leistungsdetektors angeschlossen und mit einem Oszilloskop die Spannung am Ausgang gemessen. Dieses Ausgangssignal wurde dann ebenfalls Fourier-transformiert, um es auf seine Frequenzanteile zu untersuchen. Die Fourier-Transformierte einer dieser Messungen ist in Abbildung 5.7(a) dargestellt. Abbildung 5.7(b) zeigt im Vergleich dazu denselben Frequenzbereich in der Fourier-Transformierten einer Datenspur während der 20,46 MHz-Störung.

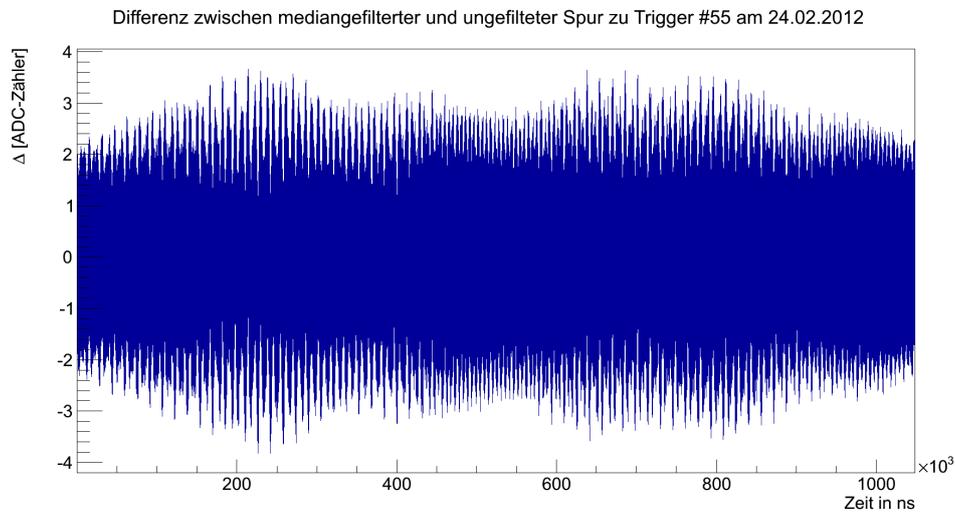
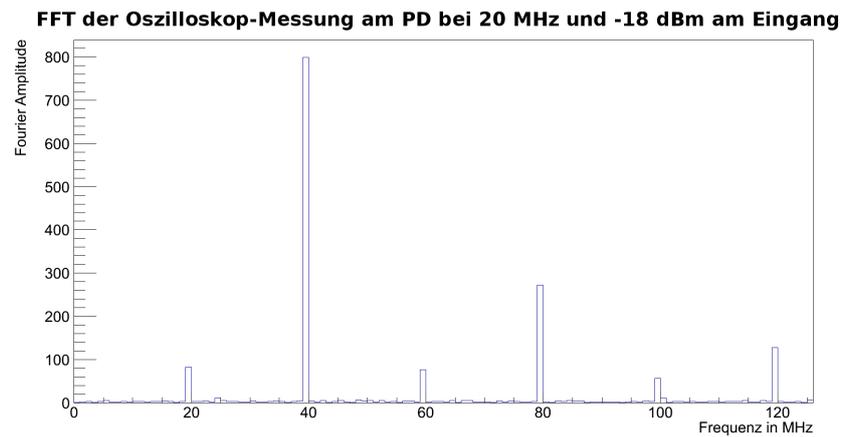


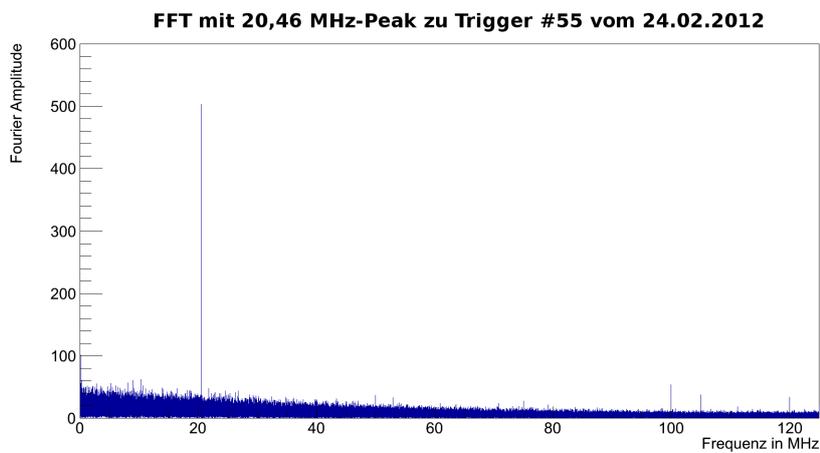
Abbildung 5.6: Differenz zwischen einer Spur vom 24.02.2012 und derselben Spur nach dem Herausfiltern monofrequenter Anteile.

In der Messung mit dem Oszilloskop ist der stärkste Peak tatsächlich bei 40 MHz, was dem doppelten der Eingangsfrequenz entspricht. Allerdings sind auch die Grundfrequenz von 20 MHz und viele weitere Harmonische deutlich zu erkennen. Eine starke, monofrequente Störung, die von der Antenne gemessen wird, müsste also in der Fourier-Transformierten der Spur ebenfalls mehrere Peaks erzeugen. Da dies offenbar nicht der Fall ist (vergl. Abb. 5.7(b)), gelangen die Störungen vermutlich erst hinter dem Leistungsdetektor in die Datenkette. Bei der Massenverbindung zu der GPS-Uhr lässt sich dies nicht ausschließen. In dem Fall ist jedoch unklar, was zu der Frequenzverdopplung führt.

Der Effekt des Medianfilters auf die Daten wurde anhand der Signalstärkenverteilungen von Spuren untersucht, die nicht während eines Peaks in der Baseline entstanden sind. Abbildung 5.8 zeigt einen Vergleich dieser Verteilungen bevor und nachdem die monofrequenten Störungen entfernt wurden. Da alle Bins einer Datenspur bei der Filterung um unterschiedliche Werte korrigiert werden (vgl. Abb. 5.6), verschwindet die bereits in Kapitel 4 beschriebene größere Häufigkeit ungerader ADC-Werte. Zudem wird die Breite (RMS) der Signalstärkenverteilung kleiner. Offensichtlich konnten Fluktuationen in den Datenspuren durch die Filterung verkleinert werden. Dieser Effekt ließ sich mit den Signalstärkeverteilungen vieler weiterer Datenspuren bestätigen.



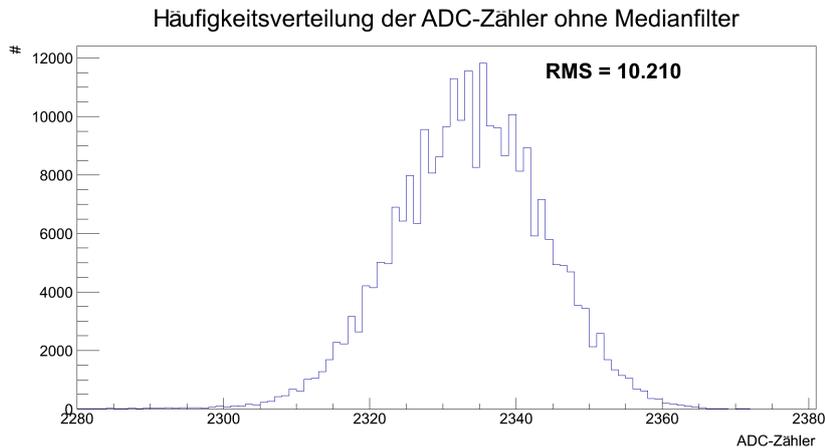
(a)



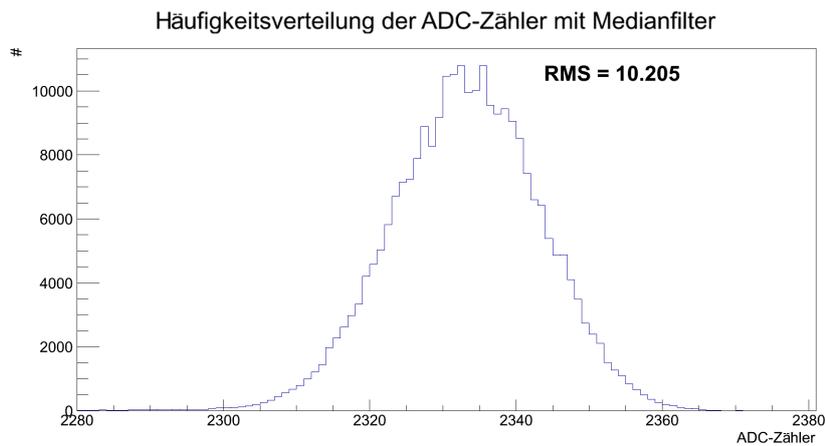
(b)

Abbildung 5.7: (a): Ausschnitt aus der Fourier-Transformierten einer Oszilloskop-Messung mit Leistungsdetektor. Angeschlossen wurde ein Sinussignal mit einer Frequenz von 20 MHz und einer Leistung von -18dBm .

(b): Ausschnitt aus der Fourier-Transformierten einer Datenspur vom 24.02.2012 während einer 20,46 MHz-Störung.



(a)



(b)

Abbildung 5.8: (a): Signalstärkenverteilung einer unveränderten Datenspur.
 (b): Signalstärkenverteilung der Datenspur aus (a) nach Reinigung von monofrequenten Störungen. Die Struktur durch die höhere Wahrscheinlichkeit für gerade ADC-Werte ist nicht mehr zu erkennen. Durch die Säuberung von monofrequenten Störungen ist die gesamte Verteilung schmäler geworden (kleinerer RMS).

Kapitel 6

Untersuchung der Triggersignale

Eine gezielte Suche nach Signalen von ausgedehnten Luftschauern erfordert präzise Zeitinformationen. Zu diesem Zweck wurden zusätzlich zu den Antennenmesswerten Spuren mit derselben Länge und Abtastrate aufgenommen, die die Signale des KASCADE-Grande-Triggers, sowie zusätzlich von Station 19 beinhalten (vergl. Abschnitt 3.2).

6.1 S19 Trigger

Die Signale des KASCADE-Grande Triggers besitzen schwer vorhersagbare, statistisch fluktuierende Latenzen und sind daher zur Bestimmung der Zeitpunkte, wann Luftschauer die Radio-Antenne erreichen, ungeeignet. Diese Latenzen ergeben sich aus der Schauergeometrie, da die Radioantennen relativ zu den KASCADE-Grande Detektorstationen zu unterschiedlichen Zeitpunkten vom Luftschauer erreicht werden. Daher werden für die Zeitabschätzung die Triggersignale von Station 19, welche nur ca. 50 m von der Radioantenne entfernt liegt, verwendet. In diesen Triggerspuren sind deutlich häufiger Peaks zu finden, als in den Spuren des KASCADE-Grande-Triggersignals, da keine Koinzidenz von mehreren Stationen für einen Peak erforderlich ist. Abbildung 6.1 zeigt eine solche Triggerspur. Da anzunehmen ist, dass der Peak von Station 19, der für den KASCADE-Grande-Trigger benötigt wurde, sich zeitlich am nächsten zu dem Triggerzeitpunkt von KASCADE-Grande befindet, wurde für die Bestimmung des Triggerzeitpunktes die führende Flanke, die sich am nächsten an der Spurmitte befindet, verwendet¹. Da manche Signale von Station 19 zu zwei Peaks unmittelbar hintereinander führen, wurde zudem überprüft, ob ein solcher Doppelpack vorliegt und in dem Fall die führende Flanke des ersten Peaks ausgewählt.

6.2 Baselines der Triggersignale

In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass die Baselines der Antennensignale gelegentlich starke Peaks aufweisen. Abbildung 5.5 zeigt, dass ein Teil dieser Peaks mit monofrequenten Störungen in den Fourier-Transformierten in Verbindung gebracht werden kann. Betrachtet man die

¹Zur Identifizierung des richtigen Peaks im S19-Triggersignal ist die durchschnittliche Latenz des KASCADE-Grande Triggersignals vernachlässigbar.

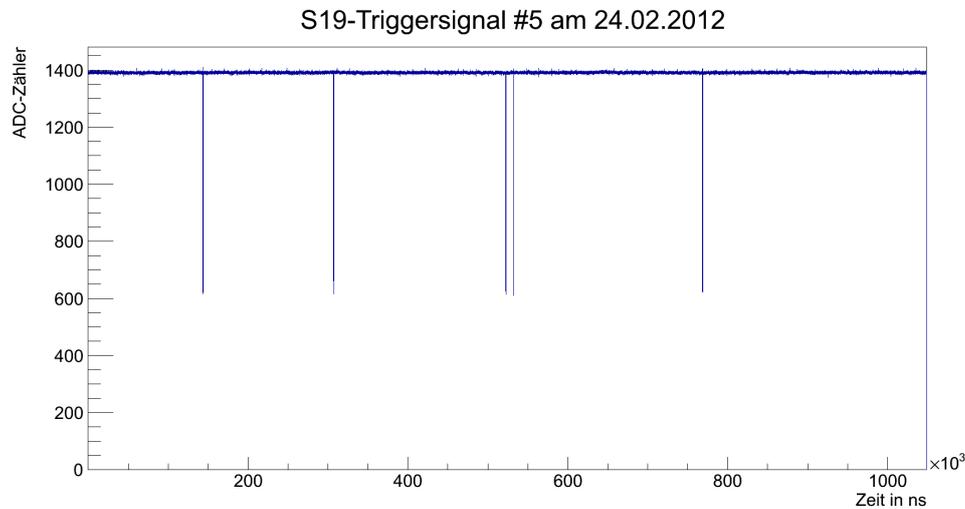


Abbildung 6.1: S19 Triggersignal vom 24.02.2012.

Höhe der Baselines der Triggersignale, so stellt man zunächst fest, dass hier ähnliche Effekte auftreten. Abbildung 6.2 zeigt einen Vergleich der Baseline des Radiosignals mit der Baseline des KASCADE-Grande-Triggersignals zum selben Zeitpunkt. Senkrechte Linien zeigen jeweils das Ende eines Tages um 00:00 an. Neben den Peaks treten deutliche tageszeitabhängige Variationen auf: Vormittags beginnen die Baselines zu sinken und Abends steigen sie wieder an. Da sich keine Besonderheit an den beiden Wochenendtagen (16.06. und 17.06.) ausmachen lässt, scheint dies nicht mit Arbeiten am KIT zusammen zu hängen. Für eine Variation durch Temperaturschwankungen sind die Zeitpunkte, zu denen die Baseline das Maximum erreicht (später Vormittag), eher unpassend. Zu erwarten wäre am ehesten ein Anstieg im Rauschniveau bei höherer Temperatur der Elektronikkomponenten.

Hier wird außerdem deutlich, dass ein Anstieg in der Radiobaseline mit einem gleich großen Abfall in der Triggerbaseline zusammenhängt. Dadurch ergibt sich eine entgegengesetzte Tageszeitabhängigkeit in den entsprechenden Spuren. Die Baseline des Triggersignals von Station 19 zeigt einen Verlauf, der dem des KASCADE-Grande Triggers nahezu identisch ist. Scheinbar gibt es also einen Cross-Talk zwischen den gemessenen Spannungen dieser Kanäle. Da sich die beiden Triggerspuren identisch verhalten, die Radiospur allerdings immer in die entgegengesetzte Richtung abweicht, ist zu vermuten, dass die Ursache für die Baselineveränderungen in der Radiospur liegt und auf bisher unbekannter Art und Weise auf die anderen Kanäle übertragen wird.

In Abbildung 6.3 ist der direkte Vergleich von den Baselineverläufen der Radiospur und des KASCADE-Grande Triggers vom 24.02.2012 gezeigt. Zusätzlich werden die Verläufe der Fourier-Transformierten der jeweiligen Spuren dargestellt. Es zeigt sich, dass genau diejenigen beiden Peaks in der Radiobaseline, die mit einer 20,46 MHz-Störung in der Fourier-transformierten der entsprechenden Spuren zusammenhängen, kein Gegenstück in

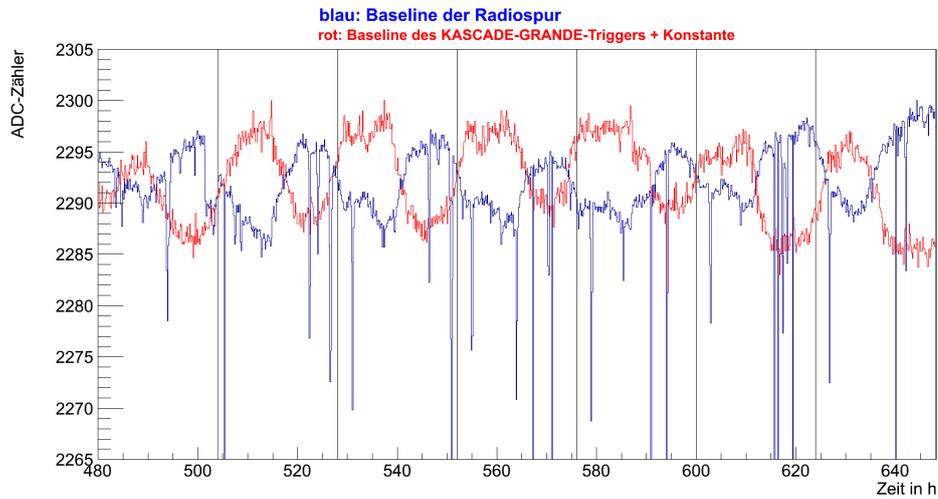


Abbildung 6.2: Vergleich der Baselineverläufe von Radiospur (blau) und Kascade-Grande Trigger (rot) vom 15.06.2012 bis zum 21.06.2012. Senkrechte Linien markieren das Ende eines Tages um 00:00. Leere Bins zeigen an, dass im entsprechenden Zeitbin kein Triggersignal stattgefunden hat.

den Triggersignalen besitzen. Folglich existieren in den Fourier-Transformierten der Triggersignalen auch keine solchen 20,46 MHz-Peaks. Vermutlich geschieht die Kommunikation der verschiedenen aufgenommenen Kanäle, die zu den synchronen Abweichungen führt, also an einer Stelle in der Datenkette, bevor die 20,46 MHz-Störung aufgenommen wird.

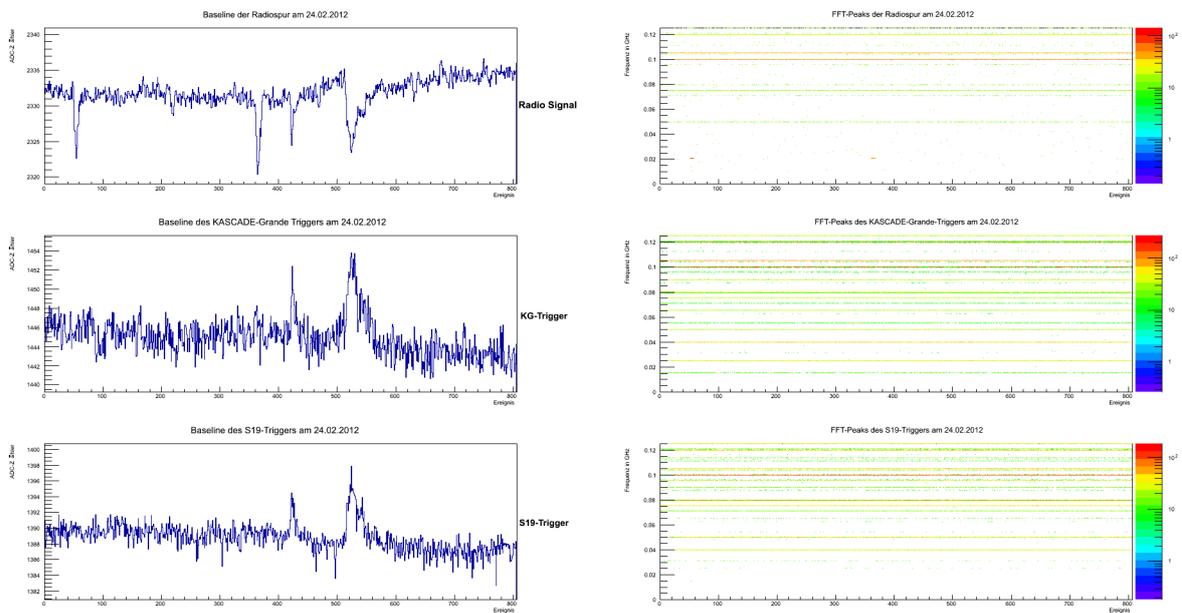


Abbildung 6.3: *(links oben)*: Baseline des Radiosignals
(links mitte): Baseline des KASCADE-Grande-Triggersignals
(links unten): Baseline des S19-Triggersignals
(rechts oben): Verlauf der FFT-Peaks des Radiosignals
(rechts mitte): Verlauf der FFT-Peaks des KASCADE-Grande-Triggersignals
(rechts unten): Verlauf der FFT-Peaks des S19-Triggersignals.

Kapitel 7

Antennenkalibration

Alle Analysen der Daten wurden zunächst in der Einheit ADC-Counts durchgeführt, da die Daten in dieser Form aus der Datenauslese kommen. Um jedoch die physikalische Aussagekräftigkeit der Messwerte zu beurteilen, ist eine absolute Kalibration des Empfängersystems notwendig. Eine solche absolute Kalibration wird durchgeführt, indem ein Sender mit bekannter, abgestrahlter Leistung ein Signal auf die Antennenschüssel sendet, welches dann aufgenommen und analysiert wird.

7.1 Die Friis-Gleichung

Die Signalstärke, die von einer Antenne gemessen wird, wenn von einer anderen Antenne im Fernfeld ein Signal gesendet wird, kann mithilfe der Friis-Gleichung berechnet werden. Diese lautet

$$P_R = P_T \cdot G_T \cdot \underbrace{\frac{1}{4\pi d^2}}_{\text{Freiraumdämpfung}} \cdot \underbrace{\frac{\lambda^2 G_R}{4\pi}}_{\text{Antennenapertur}} \quad (7.1)$$

$$= P_T \cdot G_T \cdot G_R \cdot \left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right)^2, \quad (7.2)$$

dabei ist P_R die von der Empfangsantenne gemessene Leistung, P_T die von der Sendeantenne abgestrahlte Leistung, G_R und G_T sind die Verstärkungsfaktoren der Empfangs- und Sendeantenne, d ist der Abstand zwischen den Antennen und λ ist die Wellenlänge der Strahlung [Gus06]. In logarithmischen Einheiten (dB und dBm¹) ergibt sich

$$P_R = P_T + G_T + G_R + 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi d}\right). \quad (7.3)$$

Dies erlaubt nun, mithilfe eines kalibrierten Senders (P_T und G_T bekannt) in einem bestimmten Abstand, d , im Fernfeld der Antenne die Verstärkung des Empfängersystems G_R zu messen. Der Beginn des Fernfeldes einer Antenne mit Parabolradius D und Wellenlänge λ lässt sich dafür als

$$R > \frac{2D^2}{\lambda} \quad (7.4)$$

¹dBm ist die logarithmische Leistungseinheit bezogen auf 0 dBm = 1mW

abschätzen [Bal08].

7.2 Technische Durchführung

Die absolute Kalibration der L-Band Radioantenne wurde im Zeitraum vom 18.02.2013 bis zum 20.02.2013 mithilfe einer kalibrierten Sendeantenne angebracht an einen Oktokopter durchgeführt. Bei der Sendeantenne handelt es sich um einen Faltdipol, der am KIT speziell für L-Band Kalibrationen hergestellt wurde. Dieser Dipol wurde mit einem VCO² als Mikrowellenquelle betrieben, dessen Signale mit 180 ms deutlich länger waren, als die Länge der Datennahme. Der Oszillator wurde mit einer Frequenz von 1,2 GHz und einer Sendeleistung von 3,97 dBm eingesetzt. Zusätzlich war auf dem Oktokopter ein GPS-Empfänger montiert, der eine Positionsbestimmung der Sendeantenne während eines Fluges über der Parabolsschüssel ermöglichen sollte. Eine Darstellung des Oktokopters mit der montierten L-Band Antenne findet sich in Abbildung 7.1. Das Signal des Oszillators



Abbildung 7.1: Oktokopter mit aufmontiertem L-Band Faltdipol.

wurde mit einer Frequenz von 1 Hz über die GPS-Zeitinformation getriggert. Dadurch war es, mithilfe eines weiteren GPS-Empfängers möglich, simultan zu Beginn des Signals die Datenaufnahme der Empfängerantenne zu starten. Es wurde allerdings gezielt noch eine Verzögerung des Datenaufnahmetriggers eingestellt, damit das gesendete Signal immer in

²VCO = Voltage Controlled Oscillator: elektrischer Oszillator, dessen Schwingfrequenz durch eine angelegte Spannung eingestellt werden kann

der Mitte der aufgenommenen Spuren startete. So konnte neben dem Signal des Senders auch gleichzeitig der Untergrund mit einer halben Spurbreite aufgenommen werden (vgl. Abb. 7.2). Außerdem wurde mit einem Flug die Polarisation der Antenne überprüft und

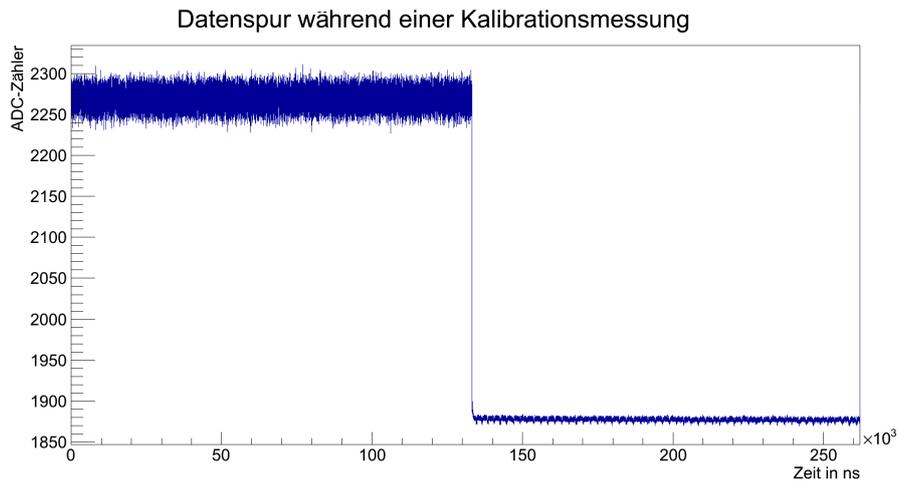


Abbildung 7.2: Datenspur während einer Messung mit dem Oktokopter. Durch eine Verzögerung wurde erreicht, dass die Signale in der Mitte der Spuren beginnen.

es wurden in drei verschiedenen Höhen (100 m, 150 m und 200 m) Gitter über der Antenne abgeflogen. Die minimale Höhe betrug 100 m, da das Fernfeld der Antenne in einem Abstand von $R > 90$ m beginnen sollte (vergl. Gl. 7.4). Die Gitter der Flüge wurden so abgeflogen, dass sich der Oktokopter immer auf einer Kugeloberfläche mit der Antennenschüssel im Zentrum befand, sodass der Abstand während eines Fluges konstant blieb.

Eine Auftragung der gemessenen Signalstärken bei verschiedenen Positionen des Oktokopters zeigte bereits unmittelbar nach der ersten Messung eine Richtcharakteristik mit leicht vom Zenit nach Nordosten abweichender Hauptkeulenrichtung (vergl. Abb. 7.3).

7.3 Simulation der Richtcharakteristik

Aus den einzelnen Datenpunkten der Messungen soll nun ein komplettes Modell der Verstärkung des Empfängersystems erzeugt werden. Dazu wird zunächst ein Modell der Winkelabhängigkeit der Verstärkung durch die Antennenschüssel benötigt. Zu diesem Zweck wurde eine Simulation mithilfe der Studentenversion des Softwarepaketes GRASP [TIC] durchgeführt.

Dazu wurden der Durchmesser des Reflektors (3,353 m) und die Fokallänge (1,19 m) benötigt. Außerdem war eine Abschätzung notwendig, um welchen Faktor die Verstärkung der Empfangsantenne in Richtung des Antennenschüsselrandes kleiner ist, als in Hauptstrahlrichtung. Eine solche Abschätzung wurde aus der Kalibrationsmessung einer C-Band

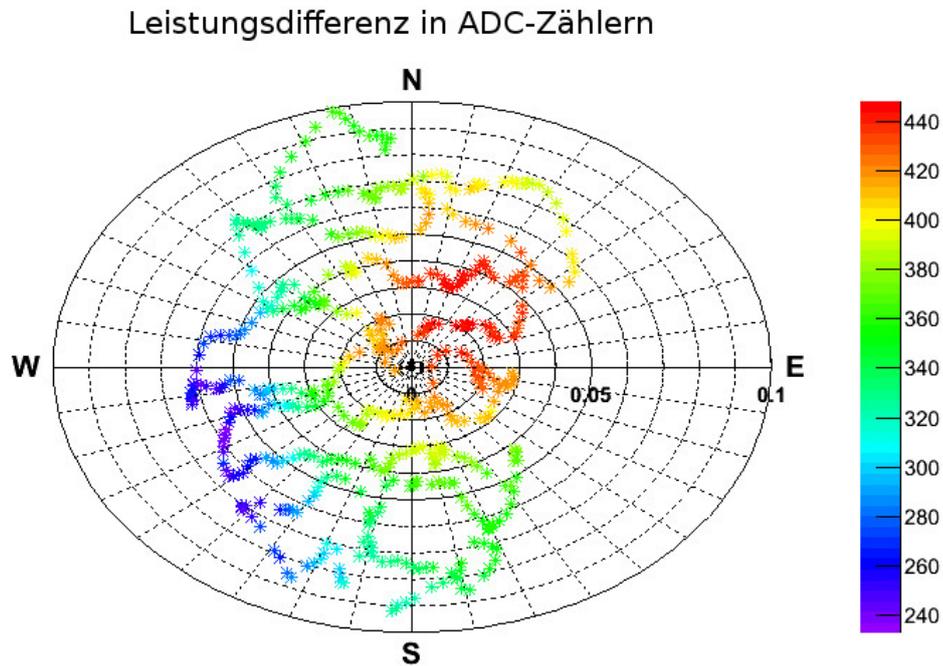


Abbildung 7.3: Differenz der Baselinehöhen vor und während der Signalmessung in dB gegenüber Azimutwinkel und Zenitwinkel in Rad

Yagiantenne, die abgesehen von ihrer Größe identisch zu der verwendeten L-Band Antenne ist, gewonnen. Es ergab sich eine Abschwächung von etwa -12 dB in der E-Ebene und -2 dB in der H-Ebene der Antenne. Da sich die Yagi-Antenne im Experimentaufbau etwa 5 cm entfernt vom Fokuspunkt der Antenne befindet, wurde schließlich auch in der Simulation eine solche Abweichung der Antennenposition eingestellt. Eine Simulation des Einflusses der Haltestangen für das Empfängersystem über der Antennenschüssel auf das Messergebnis war mit der Studentenversion von GRASP hingegen leider nicht möglich.

In Abbildung 7.4 ist eine Skizze der so simulierten Antennenform dargestellt. Die roten Linien über der Antenne zeigen die Richtungen an, für die die Richtcharakteristik des Antennensystems simuliert wurde. Abbildung 7.5 zeigt die so entstandenen Richtdiagramme für die beiden Polarisationssebenen der Yagi-Antenne. Entlang der E-Ebene des Dipols beträgt die Halbwertsbreite der Hauptkeule etwa 5° , entlang der H-Ebene hingegen 4° . Die Verstärkung in Richtung der Hauptkeule durch das Antennensystem beträgt etwa 29,51 dB. Bei den Oktokopterflügen wurde in einem Zenitwinkelbereich von etwa 0° bis $+5^\circ$ gemessen, sodass noch keine Nebenkeulen zu erkennen sind.

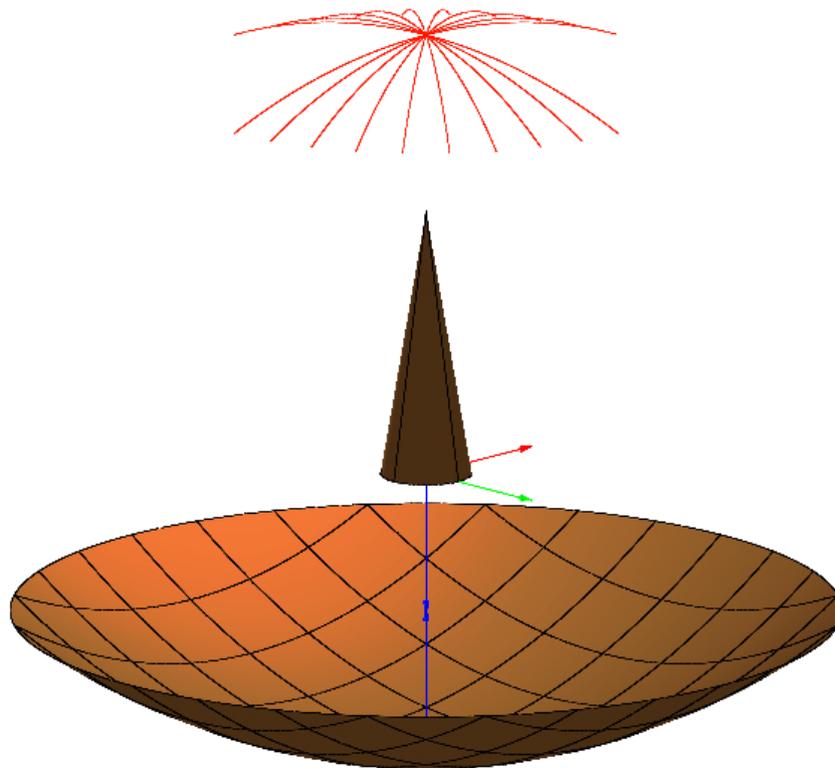


Abbildung 7.4: Skizze der verwendeten Antennenform, die vom Softwarepaket GRASP verwendet wurde. In rot sind die Linien eingezeichnet, entlang derer die richtungsabhängige Verstärkung simuliert wurde.

7.4 Anpassung der Simulation an die Messergebnisse

Um die Messergebnisse mit der Simulation vergleichen zu können, sind noch mehrere Umwandlungsschritte notwendig. Zunächst müssen die ADC-Werte der Datennahme in die vom Leistungsdetektor gemessene Leistung umgerechnet werden. Dazu wurde eine Kalibrationsmessung des Analog-Digital Umsetzers mithilfe eines Sägezahn-Frequenzgenerators durchgeführt und das Ergebnis

$$U \text{ [mV]} = (U \text{ [ADC-Counts]} - (1479 \pm 5) \text{ ADC-Counts}) \cdot (2,5 \pm 0,1) \frac{\text{mV}}{\text{ADC-Counts}} \quad (7.5)$$

verwendet. Die Kalibration des Leistungsdetektors (vgl. A.2.1) ermöglicht nun mit dieser Spannung die gemessene Leistung zu berechnen. Dies geschieht nach der Formel

$$P_R \text{ [dBm]} = ((610 \pm 10) \text{ mV} - U \text{ [mV]}) \cdot 0,04 \frac{\text{dB}}{\text{mV}}. \quad (7.6)$$

Dabei besteht eine zusätzliche Ungenauigkeit durch die Temperaturabhängigkeit und Frequenzabhängigkeit des Leistungsdetektors.

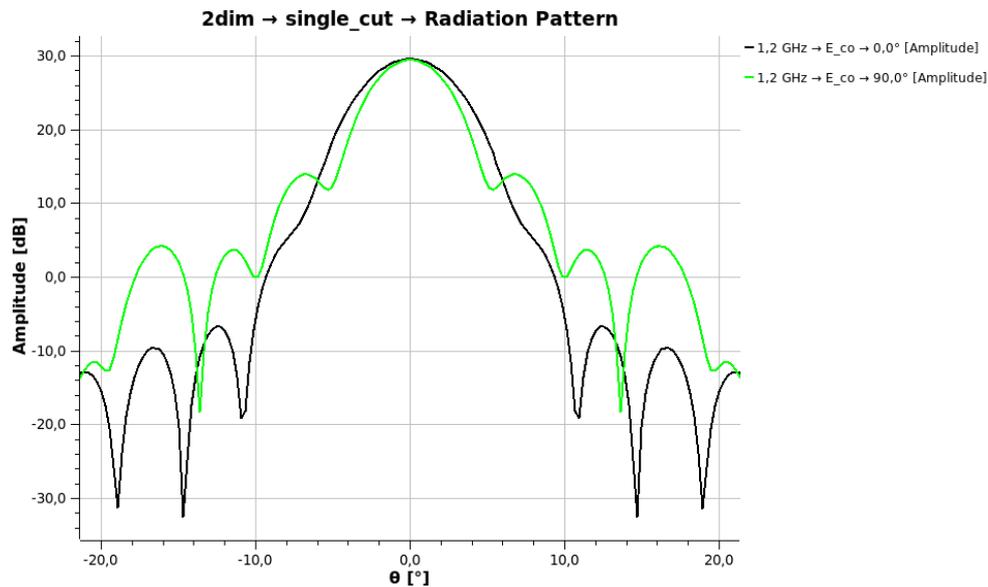


Abbildung 7.5: Richtcharakteristik des Antennensystems simuliert mit GRASP entlang der E-Ebene des Dipols (schwarz) und entlang der H-Ebene (grün).

Dies kann nun mit einer Vorhersage der gemessenen Leistungen aus der Friis-Gleichung (Gl. 7.3) verglichen werden. Die Leistung des Senders konnte dazu direkt mit $P_T = (3,97 \pm 1)$ dBm eingesetzt werden (vgl. Abb. A.1). Da die Sendeantenne zu jedem Zeitpunkt des Oktokopterfluges im Rahmen der Messgenauigkeit senkrecht nach unten zeigte, konnte mithilfe der GPS-Positionen des Oktokopters und der Position der Antennenschüssel der Winkel berechnet werden, in dem das Empfängersystem zur Achse der Sendeantenne stand. Mit diesem Winkel konnte der jeweilige Verstärkungsfaktor des Senders G_T in der Kalibrationsmessung der Sendeantenne abgelesen werden (vergl. Abb. A.2 und A.3). Auch der Abstand d für den Dämpfungsterm in der Friis-Gleichung ließ sich aus den GPS-Daten für jede Oktokopterposition berechnen. Für den Verstärkungsfaktor des Empfängersystems G_R wurde vereinfachend eine rotationssymmetrische Richtcharakteristik um die Hauptkeule angenommen. Sowohl die Richtung der Hauptkeule, als auch der absolute Wert dieser Verstärkung sollten zunächst offen gelassen werden. Es gilt also für die Empfängerverstärkung

$$G_R = G_{\text{Schüssel}}(\phi_{ml}, \theta_{ml}) + G_C. \quad (7.7)$$

Dabei ist $G_{\text{Schüssel}}$ die Verstärkung durch Empfangsantenne und Antennenschüssel, die vom Azimutwinkel³ ϕ_{ml} und Zenitwinkel θ_{ml} der Hauptkeule abhängt und G_C ist der zusätzliche Skalierungsfaktor für die absolute Kalibration.

Mit diesen Werten zusammen konnte nun eine Vorhersage der gemessenen Leistung für

³Der Azimutwinkel wird hier bezüglich Osten und mathematisch positiv orientiert angegeben

jede Position des Oktokopters berechnet (vergl. Gl. 7.8) und für verschiedene Werte von ϕ_{ml} , θ_{ml} und G_C mit der Messung verglichen werden:

$$P_{\text{Vorhersage}} = P_T + G_T + G_R(\phi_{ml}, \theta_{ml}, G_C) + 20 \cdot \log_{10} \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right). \quad (7.8)$$

Nun wurden die Parameter für die Vorhersage gesucht, bei denen die Messergebnisse am besten beschrieben werden. Dazu wurde aus den Abweichungen der Modellvorhersagen zu den Messwerten der Leistung, zusammen mit dem statistischen Fehler dieser Messwerte, ein χ^2 berechnet und der Parameterraum nach der Kombination mit dem geringsten χ^2 durchsucht. Die statistische Unsicherheit für die χ^2 -Berechnung wurde aus einer Fehlerrechnung für die Differenz gewonnen. In diesen Fehler ging einerseits der mögliche Einfluss einer variierenden Temperatur während der Messreihen ein, andererseits wurden zusätzliche statistische Schwankungen abgeschätzt, indem die Variation der Messergebnisse betrachtet wurde, die sich ergab, als der Oktokopter eine längere Zeit auf derselben eingestellten Position im Zenit über der Antenne stand. Da eine Kalibration der Verstärkung in Richtung der Hauptkeule am interessantesten ist, die Simulation von GRASP aber gerade bei großen Winkelabständen zu dieser Richtung am stärksten von der Realität abweicht, wurden für den Fit außerdem nur Messwerte berücksichtigt, bei denen der Oktokopter sich nicht weiter als $1,7^\circ$ Richtung Westen oder Süden befand. Die sich so ergebenden Abweichungen der

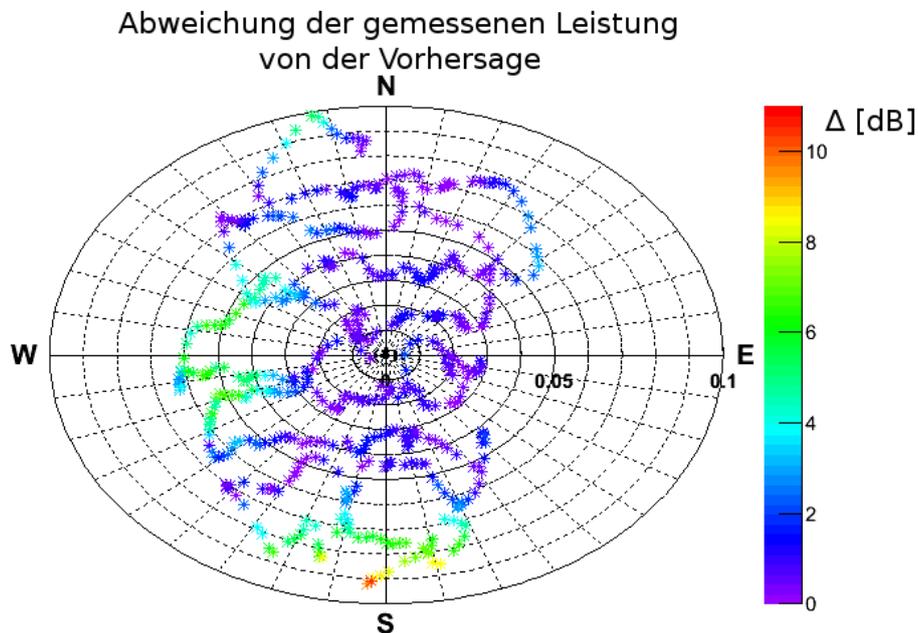


Abbildung 7.6: Abweichung der gemessenen Leistung aller Messpunkte in 100 m Höhe von den vorhergesagten Leistungen beim besten Fitergebnis. Die Abweichungen sind besonders weit entfernt von der Hauptkeule sehr groß. Zenitwinkel sind in Rad angegeben.

Simulation von den Messwerten ist am Beispiel der Messung in 100 m Höhe in Abbildung 7.6 dargestellt. Abbildung 7.7 zeigt den Verlauf der Anpassungsgüte χ^2 bei Variation der Fitparameter für dieselbe Messung (für die Messungen in 100 m und 200 m Höhe siehe A.4 und A.5). Darin wird deutlich, dass die optimalen Parameter in einem klar ausgeprägten Minimum liegen.

Aus den Simulationen mit dem kleinsten χ^2 für alle gemessenen Höhen ließen sich nun die besten Schätzungen für die Parameter der Hauptkeulenrichtung und der Verstärkung in diese Richtung ablesen.

Bei einem korrekten Modell gilt für Anpassungen mit der χ^2 -Methode der Erwartungswert $\langle \frac{\chi^2}{\text{ndf}} \rangle = 1$, wobei ndf die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung ist. Außerdem gilt, dass der Erwartungswert für χ^2 , wenn ein Parameter um eine Standardabweichung von seinem Erwartungswert abweicht, um 1 ansteigt: $\langle \chi^2(\mu + 1\sigma) \rangle = \chi^2_{\min} + 1$ [Cow98]. Dies ermöglicht es, die Ungenauigkeit der Parameter abzuschätzen, indem jeweils 2 der 3 Parameter auf dem Wert des besten Fitergebnisses festgehalten werden, während der dritte Parameter so lange variiert wird, bis das χ^2 um 1 gestiegen ist. Die Ergebnisse dieser Berechnungen befinden sich in Tabelle 7.1.

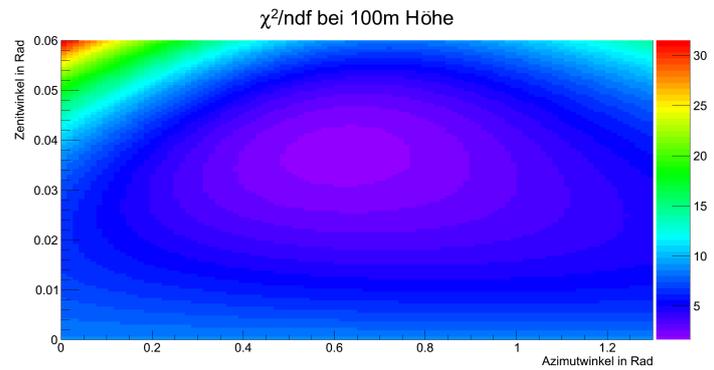
Da die am besten passende Simulation von GRASP als wahre Richtcharakteristik der

Höhe	Azimutwinkel der Hauptkeule [°]	Zenitwinkel der Hauptkeule [°]	G_C [dB]	χ^2/ndf
100 m	$35,52^{+0,74}_{-1,20}$	$2,12^{+0,04}_{-0,05}$	$26,93^{+2,08}_{-2,09}$	447,5/270
150 m	$33,23^{+0,80}_{-1,03}$	$1,78^{+0,05}_{-0,04}$	$25,74^{+2,02}_{-2,01}$	525,0/347
200 m	$34,38^{+0,86}_{-0,74}$	$1,95^{+0,04}_{-0,03}$	$26,73^{+1,94}_{-1,94}$	574,6/424

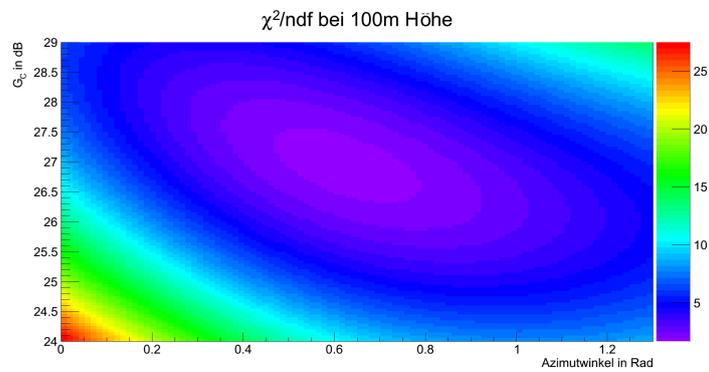
Tabelle 7.1: Fitergebnisse für Azimut- und Zenitwinkel der Hauptkeule, sowie der zusätzliche Verstärkungsfaktor aus Gl. 7.7

Antenschüssel angenommen wurde, praktisch jedoch Abweichungen von der angenommenen Rotationssymmetrie bestehen, sind alle Werte für $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ größer als 1. Zusätzlich zu der statistischen Ungenauigkeit muss außerdem der systematische Fehler der Verstärkung aus der Kalibration berücksichtigt werden, der durch eine Vielzahl von Effekten verursacht wird. Dazu wurden zunächst die Ungenauigkeiten für die Emitterleistung, die Verstärkung der Sendeantenne, die Kennlinie des Analog-Digital-Umsetzers und die Kennlinie des Leistungsdetektors aus den Kalibrationsmessungen der entsprechenden Bauteile entnommen. Zusätzlich wurde die Abweichung der Messwerte des Leistungsdetektors für den monochromatische Sender im Vergleich zu multifrequenten Strahlungsquellen mithilfe der Frequenzabhängigkeit und Signalformabhängigkeit des Leistungsdetektors abgeschätzt⁴. Die

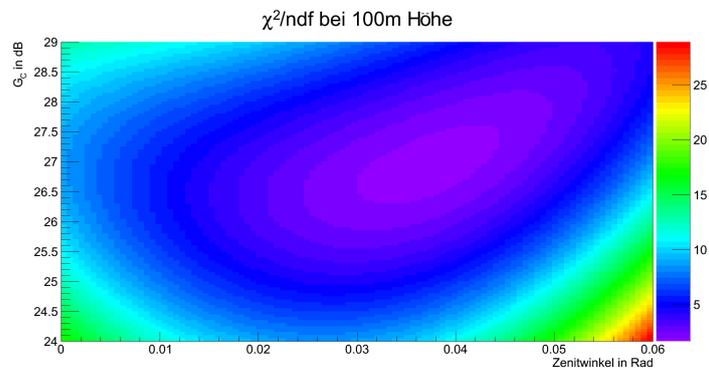
⁴Da das Datenblatt des verwendeten ZX47-60+ keine Information über die Abhängigkeit von der Signalform enthielt, wurde auf die Daten des verbauten Leistungsdetektors AD8318 der Firma Analog Devices zurückgegriffen.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 7.7: Verläufe der Anpassungsgüten χ^2 für verschiedene Parameter bei Messung in 100 m Höhe:

- (a): χ^2 bei $G_C = 26,93$ und variiertem Azimut- und Zenitwinkel
- (b): χ^2 bei Zenitwinkel $2,12^\circ$ und variiertem Azimutwinkel und G_C
- (c): χ^2 bei Azimutwinkel $34,95^\circ$ und variiertem Zenitwinkel und G_C

Temperaturabhängigkeit der verwendeten Bauteile wurde über die Variation der Baseline an mehreren Tagen mit starker tageszeitabhängiger Schwankung eingeschätzt. Die möglichen Polarisationsverluste bei der Messung wurden aus einer Abschätzung des Winkels zwischen Sendeantenne und Empfangsantenne gewonnen und die Ungenauigkeit durch die Simulation mit GRASP wurde aus den Abweichungen aus Simulation und Messergebnissen bestimmt. Außerdem wurde der Fehler bei der vertikalen Positionsbestimmung des Oktokopters mit der GPS-Genauigkeit eingeschätzt. Schließlich wurde für jede Messreihe ein Gesamtfehler dieser Effekte durch Fehlerfortpflanzung bestimmt und als konservative Abschätzung der größte dieser Gesamtfehler als systematische Abweichung für den Verstärkungsfaktor G_C angenommen. Die zusätzlichen Reflexionen des gesendeten Signals am Oktokopter und am Erdboden wurden vernachlässigt. Einer der hier betrachteten systematischen Effekte könnte auch die Abweichung des Verstärkungsfaktors aus der Messung in 150 m Höhe von den Ergebnissen in den anderen Messreihen erklären.

Da die Oktokopterflüge in Höhen zwischen 100 m und 200 m durchgeführt wurden, ist zu erwarten, dass eine gute Verbindung zu den GPS-Satelliten bestand und die Positionierung vergleichsweise genau war. Für die Ausmessung der Position der Antennenschüssel wurde ein DGPS-System verwendet und dadurch ebenfalls eine sehr hohe Genauigkeit erzielt. Mit der Annahme einer Unsicherheit von ± 1 m auf die horizontale Position des Oktokopters relativ zur Antennenschüssel, ergibt sich ein systematischer Fehler für die Richtung der Hauptkeule von $0,83^\circ$. Da die Hauptkeule in allen drei Messreihen in einem sehr engen Winkelbereich gemessen wurde, lässt sich vermuten, dass diese Fehler im Mittel sogar noch kleiner waren.

Aus den Fitergebnissen aller drei Messreihen wurde schließlich ein nach den statistischen Varianzen gewichteter Mittelwert gebildet. Es ergaben sich die Parameter

$$\text{Azimut} = 34,34^\circ \pm 0,51^\circ_{\text{stat}} (*) \quad (7.9)$$

$$\text{Zenit} = 1,95^\circ \pm 0,02^\circ_{\text{stat}} (*) \quad (7.10)$$

$$G_C = (26,45 \pm 0,03_{\text{stat}} \pm 3,79_{\text{sys}}) \text{ dB}. \quad (7.11)$$

$$(7.12)$$

(*) Die Winkelposition der Hauptkeule besitzt insgesamt eine systematischer Abweichung von $0,83^\circ$.

Offensichtlich dominieren die systematischen Fehler die gesamte Unsicherheit der Verstärkung sehr deutlich.

Der Parameter G_C beschreibt den Faktor, um den die Verstärkung durch Empfangsantenne und Antennenschüssel im Empfängersystem modifiziert werden muss, um die gemessene Leistung zu erklären. Dieser Faktor ist durch die Verstärkung des LNA in der Datenkette dominiert (vergl. Kapitel 3.2), beinhaltet aber auch Verluste in den anderen Bauteilen der Datenkette, sowie in den verwendeten Kabeln. Abbildung 7.8 zeigt eine Ausmessung des Frequenzganges der Elektronik im Fokuspunkt der Antennenschüssel. Bei 1,2 GHz be-

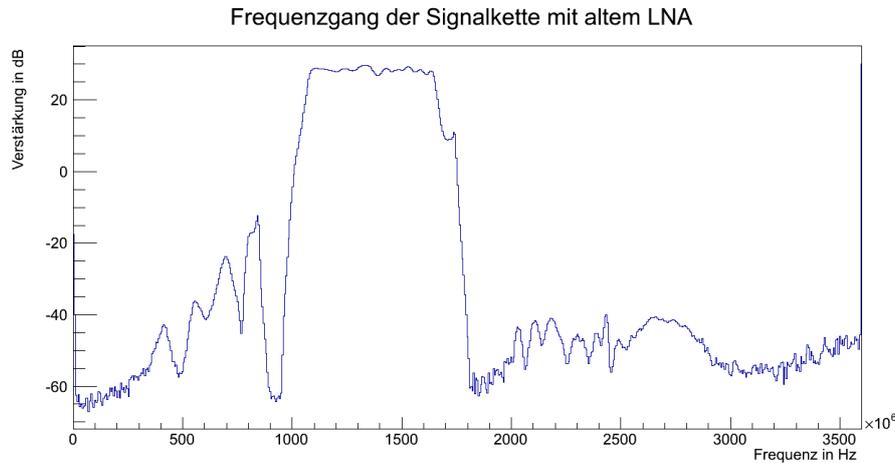


Abbildung 7.8: Frequenzgang der Datenkette aus Bandpassfilter, 2 Kerbfiltern und LNA. Die Verstärkung bei 1,2 GHz beträgt etwa 27,5 dB.

trägt die Verstärkung insgesamt etwa 27,5 dB. Der Faktor G_C lässt sich daher gut mit der Verstärkung der Datenkette und möglicherweise geringen zusätzlichen Verlusten erklären.

7.5 Feldstärkenbestimmung

Da nun die komplette Verstärkungscharakteristik des Empfängersystems bekannt ist, können die ADC-Werte aus der Datennahme in Feldstärken umgerechnet werden. Dazu müssen diese Werte zunächst mit Gleichung 7.5 und 7.6 in eine Leistung umgerechnet werden. Anschließend wird der Verstärkungsfaktor durch die Datenkette G_C von der gemessenen Leistung abgezogen, um die Leistung unmittelbar hinter der Empfangsantenne zu bestimmen. Mithilfe der effektiven Antennenfläche $A_{\text{eff}} = \frac{\lambda^2 G_{\text{Schüssel, lin}}}{4\pi}$ ⁵ kann dann die Intensität am Ort der Schüssel bestimmt werden:

$$I = \frac{P}{A_{\text{eff}}} = \frac{P_{R, \text{lin}}}{\frac{\lambda^2 G_{\text{Schüssel, lin}} \cdot G_C}{4\pi}}. \quad (7.13)$$

Die mittlere Strahlungsintensität I_{avg} hängt schließlich mit der Feldstärke E über die Impedanz der Luft Z_0 zusammen [Bak09]:

$$E = \sqrt{2 \cdot I_{\text{avg}} \cdot Z_0}. \quad (7.14)$$

Mit den Daten aus der Kalibration und unter Berücksichtigung von Polarisationsverlusten ergibt sich daher in Hauptkeulenrichtung für unpolarisierte Signale

$$E \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] = \sqrt{(192_{-112}^{+268} \cdot 10^{-6}) \cdot P_R [\text{mW}]}. \quad (7.15)$$

⁵Der Zusatz „lin“ soll verdeutlichen, dass hier die Verstärkung in linearen (nicht logarithmischen) Einheiten gemeint ist

Der große Fehler ergibt sich dabei aus der großen Ungenauigkeit der kalibrierten Signalkettenverstärkung und der Unsicherheit auf die Verstärkung der Antennenschüssel. Dies wurde schließlich verwendet, um die Ergebnisse aus der Datennahme in Feldstärkenmesswerte umzuwandeln. Abbildung 7.9 zeigt eine so umgerechnete Datenspur. Eine zusätzliche Unge-

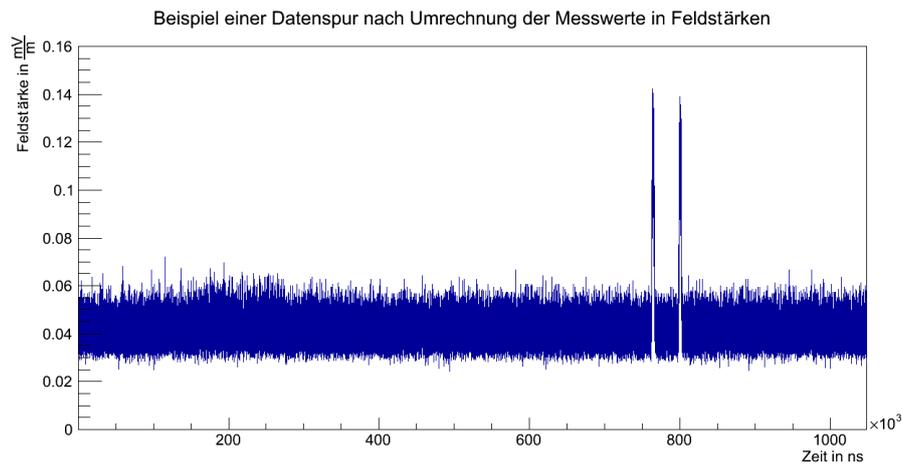


Abbildung 7.9: Beispiel einer Datenspur vom 19.09.2012 nach Umrechnung der ADC-Werte in Feldstärken.

naugigkeit entsteht in diesem Fall dadurch, dass sich die Baseline hier am Rand des linearen Bereiches des Leistungsdetektors befindet. Das Rauschniveau lässt sich daher nicht sinnvoll in eine Feldstärke umrechnen.

Um die Feldstärken von Peaks in solchen Spuren mit Leistungen von isotropen Strahlungsquellen wie molekularer Bremsstrahlung in Verbindung bringen zu können, kann erneut die Friis-Gleichung (Gl. 7.3) verwendet werden. In Abbildung 7.10 ist dargestellt, welche Feldstärke sich am Ort der Antenne für isotrope Strahlungsquellen in Hauptkeulenrichtung ergibt, wenn Abstand und Leistung der Strahler variiert werden (vergl. Abb. 7.10). Für einen Peak mit einer gemessenen Feldstärke von $0,1 \frac{\text{mV}}{\text{m}}$ ist bei isotroper Abstrahlung in einem Abstand von 100 m demnach beispielsweise eine Strahlungsleistung von mindestens etwa -30 dBm erforderlich.

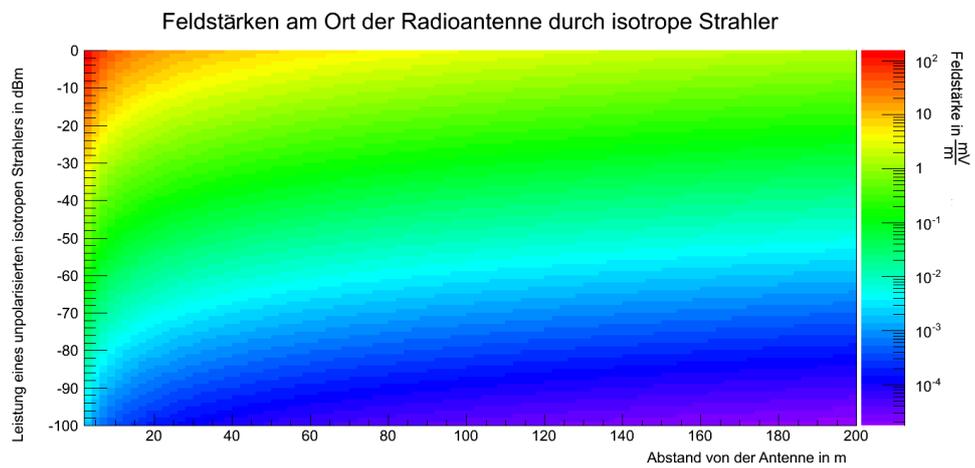


Abbildung 7.10: Feldstärken eines isotropen Strahlers in $\frac{\text{mV}}{\text{m}}$ abhängig von der abgestrahlten Leistung und dem Abstand des Senders zur Radioantenne.

Kapitel 8

Signalsuche

Im Gegensatz zu den verschiedenen kurzzeitigen Störungen ist für die gesuchten Radiosignale zu erwarten, dass sie

1. nur eine Zeitspanne von wenigen Nanosekunden besitzen und
2. immer in ähnlichem zeitlichen Abstand relativ zum S19-Triggersignal auftreten (vgl. Kap. 6.1).

Dies ermöglicht eine systematische Suche nach Signalen in den aufgenommenen Datenspurten. Da vermutlich nicht jeder Luftschauer, der ein Triggersignal für CROME erzeugt, zu einem messbaren Signal führt, ist eine Vorselektion geeigneter Luftschauer erforderlich.

Der bisherige Ansatz der Signalsuche mit Luftschauern, deren Schauerachse das Sichtfeld der Antenne geschnitten haben, konnte keine eindeutigen Kandidaten für molekulare Bremsstrahlung finden [Mat11]. Um die Analyse weiter zu verbessern, wurden die von KASCADE-Grande zur Verfügung gestellten rekonstruierten Informationen von gemessenen Luftschauern für die gesamte Laufzeit der Datennahme zwischen Februar 2012 und November 2012 durchsucht. Zeiträume zu denen die Radioantenne keine verwendbaren Daten genommen hat, wurden dabei ausgeschlossen. Schließlich wurden alle Schauer selektiert, die die folgenden Kriterien erfüllen und somit besonders gut für die Beobachtung eines Signals in Frage kommen:

1. Schauerenergie $\geq 10^{17}$ eV
2. Auftreffpunkt der Schauerachse auf dem Boden zwischen 75 m und 150 m entfernt von der Radioantenne
3. Zenitwinkel $\leq 10^\circ$
4. Die Schauerachse geht durch die Hauptkeule der Antennenschüssel.

Mit ähnlichen Schnitten konnten bei Messungen im C-Band erfolgreich Radiosignale von ausgedehnten Luftschauern gemessen werden [Smia] [Smib]. Um den 4. Punkt zu erfüllen wurde die Schauerachse als Gerade angenommen und nach einem Schnittpunkt mit einem in Hauptkeulenrichtung geneigten Kegel in maximal 10 km Höhe gesucht. Als Öffnungswinkel des Kegels wurde die Halbwertsbreite der Hauptkeule benutzt. Diese strengen Schnitte

ergaben eine Auswahl von 9 Signalkandidaten.

Nun wurden die Spuren dieser ausgewählten Ereignisse mit den in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten Algorithmen von monofrequenten Peaks und kurzzeitigen Störungen bereinigt. Anschließend wurde wie in Kapitel 6 beschrieben für jedes Ereignis der Zeitpunkt des Triggersignals von Station 19 bestimmt. Da die Datennahme der Radiospuren und der Triggersignale komplett synchron verlaufen, gibt dieser Zeitpunkt ebenfalls an, welches Bin der Radiodaten dem Zeitpunkt des S19-Triggers entspricht. Nun wurde aus jeder Spur ein breiter Bereich von $20\ \mu\text{s}$ um diesen Triggerzeitpunkt ausgewählt, indem sich ein potentielles Signal befinden sollte. Von diesen gleich großen Bereichen wurde schließlich für jedes Bin ein Mittelwert der Messwerte aller beteiligten Spuren gebildet. Dabei wurden Bereiche, die als Kurzzeitstörungen identifiziert wurden, aus der Mittelung ausgeschlossen. Sollten sich schwache Signalanteile in den so selektierten Spuren befinden, so könnten sich diese bei der Überlagerung verstärken, während das statistisch zufällig verteilte Rauschen durch die Mittelung kleiner wird.

Abbildung 8.1 zeigt die so entstandene Überlagerung der Spuren.

Eine Analyse der Signallaufzeiten aller Experimentkomponenten hat ergeben, dass Signale

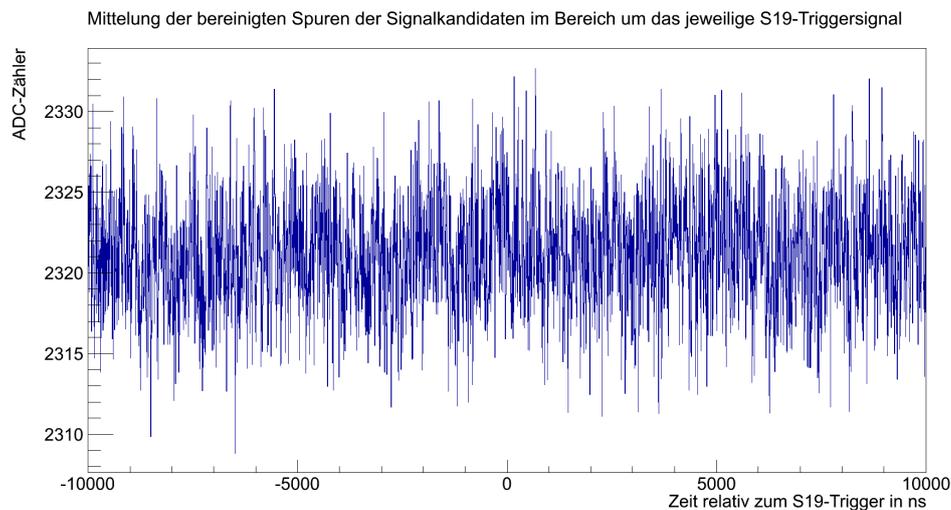


Abbildung 8.1: Mittelwert aus den gereinigten Spuren der 9 Signalkandidaten. Aufgetragen ist die mittlere Signalstärke gegenüber der Zeit relativ zum jeweiligen Eintreffen des Triggersignals von Station 19.

von ausgedehnten Luftschauern etwa $0 - 5\ \mu\text{s}$ vor dem Eintreffen des S19-Triggersignals erwartet werden [Mat11]. In diesem Bereich ist kein deutlicher Signalpeak zu erkennen.

Um das Signalfenster genauer zu untersuchen, wurde zusätzlich für jedes Bin das quadratische Mittel (RMS) der Abweichungen aller einzelnen Spuren von dem Mittelwert aus

Abbildung 8.1 berechnet. Auch hierbei wurden Stellen, die als Kurzzeitstörungen identifiziert wurden, für die Berechnung ausgeschlossen. In Abbildung 8.2 sind die so bestimmten

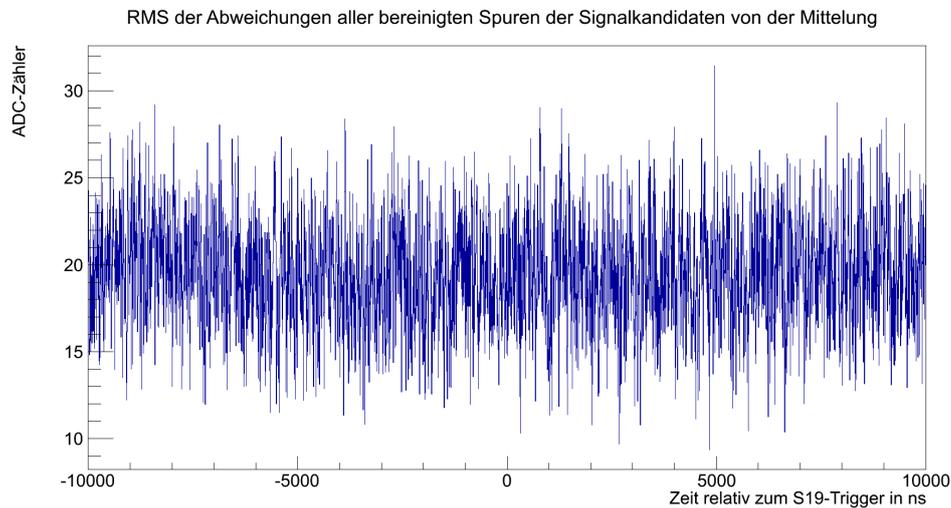


Abbildung 8.2: Quadratisches Mittel (RMS) der Abweichungen aller Signalkandidaten von dem Mittelwert aus Abb.8.1.

Abweichungen dargestellt. Auch hier zeigt sich keine signifikante Auffälligkeit im Signalfenster.

Schließlich wurden einige der Schnitte verändert um eine größere Statistik für die Signalsuche zu erhalten. Auch hierbei konnte jedoch kein Signal gefunden werden.

Insgesamt lässt sich also sagen, dass auch mit einer systematischen Selektion auf Ereignisse, bei denen eine Emission entlang eines Cherenkovkegels die Antenne erreichen könnte, keine mit Luftschauern in Verbindung stehenden Radiosignale identifiziert werden konnten. Deshalb ist zu vermuten, dass für eine Detektion von ausgedehnten Luftschauern mit einer Radioantenne im L-Band eine weitere Optimierung der Hardware erforderlich ist.

Da für die C-Band Antennen von CROME noch keine absolute Kalibration vorliegt, kann bislang kein Vergleich der dort gemessenen Signalstärken mit der Sensitivität der L-Band Antenne vorgenommen werden. Allerdings scheinen bisher alle Ergebnisse dort mit den Erwartungen durch Simulationen von GHz-Emissionen aufgrund von geomagnetischen Effekten (vgl. 2.1.7) überein zu stimmen [Smia] [Smib].

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Verlauf der Arbeit wurden mehrere Verfahren vorgestellt, mit denen die Datenqualität der L-Band Radioantenne von CROME deutlich verbessert werden kann. Dazu wurde ein Algorithmus entwickelt und optimiert, der in den Datenspuren automatisch nach Störungen sucht. Es zeigte sich, dass nur etwa 6% der Daten von solchen Störungen erfasst sind, sodass kein zu großer Datenverlust entsteht, wenn die entsprechenden Bereiche als Detektortotzeit definiert werden. Der zeitliche Verlauf der mit Störungen behafteten Datenmenge zeigte zudem, dass hauptsächlich zwischen 7 Uhr morgens und 23 Uhr nachts Störungen auftreten. Dies bestärkt den Verdacht, dass es sich größtenteils um Funksignale von Flugzeugen handelt.

Außerdem konnte gezeigt werden, dass in den Spuren einige monofrequente Störsignale auftreten. Der Einfluss dieser Störungen lässt sich am besten unterdrücken, indem gezielt die entsprechenden Frequenzbereiche in den Fourier-Transformierten der Spuren auf einen geeigneten Mittelwert gesetzt werden. Besonders starken Einfluss hatte hier eine Störquelle mit einer Frequenz von 20,46 MHz. Als mögliche Ursache wurde eine GPS-Uhr, die über eine gemeinsame Masse mit der Datennahme verbunden ist und genau die halbe Frequenz verwendet, diskutiert. Eine noch stärkere Schwingung mit einer Frequenz von 100 MHz konnte einem Oszillator in der Datenkette zugewiesen werden.

Eine Untersuchung der aufgenommenen Triggersignale zeigte zudem, dass zwischen den Kanälen des Analog-Digital Umsetzers in der Datennahme ein Cross-Talk stattfindet, der für invertierte Verläufe der Baselines von Radiospuren und Triggersignalen sorgt. Da dieses Problem dem Hersteller der ADC-Karte allerdings nicht bekannt war, bleibt die genaue Herkunft des Cross-Talks jedoch unklar.

Um aus der Datenausgabe des Analog-Digital Umsetzers nicht nur relative Leistungsinformationen ziehen zu können, wurde eine absolute Kalibration des Empfängersystems durchgeführt. Damit ist es möglich geworden, aus den Messwerten Rückschlüsse über die gemessenen Feldstärken zu ziehen und somit die Sensitivität der Antenne zu beurteilen.

Die Zeitinformation der Triggersignale wurde schließlich verwendet, um mit den bereinigten Spuren nach einem Signal zu suchen. Dazu wurden mithilfe der Rekonstruktion von KASCADE-Grande solche Ereignisse selektiert, für die ein signifikantes Signal in der Messapparatur in Frage kommt. Anschließend wurde ein Mittelwert für diese Spuren gebildet, wobei die unterschiedlichen Zeitpunkte des Triggersignals durch eine Verschiebung ausgeglichen wurden. Bei einer Untersuchung des Bereiches, in dem Signale von ausgedehnten

Luftschauern erwartet werden, konnte jedoch kein deutlicher Signalpeak gefunden werden.

Insgesamt zeigte sich jedoch, dass durch eine gute Datenanalyse sowohl die Qualität der Daten im Nachhinein verbessert werden kann, als auch Probleme und Verbesserungsmöglichkeiten in der Hardware gefunden werden können. Dies ermöglicht es, gezielt Verbesserungen am Experimentaufbau vorzunehmen. Da in den Daten bislang kein eindeutiges Signal gefunden werden konnte, ist vermutlich eine weitere Vergrößerung der Signalverstärkung, oder eine Verringerung des Rauschens in den Spuren notwendig. Ein erster Schritt dazu könnte es sein, den in Kapitel 3.2 erwähnten neueren LNA zusammen mit stärkeren Filtern in die Datenkette einzubauen. Auch ein Filter, der gezielt Funksignale von Flugzeugen entfernt, könnte die Datenqualität stark verbessern.

Aufgrund des Abbaus von KASCADE-Grande konnte seit dem 05.11.2012 kein Triggersignal mehr zur Verfügung gestellt werden. Daher könnte eine solche weitere Optimierung der Hardware also erfolgen, wenn das Experiment in Zukunft mit anderen Triggerinformationen fortgesetzt wird.

Anhang A

Anhang

A.1 Limesbildung für die analytische Gauss-Rayleigh Faltung

Um die Signalstärkenverteilungen zu untersuchen wurde ein Fit mit einer Faltung aus einer Gaussfunktion und einer Rayleighverteilung durchgeführt. Da es sich als sehr rechenzeitaufwendig erwies diese Faltung durch einen Monte-Carlo Algorithmus für jeden Iterationsschritt des Fits zu erzeugen, wurde eine analytische Lösung gesucht. Mit Hilfe eines Online-Integrators [Wol] konnte eine analytische Lösung für das unbestimmte Integral gefunden werden:

$$G(x) = A \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}, \quad (\text{A.1})$$

$$R(x) = \begin{cases} \frac{x}{c^2} e^{-\frac{x^2}{2c^2}}, & x > 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}, \quad (\text{A.2})$$

$$\begin{aligned} (G * R)(y) &= A \int_0^\infty R(x)G(y-x) dx & (\text{A.3}) \\ &= -\frac{A}{c^2} \left(c^2 \exp\left(-\frac{\frac{x^2(\sigma^2+c^2)}{c^2} + 2x(\mu-y) + (\mu-y)^2}{2\sigma^2}\right) \right. \\ &\quad \left. \left(\sqrt{2\pi}c(\mu-y) \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma^2x + \mu c^2 + c^2(x-y)}{\sqrt{2}\sigma c \sqrt{\sigma^2 + c^2}}\right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \exp\left(\frac{(\sigma^2x + \mu c^2 + c^2(x-y))^2}{2\sigma^2 c^2 (\sigma^2 + c^2)}\right) + 2\sigma\sqrt{\sigma^2 + c^2} \right) \right) \frac{1}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}} \Big|_0^\infty. \end{aligned}$$

Damit mussten nur noch die beiden Grenzen der Integration eingesetzt werden. Für die Obergrenze ergab sich

$$\begin{aligned}
 \lim_{x \rightarrow \infty} A \int R(x)G(y-x) dx &= \lim_{x \rightarrow \infty} -\frac{A}{c^2} \left(c^2 \exp\left(-\frac{x^2(\sigma^2+c^2)}{c^2} + 2x(\mu-y) + (\mu-y)^2\right) \right. & (A.4) \\
 &\quad \left. \left(\sqrt{2\pi}c(\mu-y) \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma^2x + \mu c^2 + c^2(x-y)}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \exp\left(\frac{(\sigma^2x + \mu c^2 + c^2(x-y))^2}{2\sigma^2c^2(\sigma^2+c^2)}\right) + 2\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2} \right) \right) \frac{1}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \\
 &= \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{-A}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \\
 &\quad \underbrace{\exp\left(\frac{-x^2(\sigma^2+c^2) - 2xc^2(\mu-y) - c^2(\mu-y)^2}{2\sigma^2c^2}\right)}_{\rightarrow 0} 2\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2} \\
 &\quad + \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{-Ac(\mu-y)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \underbrace{\operatorname{erf}\left(\frac{(\sigma^2+c^2)x + (\mu-y)c^2}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right)}_{\rightarrow 1} \\
 &\quad \exp\left(\frac{-(\sigma^2+c^2)^2x^2 + \sigma^4x^2 + 2\sigma^2c^2x^2 + c^4x^2}{2\sigma^2c^2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &\quad + \underbrace{\frac{-2(\mu-y)(\sigma^2+c^2)x - 2yc^2x + 2\sigma^2\mu x - 2\sigma^2yx + 2\mu c^2x}{2\sigma^2(\sigma^2+c^2)}}_{=0} \\
 &\quad + \frac{-(\sigma^2+c^2)(\mu-y)^2 + \mu^2c^2 - y^2c^2 - 2\mu yc^2}{2\sigma^2(\sigma^2+c^2)} \\
 &= \frac{-Ac(\mu-y)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{-\sigma^2y^2 + 2^2\mu y - \sigma^2\mu^2}{2\sigma^2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &= \frac{Ac(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right).
 \end{aligned}$$

Für die Untergrenze ergab sich hingegen

$$\begin{aligned}
 \lim_{x \rightarrow 0} A \int R(x)G(y-x) dx &= \lim_{x \rightarrow 0} -\frac{A}{c^2} \left(c^2 \exp\left(-\frac{x^2(\sigma^2+c^2)}{c^2} + \frac{2x(\mu-y) + (\mu-y)^2}{2\sigma^2}\right) \right. \\
 &\quad \left(\sqrt{2\pi}c(\mu-y) \operatorname{erf}\left(\frac{\sigma^2x + \sqrt{2\pi}c^2(x-y)}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \right. \\
 &\quad \left. \left. \exp\left(\frac{(\sigma^2x + \mu c^2 + c^2(x-y))^2}{2\sigma^2c^2(\sigma^2+c^2)}\right) + 2\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2} \right) \right) \frac{1}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \\
 &= \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{-A}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \\
 &\quad \exp\left(\frac{-x^2(\sigma^2+c^2) - 2xc^2(\mu-y) - c^2(\mu-y)^2}{2\sigma^2c^2}\right) 2\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2} \\
 &\quad + \lim_{x \rightarrow 0} \frac{-Ac(\mu-y)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \operatorname{erf}\left(\frac{(\sigma^2+c^2)x + (\mu-y)c^2}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &= \frac{-A}{2\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \\
 &\quad \exp\left(\frac{-c^2(\mu-y)^2}{2\sigma^2c^2}\right) 2\sigma\sqrt{\sigma^2+c^2} \\
 &\quad + \frac{-Ac(\mu-y)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \operatorname{erf}\left(\frac{(\mu-y)c^2}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &= \frac{-A\sigma}{\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)} \exp\left(\frac{-(\mu-y)^2}{2\sigma^2}\right) \\
 &\quad + \frac{Ac(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \operatorname{erf}\left(\frac{(\mu-y)c}{\sqrt{2\sigma}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right).
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

Damit lässt sich schließlich die analytische Faltungsfunktion bestimmen:

$$\begin{aligned}
 (G * R)(y) &= \frac{Ac(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &\quad + \frac{A\sigma}{\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)} \exp\left(\frac{-(\mu-y)^2}{2\sigma^2}\right) \\
 &\quad - \frac{Ac(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \operatorname{erf}\left(\frac{(\mu-y)c^2}{\sqrt{2\sigma c}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \exp\left(\frac{-(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right). \\
 &= A \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{(y-\mu)c}{\sqrt{2\sigma}\sqrt{\sigma^2+c^2}}\right) \right) \frac{c(y-\mu)}{2(\sigma^2+c^2)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{(y-\mu)^2}{2(\sigma^2+c^2)}\right) \\
 &\quad + \frac{A\sigma}{\sqrt{2\pi}(\sigma^2+c^2)} \exp\left(\frac{-(\mu-y)^2}{2\sigma^2}\right).
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

A.2 Datenblätter

A.2.1 PD

Coaxial Power Detector

50Ω, -60dBm to +5dBm, 10 to 8000 MHz

Maximum Ratings

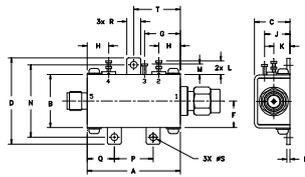
Operating Temperature	-40°C to 85°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Power:	
Max. voltage	5.7V
Max. current	120mA
Internal Power Dissipation	0.73W
Input Power	+15dBm

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

Coaxial Connections

RF IN	1
DC OUT	5
Vcc (+5V)	2
TEMPERATURE SENSOR	4
GROUND	3

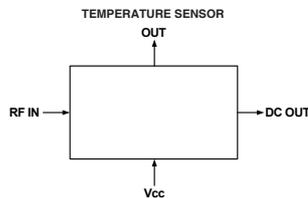
Outline Drawing



Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G	H	J	K
1.20	.69	.46	1.12	.04	.34	.46	.28	.33	.21
30.5	17.5	11.6	28.4	1.0	8.7	11.7	7.1	8.3	5.3
L	M	N	P	Q	R	S	T	wt.	
.18	.14	.94	.50	.35	.18	.106	.60	grams	
4.5	3.5	23.8	12.7	8.9	4.6	2.3	15.2	31.8	

Simplified Functional Diagram



Features

- Low Noise DC Output for ZX47-60LN+, 20mVp-p Typ. @ 10MHz
- High Dynamic Range
- Wide Bandwidth
- Single Supply Voltage: +5V
- Stability Over Temperature
- Built-in Temperature Sensor
- Protected by US patent 6,790,049

Applications

- RF/IF Power Measurements
- Low Cost Power Monitoring System
- RF Leakage Monitors
- Fast feedback Levelling Circuits
- RF Power Control
- Receiver RF/IF Gain Control
- RSSI measurements

ZX47-60+ ZX47-60LN+



CASE STYLE: HN1173

Connectors	Model	Price	Qty.
SMA	ZX47-60-S+	\$89.95 ea.	(1-9)
SMA	ZX47-60LN-S+	\$89.95 ea.	(1-9)

+ RoHS compliant in accordance with EU Directive (2002/95/EC)

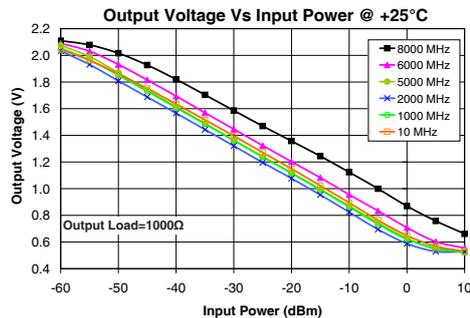
The +Suffix has been added in order to identify RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications.

Electrical Specifications (T_{AMB} = 25°C)

FREQ. (MHz)	DYNAMIC RANGE AT ±1dB ERROR (dBm)	OUTPUT VOLT. RANGE (V)	SLOPE (mV/dB) (Note 1)	VSWR (-1)	PULSE RESPONSE TIME (nSec) Typ.		TEMP. SENSOR OUTPUT SLOPE (mV/°C) (Note 2)	DC OPERATING POWER				
					Typ.	Typ.		Min.	Typ.	Max.	Typ.	
Min.	Max.	Typ.	Typ.	Typ.	Typ.	ZX47-60+ Rise Fall	ZX47-60LN+ Rise Fall	Typ.	Min.	Typ.	Max.	Typ.
10	1000	-55 to 0		1.1								
1000	5000	-60 to -5		1.8								
5000	6000	-55 to +5	0.50 - 2.10	-25		400 10	800 400	2.00	4.5	5.0	5.5	100
6000	8000	-50 to +5		1.7								
				1.4								

Notes:

- The negative slope indicates that Output Voltage decreases as Input Power increases. See "Output Voltage vs Input Power" graph below.
- Temperature sensor output provides a DC Output Voltage which increases linearly with temperature rise. Recommended minimum load for this port is 2 kΩ.
- Recommended minimum load at DC out port is 100 Ω. See maximum ratings for no damage.



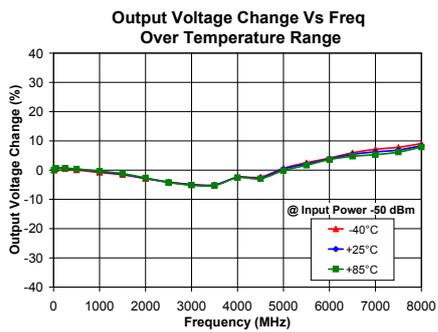
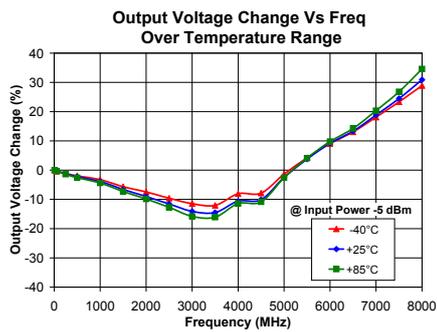
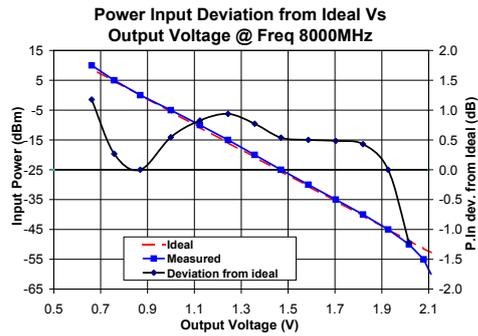
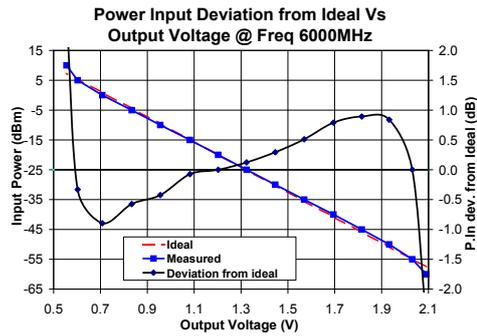
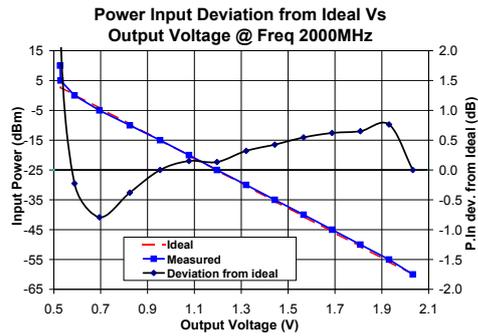
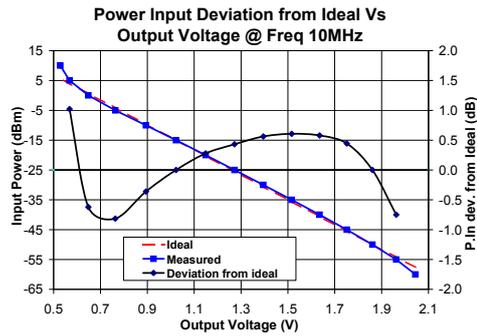
Mini-Circuits®

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED
IR/RF MICROWAVE COMPONENTS
For detailed performance specs & shipping online see web site
REV. B M117976 ZX47-60+ ZX47-60LN+ EDR-7797U EDR-7797/2RE URJ/RAV 100895 Page 1 of 4

Performance Curves

ZX47-60+
ZX47-60LN+



ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

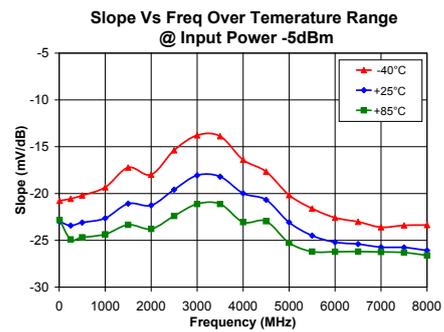
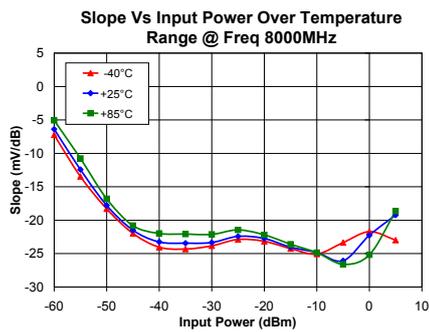
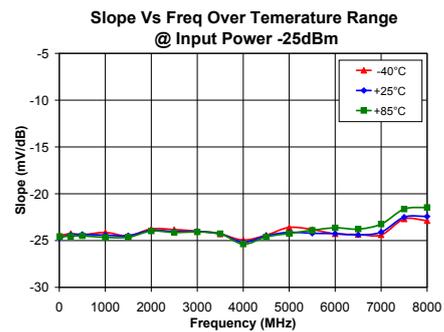
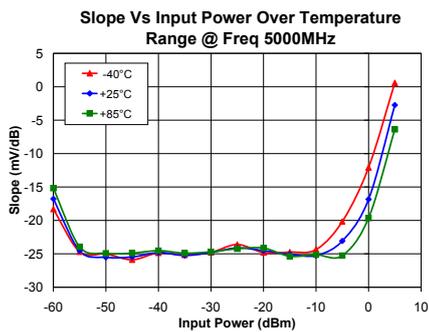
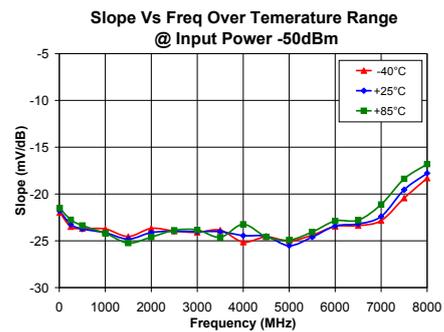
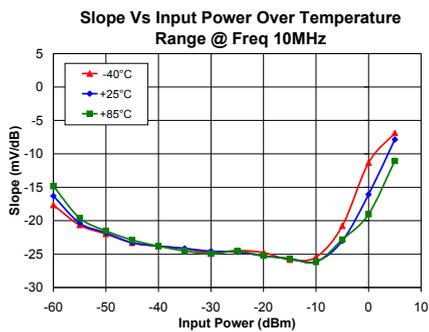
IFIRF MICROWAVE COMPONENTS

For detailed performance specs & shopping online see web site

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuits' applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

ZX47-60+
ZX47-60LN+

Performance Curves



ISO 9001 ISO 14001 AS 9100 CERTIFIED

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

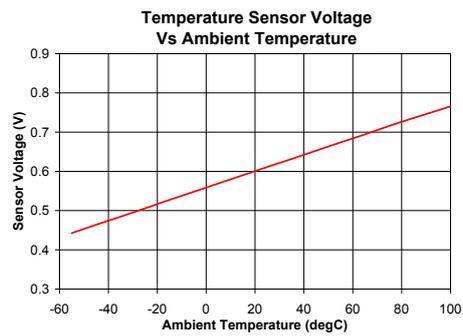
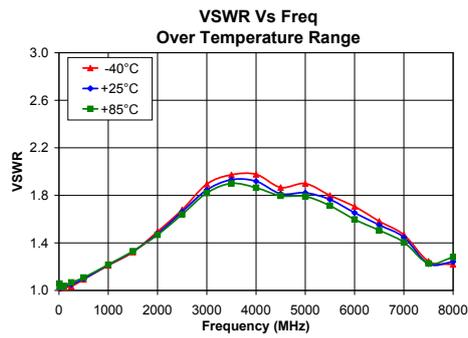
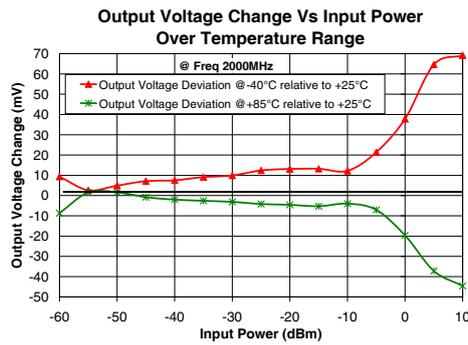
IR/RF MICROWAVE COMPONENTS

For detailed performance specs & shopping online see web site

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuit's standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuit's website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

Performance Curves

ZX47-60+
ZX47-60LN+



For detailed performance specs & shopping online see web site

P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

IRFIR MICROWAVE COMPONENTS

Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuits' applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"); Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/MCLStore/terms.jsp.

A.2.2 LNA

Coaxial Low Noise Amplifier

ZHL-1217MLN

50Ω 1200 to 1700 MHz

Features

- very low noise figure, 1.5 dB max.
- wideband, 1200 to 1700 MHz
- high dynamic range

Applications

- GPS
- Mar sat
- Communication systems



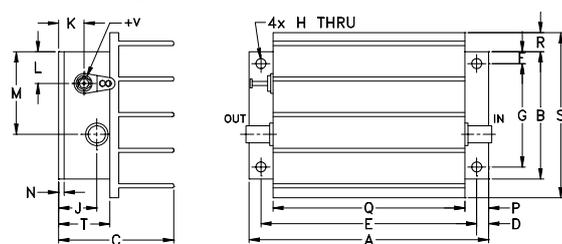
Connectors	Model	Case Style: S32 Price	Qty.
SMA	ZHL-1217MLN	\$295.00 ea.	(1-9)

Electrical Specifications

Parameter	Frequency (MHz)	Min.	Typ.	Max.	Units
Frequency Range		1200		1700	MHz
Noise Figure	1200-1700	—	—	1.5	dB
Gain	1200-1700	30	—	—	dB
Gain Flatness	1200-1700	—	—	±1.0	dB
Output Power at 1dB compression	1200-1700	—	+20	—	dBm
Output third order intercept point	1200-1700	—	+34	—	dBm
Input VSWR	1200-1700	—	—	2.5	:1
Output VSWR	1200-1700	—	—	2.5	:1
DC Supply Voltage		—	15	—	V
Supply Current		—	—	300	mA

Noise Figure specified at room temperature, increases to 2.3 dB max. at +65°C
 Open load is not recommended, potentially can cause damage.
 With no load derate max input power by 20 dB

Outline Drawing



Maximum Ratings

Parameter	Ratings
Operating Temperature	-20°C to 65°C
Storage Temperature	-55°C to 100°C
DC Voltage	17V
Input RF Power (no damage)	0 dBm

Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded.

Outline Dimensions (inch/mm)

A	B	C	D	E	F	G	H	J	K	L	M	N	P	Q	R	S	T	wt
3.75	2.00	1.80	.19	3.375	.19	1.625	.144	.50	.40	.50	1.30	.10	.38	3.00	.30	2.60	.80	grams
95.25	50.80	45.72	4.83	85.73	4.83	41.28	3.66	12.70	10.16	12.70	33.02	2.54	9.65	76.20	7.62	66.04	20.32	220.0



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

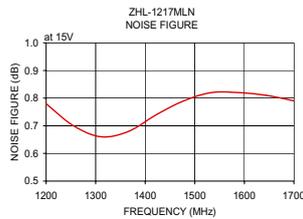
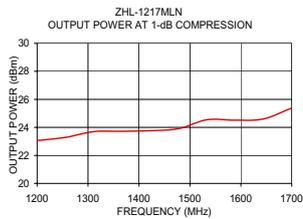
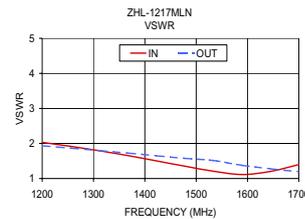
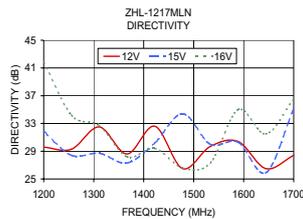
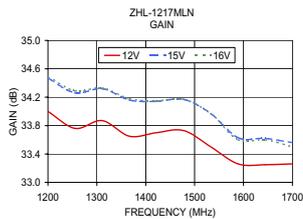
Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuits' applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuits' standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuits' website at www.minicircuits.com/WCLStore/terms.jsp.

REV. B
M98096
ZHL-1217MLN
100128
Page 1 of 2

Typical Performance Data/Curves

ZHL-1217MLN

FREQUENCY (MHz)	GAIN (dB)			DIRECTIVITY (dB)			VSWR (-1)		NOISE FIGURE (dB)	POUT at 1 dB COMPR. (dBm)
	12V	15V	16V	12V	15V	16V	IN	OUT		
1200.00	34.00	34.47	34.49	29.60	31.90	41.90	2.03	1.93	0.78	23.06
1255.50	33.76	34.26	34.29	29.30	28.40	34.20	1.92	1.87	0.70	23.28
1311.10	33.87	34.32	34.33	32.50	28.70	32.70	1.79	1.80	0.66	23.70
1366.70	33.65	34.16	34.18	28.60	27.30	28.20	1.66	1.73	0.68	23.72
1422.20	33.70	34.14	34.15	32.60	30.20	29.40	1.50	1.65	0.74	23.76
1477.80	33.73	34.17	34.17	26.50	34.40	26.60	1.35	1.57	0.79	23.91
1533.30	33.50	33.97	33.97	29.70	30.00	27.30	1.21	1.52	0.82	24.55
1588.90	33.26	33.63	33.60	30.40	30.30	35.00	1.11	1.37	0.82	24.51
1644.40	33.25	33.62	33.60	28.50	25.90	31.50	1.20	1.28	0.81	24.60
1700.00	33.28	33.56	33.50	28.40	35.10	36.50	1.39	1.20	0.79	25.38



P.O. Box 350166, Brooklyn, New York 11235-0003 (718) 934-4500 Fax (718) 332-4661 The Design Engineers Search Engine [minicircuits.com](http://www.minicircuits.com) Provides ACTUAL Data Instantly at minicircuits.com

IF/RF MICROWAVE COMPONENTS
 Notes: 1. Performance and quality attributes and conditions not expressly stated in this specification sheet are intended to be excluded and do not form a part of this specification sheet. 2. Electrical specifications and performance data contained herein are based on Mini-Circuit's applicable established test performance criteria and measurement instructions. 3. The parts covered by this specification sheet are subject to Mini-Circuit's standard limited warranty and terms and conditions (collectively, "Standard Terms"). Purchasers of this part are entitled to the rights and benefits contained therein. For a full statement of the Standard Terms and the exclusive rights and remedies thereunder, please visit Mini-Circuit's website at www.minicircuits.com/MCStore/terms.jsp.

A.3 Kalibrationsmessung des Oszillators

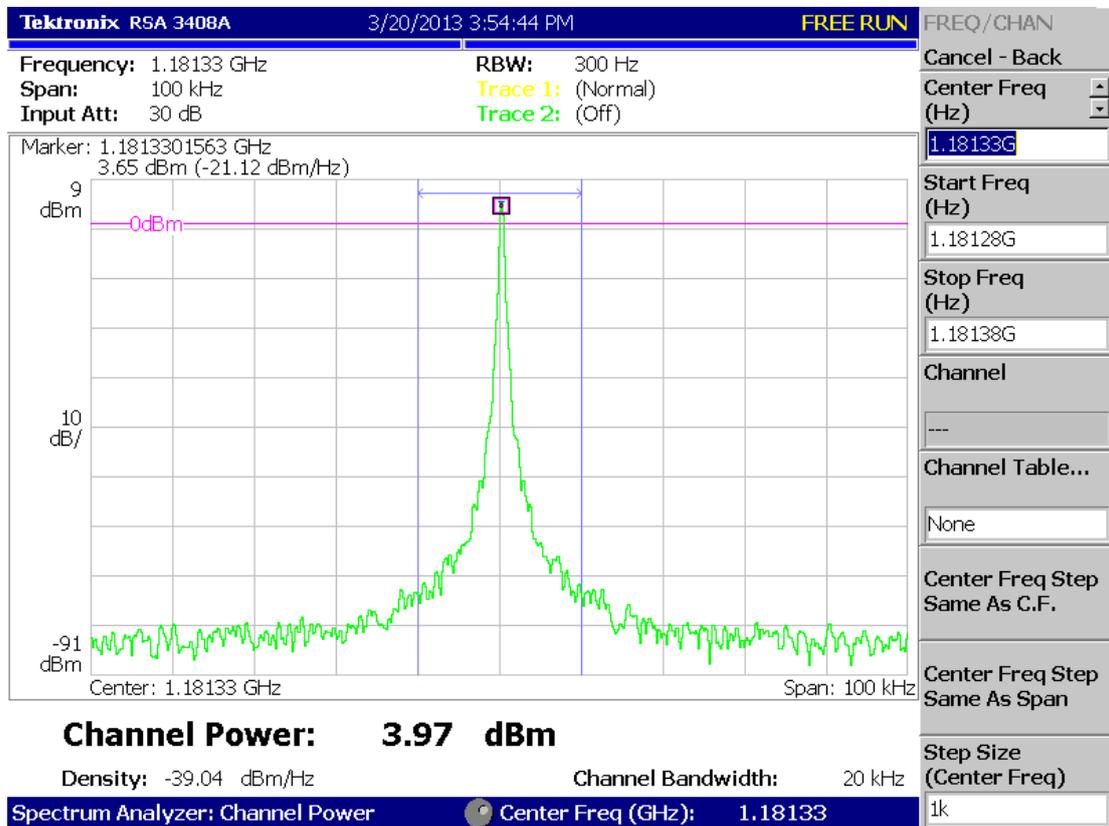


Abbildung A.1: Kalibrationsmessung des für die Kalibration verwendeten Oszillators.

A.4 Kalibrationsmessung der Sendeantenne

A.4.1 H-Ebene

Richtcharakteristik der Sendeantenne in dB (H-Ebene)

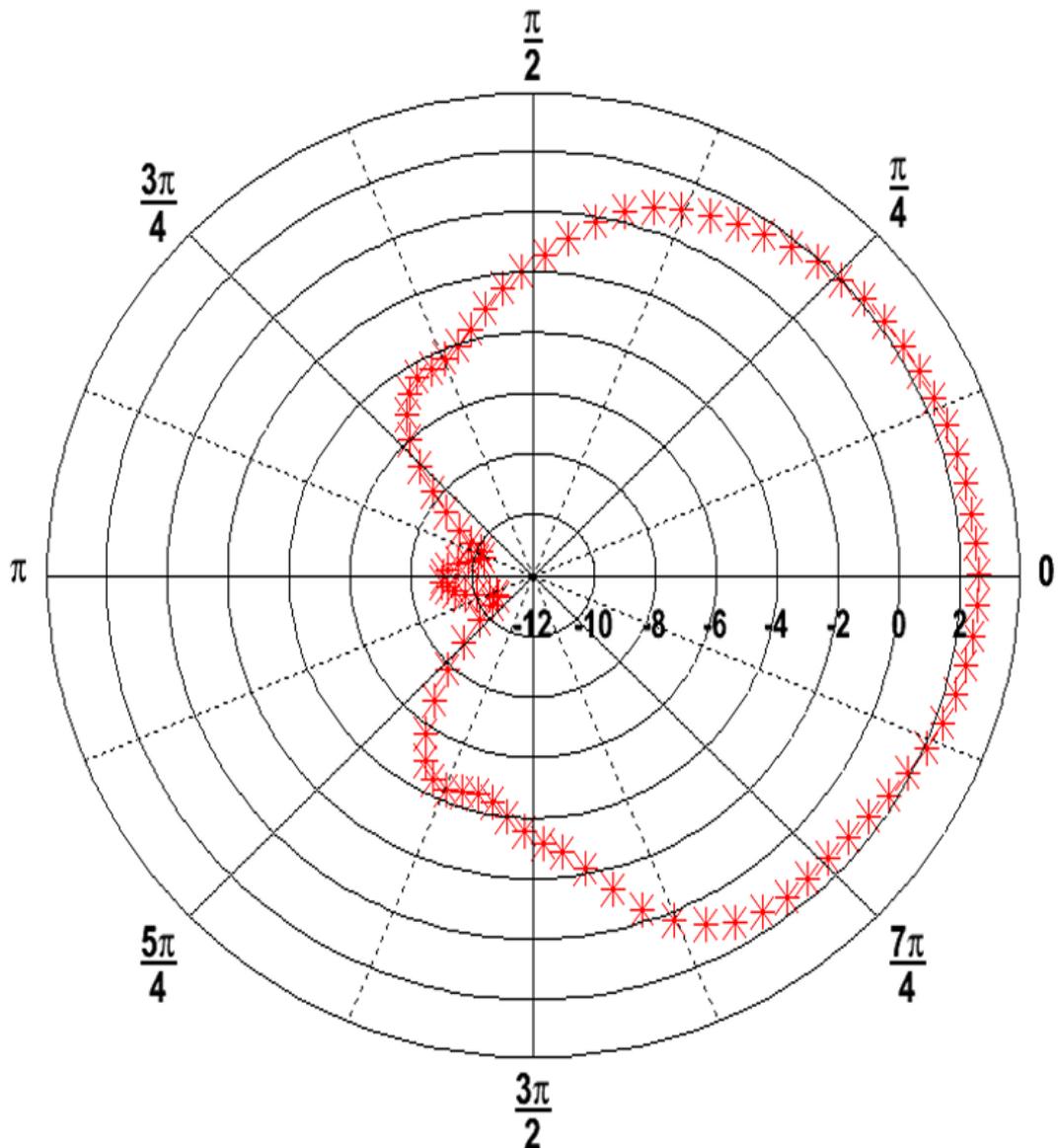


Abbildung A.2: Messung der Verstärkung des für die Kalibration verwendeten Faltdipols in Abhängigkeit von der Richtung in der H-Ebene.

A.4.2 E-Ebene

Richtcharakteristik der Sendeantenne in dB (E-Ebene)

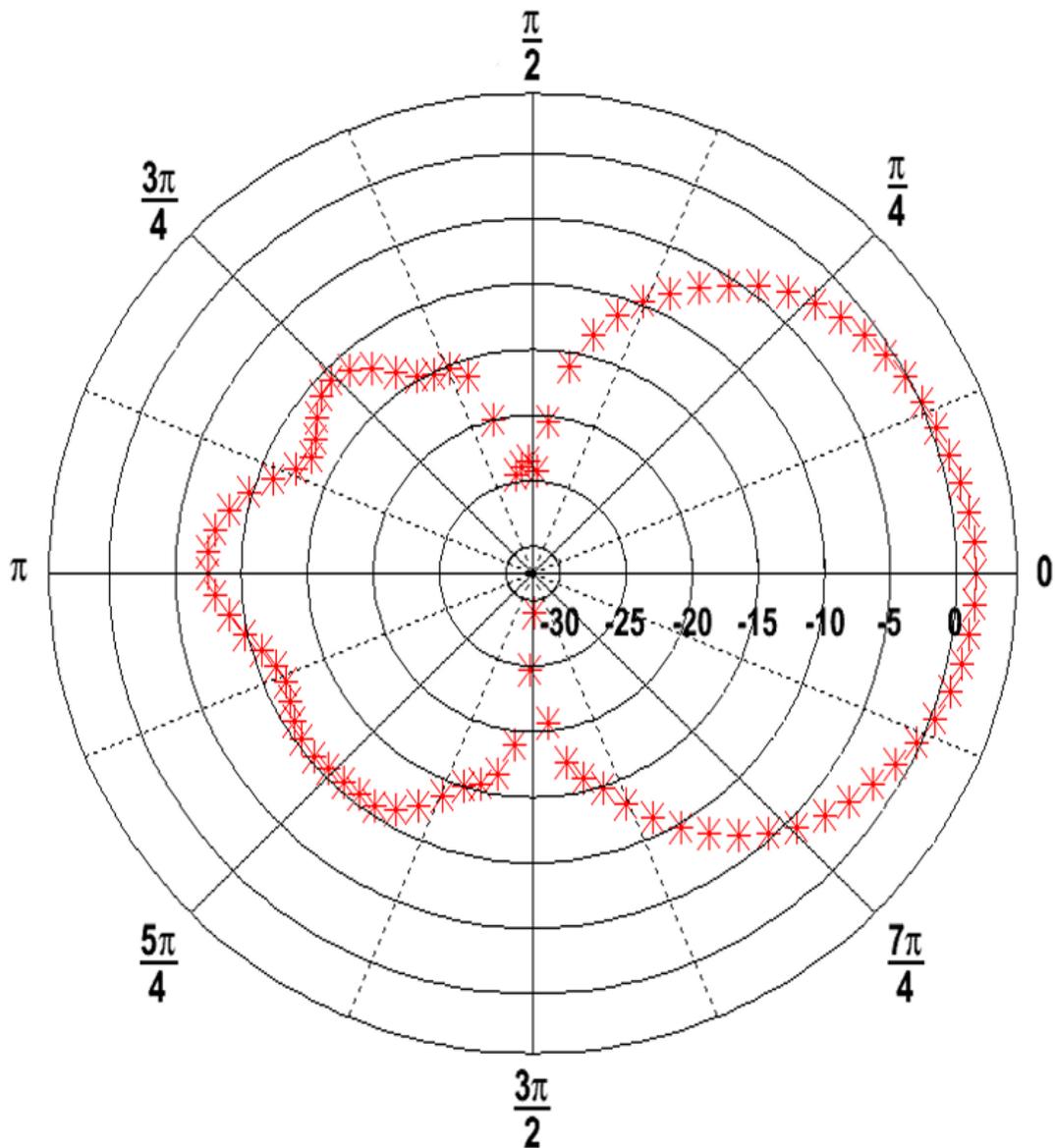
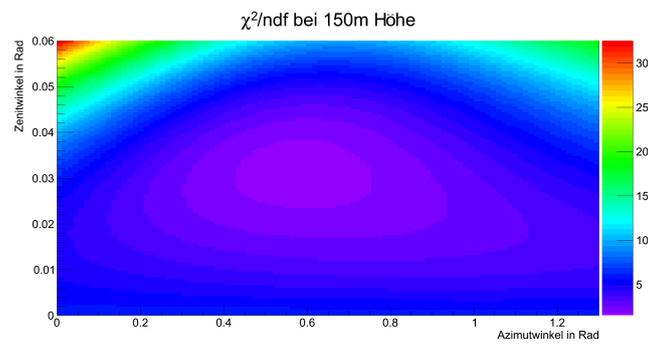


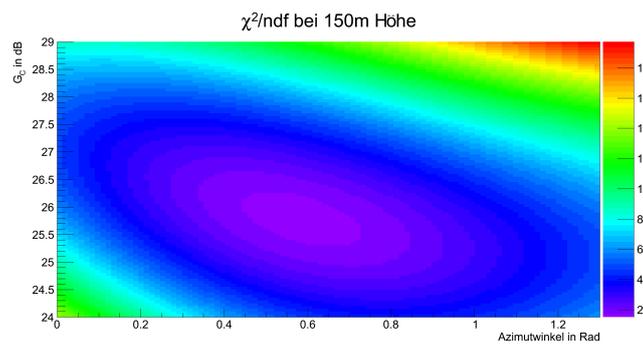
Abbildung A.3: Messung der Verstärkung des für die Kalibration verwendeten Faltdipols in Abhängigkeit von der Richtung in der E-Ebene.

A.5 Anpassungsgüten der Kalibrationsfits

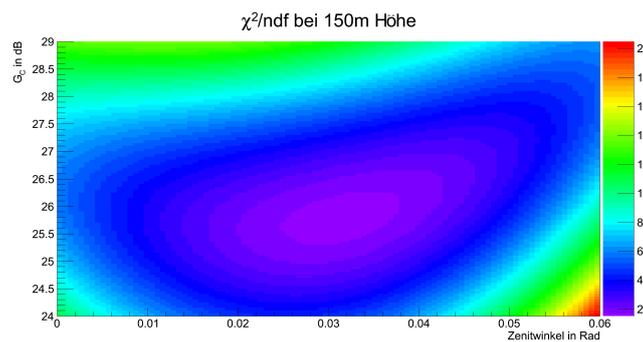
A.5.1 Messung in 150 m Höhe



(a)



(b)



(c)

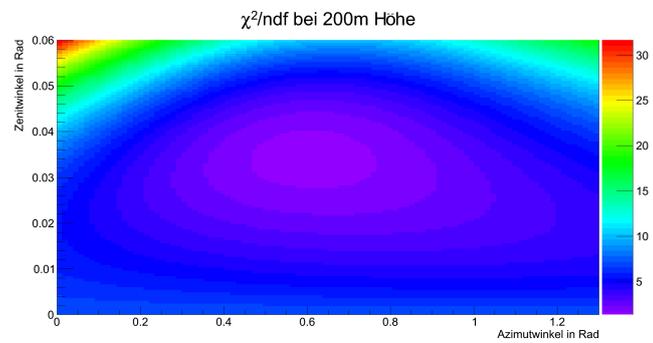
Abbildung A.4: Verläufe der Anpassungsgüten χ^2 für verschiedene Parameter bei Messung in 150 m Höhe:

(a): χ^2 bei $G_C = 26,93$ und variiertem Azimut- und Zenitwinkel

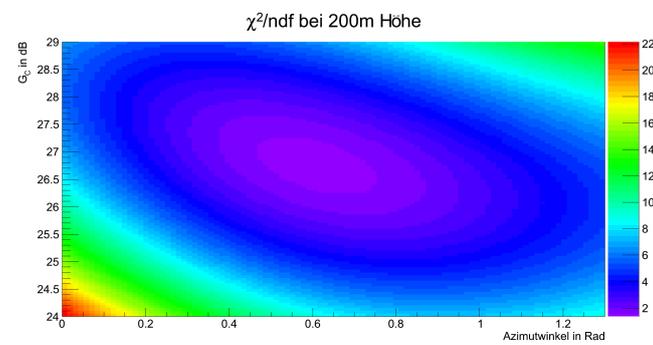
(b): χ^2 bei Zenitwinkel $2,12^\circ$ und variiertem Azimutwinkel und G_C

(c): χ^2 bei Azimutwinkel $34,95^\circ$ und variiertem Zenitwinkel und G_C

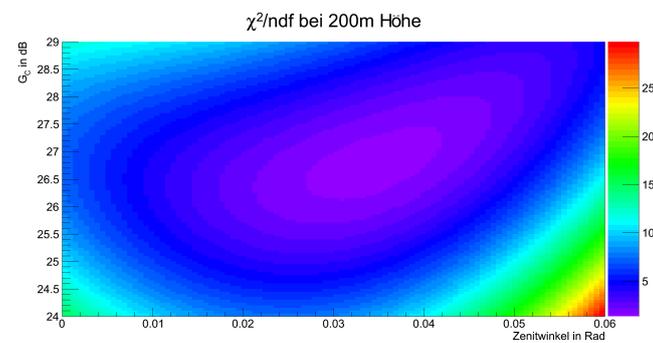
A.5.2 Messung in 200 m Höhe



(a)



(b)



(c)

Abbildung A.5: Verläufe der Anpassungsgüten χ^2 für verschiedene Parameter bei Messung in 200 m Höhe:

(a): χ^2 bei $G_C = 26,93$ und variiertem Azimut- und Zenitwinkel

(b): χ^2 bei Zenitwinkel $2,12^\circ$ und variiertem Azimutwinkel und G_C

(c): χ^2 bei Azimutwinkel $34,95^\circ$ und variiertem Zenitwinkel und G_C

Literaturverzeichnis

- [Ant03] ANTONI, T. ET AL.: *The Cosmic-Ray Experiment KASCADE*. Nucl.Instr. and Meth. A513 (2003) 490-510, 2003.
- [Ape10] APEL, W.D. ET AL.: *The KASCADE-Grande Experiment*. Nucl.Instr. and Meth. A620 (2010) 202-215, 2010.
- [AV10] ARTEAGA-VELÁZQUEZ, ET AL.: *The KASCADE-Grande experiment: measurements of the all-particle energy spectrum of cosmic rays*. arXiv:1009.4716 [astro-ph.HE], 2010.
- [Bak09] BAKSHI, U.A. A.V.: *Electromagnetic Wave Theory*. Clarendon Press Oxford, 2009.
- [Bal08] BALANIS, CONSTANTINE: *Modern Antenna Handbook*. Wiley-Interscience, 2008.
- [Ber12] BERINGER, J. ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. D 86, 010001 (2012), 2012.
- [Ber13] BEREZINSKY, V.: *Extragalactic cosmic rays and their signatures*. arXiv:1301.0914 [astro-ph.HE], 2013.
- [Blu] BLUEMER, ENGEL, HOERANDEL: *Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies*. arXiv:0904.0725 [astro-ph.HE].
- [Boy] BOYLE, P.J.: *The Elemental Composition of High-Energy Cosmic Rays: Measurements with TRACER*. arXiv:0810.2967 [astro-ph].
- [Cow98] COWAN, GLEN: *Statistical Data Analysis*. Clarendon Press Oxford, 1998.
- [Faa13] FAAS, ANDREA: *Apexsat Sales Manager*. Private Kommunikation, 27.02.2013.
- [Gor08] GORHAM, P. ET AL.: *Observations of microwave continuum emission from air shower plasmas*. Phys. Rev. D78,032007, 2008.
- [Gos98] GOSLING, WILLIAM: *Radio Antennas and Propagation: Radio Engineering Fundamentals*. Newnes, 1998.
- [Gre66] GREISEN, K.: *End of the cosmic ray spectrum?* Physical Review Letters 16, 1966.
- [Gri10] GRIEDER, P.: *Extensive Air Showers*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.

- [Gru05] GRUPEN, P.: *Astroparticle Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [Gus06] GUSTRAU, MANTEUFFEL: *EM Modeling of Antennas and RF Components for Wireless Communication Systems*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [Hue13] HUEGE, T. ET AL.: *Simulating radio emission from air showers with CoREAS*. arXiv:1301.2132 [astro-ph.HE], 2013.
- [Jam02] JAMES, J.F.: *A Student's Guide to Fourier Transforms : With Applications in Physics and Engineering*. Cambridge University Press, 2002.
- [KAS] KASCADE-GRANDE WEBSEITE. http://www-ik.fzk.de/KASCADE/KASCADE_welcome_Grande.html. Letzter Zugriff: 23.04.2011.
- [Kuz66] KUZMIN, ZATSEPIN: *Upper limit of the spectrum of cosmic rays*. Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters 4, 1966.
- [Mat11] MATHYS, SEBASTIAN: *Nachweis von Luftschauern mit einer Radioantenne im GHz-Bereich*. Diplomarbeit, Bergische Universität Wuppertal, 2011.
- [PB98] PIJUSHPANI BHATTACHARJEE, GUNTER SIGL: *Origin and propagation of extremely high-energy cosmic rays*. Phys.Rept. 327 (2000) 109-247, 1998.
- [ROO] ROOT - A DATA ANALYSIS FRAMEWORK. <http://root.cern.ch/drupal/>. Letzter Zugriff: 29.04.2012.
- [Sch07] SCHOLTEN, O. ET AL.: *A Macroscopic Description of Coherent Geo-Magnetic Radiation from Cosmic Ray Air Showers*. arXiv:0709.2872 [astro-ph], 2007.
- [Sim83] SIMPSON, J.A.: *Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays*. Annual Review of Nuclear and Particle Science Vol. 33: 323-382, 1983.
- [Smia] SMIDA, R. ET AL. (CROME GROUP): *Observation of Coherent Microwave Emission from Air Showers*. to be submitted into PRL.
- [Smib] SMIDA, R. ET AL. (CROME GROUP): *Proceedings of the ARENA2012 conference (Erlangen, Germany)*. to be published in AIP Conference Proceedings.
- [Smi11] SMIDA, R. ET AL.: *First results of the CROME experiment*. arXiv:1108.0588v2 [hep-ex], 2011.
- [TIC] TICRA - GRASP WEBSEITE. <http://www.ticra.com/products/software/grasp>. Letzter Zugriff: 24.04.2011.
- [Wol] WOLFRAM ALPHA ONLINE INTEGRATOR. <http://integrals.wolfram.com/index.jsp>. Letzter Zugriff: 27.04.2012.

Anhang B

Danksagung

Zum Schluss möchte ich meinen Dank an alle aussprechen, die diese Arbeit ermöglicht und mich bei ihrer Anfertigung unterstützt haben. Besonders zu erwähnen sind:

- Prof. Dr. Karl-Heinz Kampert, der es mir ermöglicht hat diese Arbeit zu schreiben,
- Prof. Dr. Christian Zeitnitz, der die Zweitkorrektur der Arbeit übernommen hat,
- Dr. Julian Rautenberg für die ausgezeichnete Betreuung und das Gegenlesen der Thesis,
- Sebastian Mathys für die fachliche Unterstützung, die freundliche Zusammenarbeit und ebenfalls für das Gegenlesen der Thesis,
- Felix Werner für das Fliegen des Oktokopters und zahlreiche Ratschläge, sowie Feedback zur Kalibration des Antennensystems,
- die gesamte CROME-Kollaboration, insbesondere Dr. Ralph Engel, Dr. Radomir Smida, Dr. Oliver Krömer und Lars Petzold für die gute Zusammenarbeit und weiteres Feedback zu der absoluten Kalibration,
- Dipl. Ing Uwe Naumann für die Messreihen mit dem Oszilloskop, sowie Ratschläge über zahlreiche technische Themen,
- die gesamte Fachgruppe Astroteilchenphysik in Wuppertal für die gute Arbeitsatmosphäre, insbesondere meine Bürokollegen Jens Neuser und Lukas Niemiets für zahlreiche Ratschläge bei der Verwendung von ROOT,
- Nurith Twardokus für die Überprüfung der Thesis auf sprachliche Fehler,
- mein Freundeskreis für eine schöne verbrachte Studienzeit, insbesondere mein Kommilitone Raphael Kleinemühl, mit dem das Studium gemeinsam bestritten wurde
- und vor allem meine Familie, die mir mein Studium ermöglicht und mich immer unterstützt hat.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Wuppertal, den _____

Unterschrift