

Entwicklung eines schnellen eingebetteten Systems zur Radiodetektion kosmischer Strahlung

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Phys. Christoph Friedrich Rühle
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Januar 2014

Referent: Prof. Dr. Marc Weber,
Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik

Korreferent: Prof. Dr. Johannes Blümer,
Institut für Kernphysik und Institut für Experimentelle Kernphysik

Zusammenfassung

Entwicklung eines schnellen eingebetteten Systems zur Radiodetektion kosmischer Strahlung

Wenn ein hochenergetisches Primärteilchen der kosmischen Strahlung auf die Erdatmosphäre trifft, erzeugt es durch Wechselwirkung mit den Luftmolekülen ein Luftschauer mit Milliarden von Sekundärteilchen. Diese Sekundärteilchen können auf dem Erdboden mit großen Teilchendetektorfeldern erfasst werden. Zudem emittiert der Luftschauer Fluoreszenzlicht, das mit Spiegelteleskopen beobachtet werden kann. Die Detektion mit Teilchendetektorfeldern erlaubt zwar eine zeitlich uneingeschränkte Messung, jedoch lassen sich die Eigenschaften des Primärteilchens damit nur ungenau rekonstruieren. Mit optischen Methoden wird dagegen eine sehr hohe Präzision erreicht, allerdings ist die Messzeit auf klare, mondlose Nächte beschränkt.

Die Radiodetektion soll die Vorteile der bisherigen Detektionsmethoden vereinen und eine hohe Rekonstruktionsqualität ohne Einschränkung der Messzeit ermöglichen. Die Elektronen und Positronen eines Luftschauers werden durch das Erdmagnetfeld abgelenkt, wobei sie pulsformige Radioemissionen im Frequenzbereich von einigen MHz bis über 100 MHz erzeugen. Diese Emissionen können mit ausgedehnten Feldern von Antennenstationen empfangen werden. AERA am Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien und Tunka-Rex am Tunka-Experiment in Sibirien, sind zwei Experimente, welche die Radiomethode momentan erproben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Antennenstationen der beiden Experimente Hard- und Softwarekomponenten entwickelt, die den Empfang von Radioemissionen ermöglichen. Diese Komponenten müssen speziell an die Eigenschaften der Experimente und der Radioemissionen angepasst sein, so dass der Einsatz kommerzieller Empfangssysteme nicht möglich ist. Die Empfangskette in einer Antennenstation von AERA bzw. Tunka-Rex besteht, entlang des Signalweges, aus einer Antenne, einem Vorverstärker, einem Bandpassfilter mit integriertem Verstärker (Filterverstärker) und der Datennahmeelektronik.

Für Tunka-Rex und AERA wurde ein Filterverstärker entwickelt und anschließend mit über 100 Einheiten in Serie produziert und kalibriert. Er unterdrückt störende Rundfunkträger und Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz der Datennahmeelektronik. Dazu besitzt er einen Frequenzgang mit sehr hoher Flankensteilheit, die mit einem Filter hoher Ordnung realisiert wurde. Für eine geringe Kalibrierunsicherheit ist er auf niedrige Fertigungstoleranzen und Temperaturdrift sowie hohe Linearität optimiert.

Um das Antennensignal vorzuverstärken wurde ein Vorverstärker für Tunka-Rex entwickelt und mit 35 Einheiten produziert und kalibriert. Hauptziel war dabei, eine niedrige Nachweisschwelle zu erreichen. Dies wurde durch Einsatz eines besonders rauscharmen High-Electron-Mobility-Transistors mit hoher Linearität realisiert. Der Vorverstärker wurde direkt in die Antenne integriert, was Leitungsverluste vermeidet und eine Impedanzanpassung an die Antenne ermöglicht.

Für die Datennahmeelektronik der AERA-Antennenstationen wurde eine Datennahmesoftware entwickelt und zusammen mit der Datennahmeelektronik und den Filterverstärkern in mehreren Aufbaukampagnen in Betrieb genommen. Zusammen mit der Datenerfassung von AERA ermöglicht sie eine externe und interne Triggerung, und stellt Monitoringdaten über den Zustand der Antennenstationen bereit. Da die Datennahmesoftware im Vollzeitbetrieb auf einer proprietären, energieeffizienten Hardware läuft, ist sie besonders robust und ressourcenschonend konzipiert.

Alle genannten Komponenten sind momentan in den Antennenstationen von Tunka-Rex und AERA im Einsatz und nehmen Schauerereignisse auf.

Abstract

Development of a fast embedded system for the radio detection of cosmic rays

When a high-energetic primary cosmic ray particle hits the Earth's atmosphere, billions of secondary particles are created in interactions with air molecules. These secondary particles can be detected using extensive, ground-based arrays of particle detectors. Additionally, the air shower also emits fluorescence light, which can be observed using reflecting telescopes. The particle detection using ground-based arrays allows for a measurement with unlimited uptime, but properties of the primary particle can be reconstructed just inaccurately. Using optical detection methods, a very high precision can be achieved therefore, however measurements are limited to clear, moonless nights.

Radiodetection shall join the benefits of the existing detection methods and allow for a high reconstruction quality without constraining the measurement time. The electrons and positrons of an air shower are deflected by the Earth's magnetic field, thereby they are creating pulse-shaped radio emissions with frequencies ranging from a few MHz up to 100 MHz. AERA at the Pierre-Auger-Observatory in Argentina and Tunka-Rex at the Tunka experiment in Siberia are two experiments, which are currently investigating the radio method.

In the scope of this thesis, hard- and software components were developed for the antenna stations of both experiments, which enable the reception of radio emissions. These components need to be well adapted for the properties of the experiments and of the radio emissions, hence the use of commercially available receiving systems was not possible. The receiving chain of an antenna station of AERA or Tunka-Rex consists, along the signal chain, of an antenna, a preamplifier, a bandpass filter with an integrated amplifier (filter-amplifier) and the data acquisition system.

For Tunka-Rex and AERA a filter-amplifier was developed and afterwards produced and calibrated with more than 100 units. The filter-amplifier suppresses spurious radio carriers and frequencies above the Nyquist-frequency of the data acquisition system. Therefore, it has a frequency response with a very high edge steepness, realized using a filter of a high order. To achieve a low calibration uncertainty, it was optimized for low production tolerances, low temperature drift and a high linearity.

In order to preamplify the signal of the antenna, a preamplifier was developed for Tunka-Rex and produced and calibrated in 35 units. The main goal was to achieve a low detection threshold. This was realized by the use of a very low noise high-electron-mobility-transistor with a high linearity. The preamplifier was integrated directly into the antenna to avoid conduction losses and allow for an impedance matching.

For the data acquisition system of the AERA antenna stations a data acquisition software was developed. It was taken into operation together with the data acquisition system and the filter amplifiers during several construction campaigns in Argentina. Together with the central data acquisition of AERA the data acquisition software implements external and internal triggering and provides monitoring data to record the condition of an antenna station. Since the data acquisition software must be running continuously on a proprietary, energy efficient hardware, it is designed to be very robust and low on resource consumption.

All of the mentioned components are currently in use in the antenna stations of Tunka-Rex and AERA and are recording air shower events.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Kosmische Strahlung	3
2.1. Einleitung	3
2.2. Energiespektrum	3
2.3. Beschleuniger und Quellen	5
2.4. Propagation	6
2.5. Komposition	8
2.6. Schauerentwicklung	9
2.7. Heitler-Modell	10
3. Klassische Methoden zur Detektion kosmischer Strahlung	15
3.1. Das Pierre Auger Observatorium	15
3.1.1. Der Oberflächendetektor (SD)	17
3.1.2. Der Fluoreszenzdetektor (FD)	19
3.2. Das Tunka-Experiment	22
4. Radiodetektion kosmischer Strahlung	27
4.1. Emissionsmechanismen	27
4.2. Radiountergrund	30
4.3. Antennen	31
4.3.1. Anforderungen	31
4.3.2. Antennentypen	33
4.4. Experimente zur Radiodetektion kosmischer Strahlung	36
5. Die Radioexperimente AERA und Tunka-Rex	39
5.1. AERA	39
5.1.1. Ziele von AERA	40
5.1.2. Standort von AERA	41
5.1.3. AERA Antennenstationen	42
5.2. Tunka-Rex	45
5.2.1. Ziele von Tunka-Rex	45
5.2.2. Aufbau und Funktionsweise	45
6. Filterverstärker für AERA	49
6.1. Anforderungen	49
6.1.1. Dynamikbereich und Amplitudenanpassung	50
6.1.2. Frequenzgang	51
6.1.3. Welligkeit, Fertigungstoleranzen	53
6.1.4. Rauschen	53
6.1.5. Allgemeine Anforderungen	54

6.2.	Implementierung des Filters	54
6.3.	Filterentwurf	56
6.4.	Entwicklung des Filterverstärkers für AERA1	58
6.4.1.	Zwischenverstärker	59
6.4.2.	Endverstärker	60
6.4.3.	Filterabstimmung	61
6.5.	Änderung des Filterverstärkers für AERA2	63
6.5.1.	Änderungen an Zwischen- und Endverstärker	63
6.5.2.	Filterschaltung	63
6.5.3.	Tests am KIT Campus Nord	66
6.6.	Produktion der Filterverstärker	67
6.7.	Test und Kalibrierung der Filterverstärker	69
6.7.1.	S-Parameter der Filterverstärker	69
6.7.2.	Linearität	72
6.7.3.	Eigenrauschen	76
6.7.4.	Temperaturdrift	78
6.7.5.	ADC-Kalibrierung	80
6.8.	Verhalten im AERA-Feld	82
7.	SALLA und Filterverstärker für Tunka-Rex	85
7.1.	Anforderungen an den LNA	85
7.1.1.	Effektive Rauschtemperatur	85
7.1.2.	Linearität	87
7.2.	Wahl der Bauelemente	87
7.3.	Implementierung des LNAs	90
7.4.	Eigenschaften des LNAs	91
7.4.1.	Impedanzanpassung	91
7.4.2.	Intermodulation	93
7.4.3.	Stabilität	94
7.4.4.	Effektive Rauschtemperatur	96
7.4.5.	Das galaktische Rauschen	98
7.5.	Fertigung und Kalibrierung	100
7.5.1.	Filterverstärker	100
7.5.2.	LNA	102
7.6.	Einsatz bei Tunka-Rex	103
8.	Die lokale Datenakquisition	105
8.1.	Hardware der LS-Elektronik	105
8.2.	FPGA-Firmware	109
8.3.	uCLinux-Firmware	111
8.4.	Die zentrale AERA-DAQ	113
8.5.	Implementierung	117
8.5.1.	Multithreading	117
8.5.2.	Threads	119
8.5.3.	Anpassung an KITcomms	120
8.5.4.	Weitere AMSGs	121
8.6.	Initialisierung	122
8.7.	GPS-Timing	125

8.8. Datenauslese	126
8.9. Messungen auf DAQ-Teststand	128
8.9.1. Aufbau des Teststands	128
8.9.2. Ergebnisse	129
9. Die Datennahmesoftware bei AERA	133
9.1. DAQ-Effizienzen	133
9.2. Zeitauflösung im AERA-Feld	136
9.3. Monitoring	139
9.3.1. Versorgungsspannung	140
9.3.2. Triggerraten	141
9.4. Radioereignisse in Offline	143
9.5. Datenbank für Effizienzanalyse	144
9.6. Detektionseffizienzen	147
10. Zusammenfassung und Ausblick	151
A. Rechnen mit Dezibel	155
B. Grundlagen der Hochfrequenztechnik	157
B.1. Signalübertragung mittels Wellenleitern	157
B.1.1. Das Koaxialkabel	157
B.1.2. Planare Wellenleiter	158
B.1.3. Die Leitungsgleichung	159
B.1.4. Der Reflektionsfaktor	161
B.2. Smith-Charts	162
B.3. Streuparameter von Zweitoren	163
B.4. Signalflussdiagramme	165
Abkürzungsverzeichnis	172
Literaturverzeichnis	173

1. Einleitung

Im Jahr 1912 entdeckte Viktor Hess die in Kapitel 2 beschriebene kosmische Strahlung. Als Instrument zum Nachweis dieser Strahlung verwendete er einfache Elektroskope, deren Entladungsgeschwindigkeit er während mehrerer Ballonfahrten in Abhängigkeit von der Flughöhe maß. Pierre Auger gelang 1939 der erstmalige Nachweis ausgedehnter Luftschauer. Er verwendete dazu zwei in Koinzidenz geschaltete Geiger-Müller-Zählrohre, die er in Entfernungen von bis zu 300 m zueinander aufstellte. Dieses Prinzip wird auch heute noch eingesetzt, um ausgedehnte Luftschauer durch Nachweis ihrer Sekundärteilchen in großflächig verteilten Oberflächendetektoren zu erfassen. Als weiteres Beobachtungsinstrument kam 1976 die Fluoreszenztechnik hinzu. Wenn sich ein Luftschauer in der Erdatmosphäre entwickelt, regen die Sekundärteilchen des Schauers die Stickstoffmoleküle der Luft zur Emission von Fluoreszenzlicht an, das mit Teleskopen beobachtet werden kann. Vorteil dieser Methode ist, dass sich damit Schauerparameter wie das Schauermaximum und die Primärenergie mit hoher Präzision messen lassen. Diese Parameter sind von besonderem Interesse bei der Überprüfung von theoretischen Modellen zur Herkunft der kosmischen Strahlung. Ein großer Nachteil der Fluoreszenzmethode ist jedoch, dass sie nur in klaren, nahezu mondlosen Nächten eingesetzt werden kann. Kapitel 3 gibt einen Überblick über diese Detektionsmethoden.

Der Empfang von Radioemissionen kosmischer Teilchenschauer ist eine weitere Nachweismethode. Diese Radioemissionen wurden bereits im Jahr 1962 vorhergesagt und einige Jahre später auch experimentell bestätigt. Sie äußern sich als breitbandige Pulse der elektrischen Feldstärke mit Frequenzanteilen von einigen MHz bis über 100 MHz hinaus. Allerdings war die Radiodetektionsmethode mit der damals verfügbaren Technik nur unzureichend umsetzbar, so dass den zuvor genannten Techniken der Vorzug für die Messung von Luftschauern gegeben wurde. Mit dem Aufkommen breitbandiger, digitaler Empfangssysteme wurde die Radiodetektion mit den Radioexperimenten CODALEMA und LOPES im Jahr 2005 wiederbelebt. Wie andere Experimenten mit Oberflächendetektoren, bestehen auch Radioexperimente aus vielen einzelnen, großflächig verteilten Antennenstationen. Da die Radiopulse hauptsächlich während der frühen Schauerentwicklung in großer Höhe entstehen, hat diese Methode das Potential, Schauerparameter mit einer weitaus höheren Präzision als mit Oberflächendetektoren ermitteln zu können. Zudem ist die Radiodetektionsmethode im Gegensatz zur Fluoreszenztechnik ganztägig einsetzbar. Kapitel 4 erläutert die Emissionsmechanismen, den Radiountergrund und die verwendeten Empfangsantennen.

Nach LOPES und CODALEMA bilden die in Kapitel 5 beschriebenen Radioexperimente AERA und Tunka-Rex die nächste technische Generation. Sie befinden sich auf dem Gelände des Pierre Auger Observatoriums in Argentinien und des Tunka-Experiments in Sibirien. Die Kolokation mit diesen Luftschauerexperimenten ermöglicht eine Kalibrierung der Radiomessungen mit den Ereignisdaten der bereits bestehenden Detektoren. Zudem können die bestehenden Detektoren als Triggerquelle für die Antennenstationen dienen. Die Ziele von AERA und Tunka-Rex sind dabei ähnlich. Beide Experimente wollen dazu beitragen, das Verständnis der Radioemissionsmechanismen zu verbessern und das Potenzial der Radiodetektionsmethode zu erforschen. Insbesondere soll erforscht werden, mit welcher Präzision die verschiedenen Schauerparameter bestimmt werden können. Im Detail gibt es aber auch Unterschiede in der Zielsetzung von AERA und Tunka-Rex. AERA wurde mit dem Ziel entwickelt, einen Detektor nach neuestem Stand der Technik zu bauen. Die Datennahme bei AERA erfolgt nach externer Triggerung, jedoch werden auch Möglichkeiten zur selbstgetrigger-

ten Datennahme untersucht. Tunka-Rex dagegen versucht, Radiodetektoren mit möglichst einfachen, kostengünstigen Komponenten zu betreiben. Die Datennahme erfolgt hier nach externer Triggerung durch die Detektoren des Tunka-Experiments.

Die Empfangssysteme in den Antennenstationen von AERA und Tunka-Rex müssen besonderen Anforderungen genügen und beispielsweise bestimmte Frequenzgangcharakteristiken aufweisen oder besonders energieeffizient sein. Im Rahmen dieser Arbeit wurden für beide Experimente verschiedene Komponenten des Empfangssystems entwickelt und anschließend in Serie produziert, getestet und in Betrieb genommen. Der Schwerpunkt lag dabei auf Entwicklungen für AERA. Die Empfangskette einer Antennenstation besteht in beiden Experimenten zunächst aus einer breitbandigen Antenne, die das elektrische Feld der Radioemissionen in eine leitungsgebundene, elektrische Spannung umwandelt. Diese Spannung wird anschließend von einem Vorverstärker so weit verstärkt, dass sie verlustfrei zur Weiterverarbeitung an die nachfolgende Empfangselektronik geleitet werden kann. Um Radioemissionen mit möglichst hoher Effizienz zu detektieren, muss dieser Vorverstärker besonders rauscharm sein. Da er das Antennensignal über eine große Bandbreite empfängt, muss er auch einen besonders großen linearen Asteuerungsbereich besitzen. Dadurch wird verhindert, dass der Vorverstärker von den hohen Leistungen der allgegenwärtigen Rundfunkträger in nichtlineare Bereiche angesteuert wird. Kapitel 7 zeigt die Entwicklung eines solchen Vorverstärkers für Tunka-Rex.

Das breitbandige Ausgangssignal des Vorverstärkers gelangt anschließend zum sogenannten Filterverstärker, dessen Entwicklung für AERA und Tunka-Rex in Kapitel 6 beschrieben wird. Der Filterverstärker unterdrückt mit einem steilflankigen Bandpassfilter hoher Filterordnung störende Rundfunkträger. Zudem unterdrückt er Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz, sodass sein Ausgangssignal mit Analog-Digital-Umsetzern aufgezeichnet werden kann.

Bei AERA befinden sich diese Umsetzer in der vom IPE und der Universität Wuppertal entwickelten Datennahmeelektronik (LS-Elektronik), der komplexesten Komponente der Empfangskette innerhalb einer Antennenstation. Sie digitalisiert die analogen Signale des Filterverstärkers, legt sie in einem großen Ringpuffer zur Zwischenspeicherung ab und untersucht sie mit verschiedenen Triggeralgorithmen auf Radiopulse kosmischer Teilchenschauer. Durch den großen Ringpuffer kann die Datenauslese nach interner wie externer Triggerung erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die in Kapitel 8 beschriebene Datenaufnahmesoftware entwickelt und in mehreren Aufbaukampagnen zusammen mit LS-Elektroniken in Argentinien in Betrieb genommen. Sie läuft auf der LS-Elektronik und kommuniziert die Messdaten einer Antennenstation mit der zentralen Datenerfassung von AERA, verwaltet Hardwarefunktionen und nimmt periodisch Monitoringdaten. Eine besondere Herausforderung ist dabei, dass die Datenaufnahmesoftware nicht nur unter idealen Laborbedingungen funktionieren muss, sondern auch Fehler in der LS-Elektronik oder im Kommunikationsnetzwerk, erkennen und nach Möglichkeit korrigieren muss.

Abschließend gibt Kapitel 9 einen Überblick über die ersten Messungen mit den bei AERA in Betrieb genommenen Hard- und Softwarekomponenten. Darin werden auch einfache Auswertungen von in Koinzidenz mit dem Oberflächendetektoren des Pierre Auger Observatoriums aufgenommenen Schauerereignissen vorgestellt.

In dieser Arbeit wird vielfach eine nachrichtentechnische Terminologie und Methodik verwendet. Zum besseren Verständnis liefern die Anhänge A und B eine kurze Einführung.

2. Kosmische Strahlung

2.1. Einleitung

Bereits im Jahr 1785 hatte C.A. Coulomb entdeckt, dass sich geladene Elektroskope selbst bei vollständiger elektrischer Isolation von der Umgebung langsam entluden. Als einziges Medium zum abfließen der Ladung kam daher die Atmosphäre in Frage, die jedoch als Isolator bekannt war. 1896 gelang A.H. Becquerel die Entdeckung der Radioaktivität. Zu dieser Zeit wurde auch bekannt, dass geladene Elektroskope sich in Nähe radioaktiver Proben aufgrund der Ionisation der umgebenden Luft schneller entluden. Im Jahr 1912 unternahm Victor Hess Ballonflüge, um die Entladung mehrerer Elektroskope in Abhängigkeit der Flughöhe zu beobachten [1]. Aus der mit steigender Höhe zunehmenden Entladungsgeschwindigkeit schloss er auf eine von oberhalb der Atmosphäre kommende, ionisierende Strahlung. Aufgrund dieser Arbeiten erhielt V. Hess 1936 den Nobelpreis „für die Entdeckung der kosmischen Strahlung“. Diese Arbeiten waren auch wegbereitend für die Teilchenphysik. Bereits vor ihrer künstlichen Erzeugung in Teilchenbeschleunigern, konnten Teilchen wie das Positron im Jahr 1933 [2] sowie das Myon und das Pion 1937 [3] in der kosmischen Strahlung entdeckt werden.

Zwischen 1930 und 1940 unternahmen W. Kolhörster und P. Auger Versuche mit in Koinzidenz geschalteten Geiger-Müller-Zählrohren, die über Entfernungen von bis zu 300 m getrennt voneinander aufgestellt waren [4, 5]. Bei ihren Messungen erhielten sie eine weitaus höhere Koinzidenzrate zwischen den Detektoren, als durch zufällige, unkorrelierte Untergrundereignisse zu erwarten war. Sie schlossen daraus, dass die gefundenen Ereignisse einen gemeinsamen Ursprung in der Atmosphäre haben mussten. Die Ursache waren ausgedehnte Luftschauer, ausgelöst von hochenergetischen Primärteilchen der kosmischen Strahlung. Mit seinen Messungen konnte P. Auger schon damals abschätzen, dass die Primärteilchen der gemessenen Ereignisse Energien von bis zu 10^{15} eV aufweisen mussten.

Damit war der Grundstein für weitere Experimente gelegt, wie sie beispielsweise eine Gruppe des Massachusetts Institute of Technology (MIT) in Volcano Ranch in New Mexiko durchführte. Hier konnte auch das erste Luftschauerereignis mit einer Energie größer als 10^{20} eV [6] gemessen werden. Um das Energiespektrum der kosmischen Strahlung genauer zu untersuchen, wurden anschließend verbesserte Nachfolgerexperimente gebaut, wie z.B. Haverah Park [7], SUGAR [8], Yakutsk [9] und Fly's Eye [10]. Im Jahr 2004 löste das Pierre Auger Observatorium [11] das AGASA Experiment [12] als bis zum heutigen Tag weltweit größtes Luftschauerexperiment ab.

2.2. Energiespektrum

Aus dem Weltraum trifft eine Vielzahl von Teilchen auf der Erde ein, darunter Photonen, Positronen und Elektronen sowie ionisierte Atomkerne. Als kosmische Strahlung bezeichnet man allerdings nur den aus ionisierten Atomkernen bestehenden Teilchenfluss. Das Energiespektrum der kosmischen Strahlung reicht von einigen MeV bis über 10^{20} eV hinaus. Es wird üblicherweise als differentielles Flusspektrum angegeben:

$$J(E) = \frac{d^4N}{dE dA d\Omega dt} , \quad (2.1)$$

dabei entspricht dN der Anzahl der Primärteilchen in einem Energieintervall dE und dem Raumwinkel $d\Omega$, welche die Fläche dA während der Zeit dt durchdringen. Das Spektrum kann für verschiedene Energiebereiche mittels eines Potenzgesetzes mit dem spektralen Index γ angenähert werden:

$$J(E) \propto E^\gamma . \quad (2.2)$$

Um Abweichungen der Messdaten von einem idealen Potenzgesetz besser sichtbar zu machen, wird das Spektrum oftmals mit einem Vorfaktor E^x skaliert, s. Abb. 2.1.

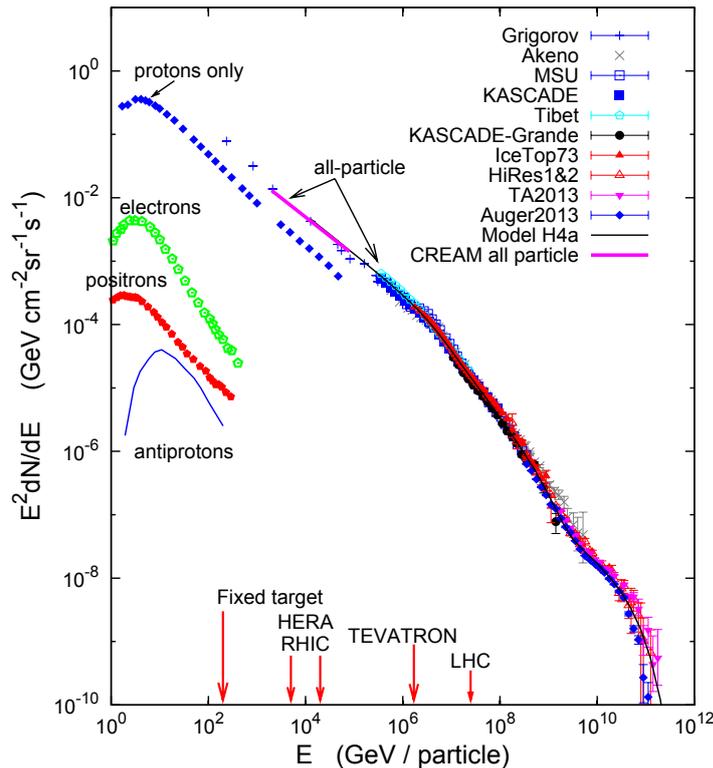


Abbildung 2.1: Mit dem Faktor E^2 skaliertes Energiespektrum der kosmischen Strahlung ab 10⁹ eV [13]. Die gezeigten Spektren sind aus Messungen von verschiedenen Experimente überlagert, die zusammen einen Energiebereich bis 10²¹ eV abdecken. Unterhalb von etwa 10¹³ eV ist zusätzlich das Spektrum des Protonenflusses eingezeichnet. Außerdem sind unterhalb von etwa 10¹² eV die mit dem PAMELA-Experiment gemessenen Spektren der Elektronen, Protonen und Antiprotonen aufgetragen.

Zu erkennen ist ein zu hohen Energien hin steil abfallendes Spektrum. Dadurch können bei Energien im Bereich 10¹² eV zwar noch einige Ereignisse pro Sekunde und Quadratmeter, oberhalb von 10²⁰ eV jedoch nur noch ein Ereignis pro Jahrhundert und Quadratkilometer gemessen werden. Das Spektrum ist daher bis zu Energien von etwa 10¹⁵ eV durch direkte Messung der Primärteilchen mit kompakten Ballon- oder Satellitenexperimenten zugänglich, wogegen Ereignisse höherer Energie bisher nur durch Nachweis ihrer Sekundärteilchen in ausgedehnten Luftschauerexperimenten erfasst werden können.

Unterhalb einer Energie von etwa 4 · 10¹⁵ eV, dem sogenannten „Knie“, kann das Spektrum durch einen spektralen Index von $\gamma = -2.7$ angenähert werden, der sich oberhalb des Knies zu $\gamma = -3.0$ ändert. Gründe dafür sind vermutlich das Erreichen der Maximalenergie in einem Beschleunigertyp

der kosmischen Strahlung in unserer Milchstrasse, den Supernova Remnants (SNRs), sowie Propagationseffekte innerhalb der Milchstraße.

Ab einer Energie von etwa $2 \cdot 10^{18}$ eV, dem sogenannten „Knöchel“, flacht das Spektrum dann wieder zu einem spektralen Index von $\gamma = -2.7$ ab. Grund hierfür könnte der Übergang von galaktischem zu extragalaktischem Ursprung der kosmischen Strahlung sein. Quellen der Beschleunigung zu solch hohen Energien sind noch unbekannt, möglich wären Jets von aktiven galaktischen Kernen, s. Abschnitt 2.3.

2.3. Beschleuniger und Quellen

Die Herkunft der kosmischen Strahlung ist nach wie vor, insbesondere bei allerhöchsten Primärenergien, nicht vollständig geklärt. Die meisten theoretischen Modelle gehen davon aus, dass die Quellen der kosmischen Strahlung auch gleichzeitig deren Beschleuniger sind. Da sich das Energiespektrum über viele Dekaden erstreckt und sich an einigen Stellen, wie z.B. dem Knie, der spektrale Index ändert, kann davon ausgegangen werden, dass die kosmische Strahlung nicht allein von einem bestimmten Beschleunigertyp hervorgerufen wird.

Ein Beschleunigertyp, der bereits einen Großteil des Spektrums erklären kann, sind die SNRs. Über das gesamte Energiespektrum aufsummiert, besitzt die kosmische Strahlung eine Energiedichte von etwa 1 eV/cm^3 . Wie in [14] abgeschätzt, reicht eine Rate von einer Supernova alle 30 bis 100 Jahre innerhalb unserer Milchstraße aus, um diese Energiedichte aufrecht zu erhalten. Angenommen wird dabei ein Wirkungsgrad von 10 % bei der Umsetzung der Supernovaenergie in kosmische Strahlung sowie eine mittlere Aufenthaltsdauer der Teilchen innerhalb der Milchstraße im Bereich von 10^6 Jahren.

Einen deutlichen Hinweis auf Supernovae als Quellen kosmischer Strahlung lieferten zudem Beobachtungen der SNR IC443 und W44 durch die Gammastrahlenteleskope Fermi-LAT [15] und AGILE [16]. Beide konnten ein für den Zerfall neutraler Pionen charakteristisches Gammaskpektrum nachweisen, wie es bei der Streuung hochenergetischer Protonen am Gas von SNRs erzeugt wird.

Bereits 1949 hat Fermi ein einfaches Modell zur Beschleunigung der kosmischen Strahlung entwickelt [17]. Sein Modell geht davon aus, dass geladene Teilchen von sich in Schockwellen ausbreitendem magnetischem Plasma, wie es z.B. von Supernovae erzeugt wird, mehrfach reflektiert werden. Bei jeder Reflexion wird die Energie der Teilchen etwas erhöht. Allerdings kann das Teilchen nach jeder Reflexion dem Beschleunigungsmechanismus auch mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit entkommen. Als Ergebnis des Modells stellt sich ein Energiespektrum in Form eines Potenzgesetzes $J(E) \propto E^\gamma$ ein, wobei man von $\gamma \approx -2.0$ bis -2.2 ausgeht. Das reicht jedoch nicht aus, den im Energiespektrum beobachteten spektralen Index von $\gamma \approx -2.7$ bis -3.0 zu erklären. Es müssen also noch weitere Mechanismen existieren, wie beispielsweise Propagationseffekte (s. nächster Abschnitt), die das Energiespektrum beeinflussen.

Es kann auch gezeigt werden, dass wegen der begrenzten Ausbreitungsdauer von Supernovae-schockwellen die Teilchen auf Energien von höchstens etwa $Z \cdot 10^{15}$ eV beschleunigt werden können [18]. Ein Hinweis auf das Ausklingen der Beschleunigung in Supernovae könnte das Knie im Energiespektrum bei einer Energie von etwa $4 \cdot 10^{15}$ eV sein. Messungen des KASCADE-Grande Experiments am Campus Nord des Karlsruher Institut für Technologie (KIT) zeigen, dass oberhalb des Knies sich die Primärteilchenkomposition ändert und der Fluss an Teilchen mit niedriger Masse abnimmt. Dagegen bricht der Fluss an Teilchen mit hoher Masse erst bei etwa $8 \cdot 10^{16}$ eV ein [19]. Den zweiten Einbruch bei der ausschließlichen Betrachtung schwerer Elemente nennt man daher „Eisenknie“. Der Grund dafür könnte ein längeres Verbleiben von schweren Elementen im

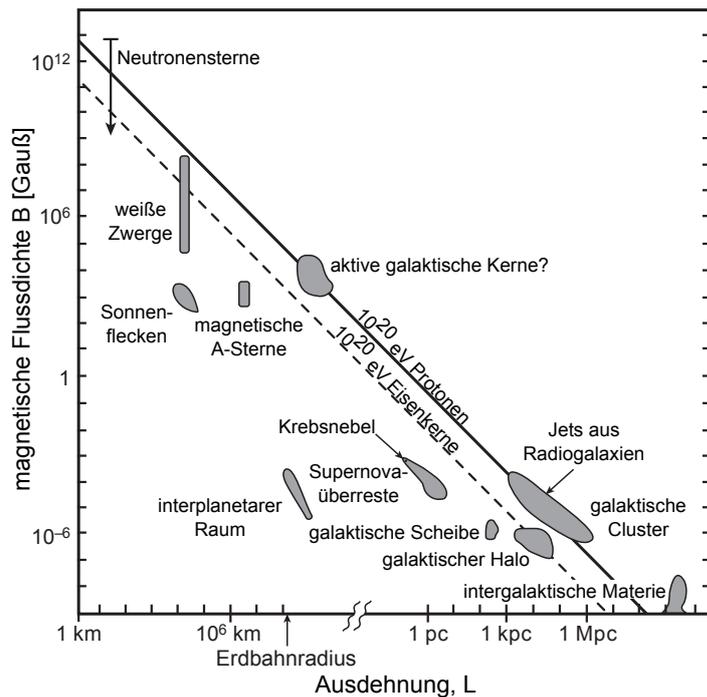


Abbildung 2.2: Hillas-Diagramm mit in grau eingezeichneten Parameterbereichen möglicher Quellen hochenergetischer kosmischer Strahlung [21]. Die Achsen geben die typische Ausdehnung bzw. das in einer Quelle herrschende Magnetfeld an.

Beschleunigungsmechanismus aufgrund ihres geringeren Larmorradius sein. Wegen ihrer größeren Ladungszahl können schwere Elemente zudem effektiver beschleunigt werden.

Da das Spektrum der kosmischen Strahlung jedoch weit über diese Grenzen hinaus noch Energien bis über 10^{20} eV aufweist, stellt sich die Frage nach weiteren geeigneten Beschleunigern, welche diese Energien bereitstellen können. Um Kandidaten für weitere Quellen zu finden, hilft eine einfache Überlegung weiter, die Hillas in [20] gemacht hat. Ein Beschleunigungsmechanismus mit dem Durchmesser D und der magnetischen Flussdichte B kann ein geladenes Teilchen der Energie E nur gefangen halten und weiter beschleunigen, solange die Bedingung

$$2 \cdot \left(\frac{E}{10^{15} \text{ eV}} \right) < Z\beta \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{D}{\text{pc}} \right) \quad (2.3)$$

erfüllt ist. Das heißt, dass zur Beschleunigung der kosmischen Strahlung auf höchste Energien das Produkt $B \cdot D$ möglichst groß werden muss. Trägt man nun Durchmesser und magnetische Flussdichte von bekannten astronomischen Objekten gegeneinander auf, so erhält man das in Abb. 2.2 gezeigte Diagramm. Als mögliche Beschleuniger kommen nur noch Quellen wie Gammastrahlenausbrüche, Neutronensterne sowie aktive galaktische Kerne in Frage. Keines dieser Objekte wurde jedoch bisher eindeutig als Quelle höchstenergetischer Teilchen identifiziert.

2.4. Propagation

Neben den Beschleunigungsmechanismen haben vor allem die Ausbreitungswege der kosmischen Strahlung einen Einfluss auf das Energiespektrum. Es existieren verschiedene Modelle zur Ausbreitung der kosmischen Strahlung, die versuchen, die gemessenen Spektren zu beschreiben, siehe z.B.

[22, 23, 24]. Den meisten dieser „Leaky-Box“ genannten Modelle gemeinsam ist die Idee, dass die kosmische Strahlung unterhalb von etwa 10^{15} eV durch statistisch verteilte Magnetfelder innerhalb der Milchstraße eingeschlossen wird. Oberhalb dieser Energie kommt es, in Abhängigkeit von der Rigidität $R = p/Z$, wobei p dem Impuls und Z der Ladungszahl des Teilchens entspricht, zu einem Austreten aus der Milchstraße. Diese Abhängigkeit erzeugt auch hier eine Änderung der Massenzusammensetzung hin zu schwereren Massen im Bereich des Knies. Insgesamt wird davon ausgegangen, dass das Knie durch eine Überlagerung verschiedener Effekte entsteht. Zum einen erreicht die Beschleunigung in Supernovae ihre Grenzenergie, zum anderen entweichen Teilchen höherer Energie vermehrt aus unserer Milchstraße. Dies veranschaulicht Abb. 2.3 (links), welche das Energiespektrum aufgeteilt für verschiedene Elementgruppen darstellt. Die Spektren der einzelnen Elementgruppen wurden dabei nach dem sogenannten Polygonato Modell [25], welches das Energiespektrum phänomenologisch beschreibt, an die Daten angepasst. Um mit diesem Modell das Energiespektrum auch nach dem Wegbrechen schwerster Elemente zu beschreiben, wird davon ausgegangen, dass oberhalb von etwa 10^{18} eV, im Bereich des „Knöchels“, das Energiespektrum von einer extragalaktischen Komponente dominiert wird.

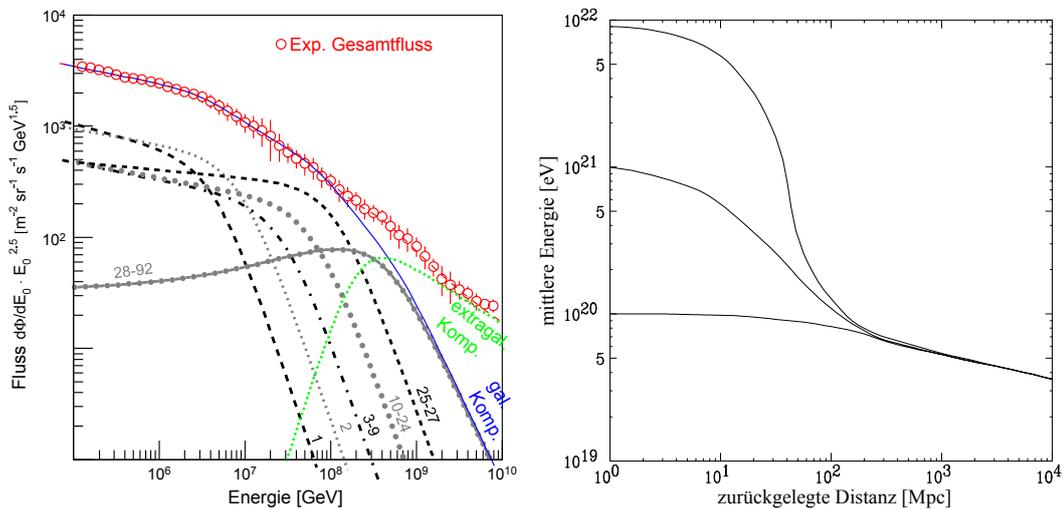


Abbildung 2.3: Angenommener Fluss der galaktischen Komponente des Energiespektrums (blau), gemäß des Polygonato Modells [25] zusammengesetzt aus Beiträgen verschiedener Elementgruppen (grau). Die Spektren der Elementgruppen sind mit den jeweiligen Kernladungszahlen gekennzeichnet. Zusätzlich ist der angenommene Verlauf der extragalaktischen Komponente aufgetragen (grün), um den weiteren Verlauf des Gesamtenergiespektrums zu erklären (rot) [26] (links). Mittlere verbleibende Energie von Protonen aufgetragen über die in der kosmischen Hintergrundstrahlung zurückgelegte Distanz. Die verschiedenen Kurven stehen für eine Anfangsenergie von 10^{22} eV, 10^{21} eV und 10^{20} eV [27] (rechts).

Bei allerhöchsten Energien, im Bereich um 10^{20} eV kommt ein weiterer Effekt zum Tragen, welcher die Propagation kosmischer Strahlung beeinflusst. Im Jahr 1966 zeigten Greisen, Zatsepin und Kuzmin in [28] und [29], dass Protonen bei Energien größer als $6 \cdot 10^{19}$ eV mit der Strahlung des kosmischen Mikrowellenhintergrundes wechselwirken. Hochenergetische Protonen verlieren dabei über die Reaktionen $\gamma + p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0$ bzw. $\gamma + p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow n + \pi^+$ solange Energie, bis sie unter die Schwellenenergie des Prozesses, die sogenannten GZK-Schwelle, von etwa $6 \cdot 10^{19}$ eV fallen. Genauso ist eine Wechselwirkung hochenergetischer Teilchen höherer Kern-

ladungszahl mit dem kosmischen Mikrowellenhintergrund möglich. Der Energieverlust geschieht dabei durch Photodisintegration, Schwellenergie und Reichweiten sind jedoch ähnlich.

Trägt man die verbleibende Energie von Protonen für verschiedene Anfangsenergien im Bereich $10^{20} - 10^{22}$ eV über der Entfernung auf, so kann man erkennen, dass ab einer Entfernung von etwa 200 Mpc alle Teilchen unter die GZK-Schwelle abgebremst wurden, s. Abb. 2.3 (rechts). Teilchen, die bei Energien oberhalb der GZK-Schwelle gemessen werden, können also nur von Objekten innerhalb dieses Beobachtungsradius stammen.

2.5. Komposition

Abbildung 2.4 zeigt die von Satelliten- und Ballonexperimenten gemessene Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung bei Energien um 1 GeV/Nukleon. Zusätzlich ist die Elementhäufigkeit in der Materie innerhalb unseres Sonnensystems eingezeichnet. Sie wurde aus spektroskopischen Analysen der Sonnenphotosphäre sowie aus Untersuchungen von Meteoriten ermittelt. Es zeigt sich eine große Ähnlichkeit der Zusammensetzungen der kosmischen Strahlung sowie des Sonnensystems. Dies läßt sich mit der Annahme erklären, dass beide durch die gleichen Mechanismen entstanden sind - nämlich durch Produktion in Sternen. Unterschiede sind jedoch bei den Elementen Lithium, Beryllium,

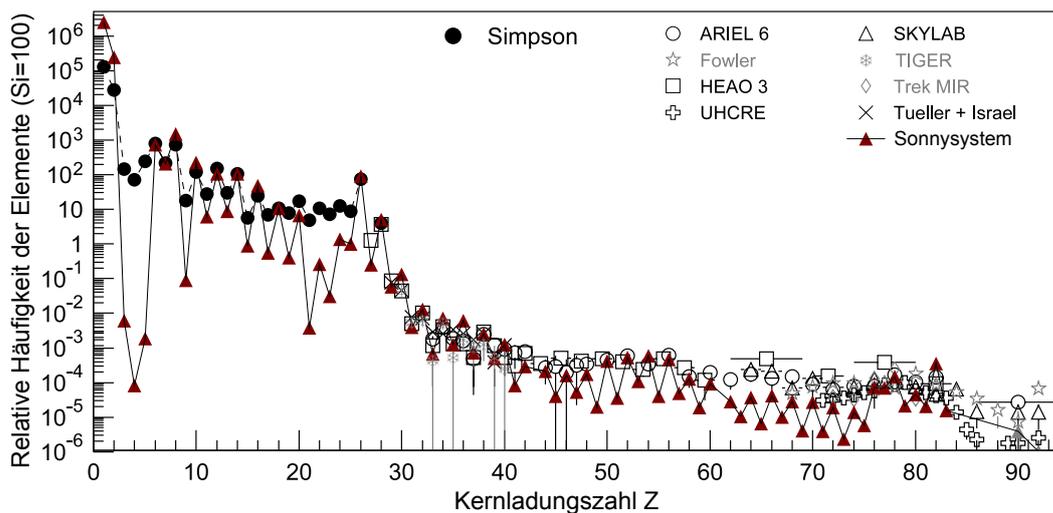


Abbildung 2.4: Relative Elementhäufigkeit in der kosmischen Strahlung aufgetragen über der Kernladungszahl, zusammengesetzt aus Messungen verschiedener Experimente (graue und schwarze Symbole). Zusätzlich ist die Elementhäufigkeit in der Materie innerhalb unseres Sonnensystems eingezeichnet (rote Dreiecke) [26].

Bor sowie bei Kernladungszahlen kurz unterhalb von Eisen ($Z=26$) zu erkennen, die in der kosmischen Strahlung häufiger vorkommen. Diese Elemente sind wahrscheinlich Spaltungsprodukte der etwas schwereren Elemente Sauerstoff, Kohlenstoff bzw. Eisen, die während ihrer Propagation durch Wechselwirkung mit interstellarer Materie entstanden sind.

Elemente mit Kernladungszahlen oberhalb von Eisen treten in der kosmischen Strahlung und im Sonnensystem nur in geringer Häufigkeit auf. Das liegt daran, dass Eisen die höchste Kernbindungsenergie aller Elemente besitzt und somit keine schwereren Elemente in Sternen mittels Fusion erzeugt werden können. Die Synthese schwererer Elemente wird dagegen mittels der sogenannten r- bzw. s-Prozesse erklärt. Es handelt sich dabei um sukzessive Neutroneneinfangsreaktionen mit

anschließendem Betazerfall, wobei sich mit jedem Zerfall die Ordnungszahl um eins erhöht. Die Prozesse finden in Sternen bzw. Supernovae statt, für Details s. [30].

Aufgrund ihrer geringen Häufigkeit werden Elemente höherer Kernladungszahl als Eisen bei der Betrachtung höchstenergetischer kosmischer Strahlung üblicherweise vernachlässigt. Eine hochauflösende Messung der Primärteilchenmasse ist mittels indirekter Detektionsmethoden in den höheren Energiebereichen ab etwa 10^{15} eV nicht mehr möglich. Als Schätzer für die Komposition der Primärteilchen wird daher meist die mittlere atmosphärische Tiefe des Schauersmaximums $\langle X_{max} \rangle$ sowie dessen statistische Fluktuation $RMS(X_{max})$ verwendet. Die atmosphärische Tiefe $X(h_0)$, die ein senkrecht von oben einfallender Teilchenschauer auf der Höhe h_0 durchquert hat, errechnet sich dabei folgendermaßen:

$$X(h_0) = \int_{h_0}^{\infty} \rho(h) dh . \quad (2.4)$$

Dabei entspricht $\rho(h)$ der Dichte der Erdatmosphäre in der Höhe h . An einem Ort, an dem ein Luftdruck von 1000 hPa herrscht, beträgt die atmosphärische Tiefe also rund 1000 g/cm^2 . Bei mit dem Zenitwinkel θ einfallenden Primärteilchen vergrößert sich $X(h_0)$ mit näherungsweise $1/\cos(\theta)$.

Abbildung 2.5 zeigt die am Pierre Auger Observatorium gemessene Abhängigkeit von $\langle X_{max} \rangle$ und $RMS(X_{max})$ von der Primärenergie. Zum Vergleich sind die Ergebnisse verschiedener Luftschauersimulationen eingezeichnet, jeweils unter Annahme eines Massenspektrums bestehend ausschließlich aus Protonen bzw. aus Eisenkernen. Daraus wird eine Veränderung der Massenzusammensetzung hin zu schwereren Elementen bei höheren Energien ersichtlich. Die Gründe hierfür sind momentan noch nicht geklärt. Eine genauere Darstellung der Zusammenhänge folgt in Abschnitt 2.7.

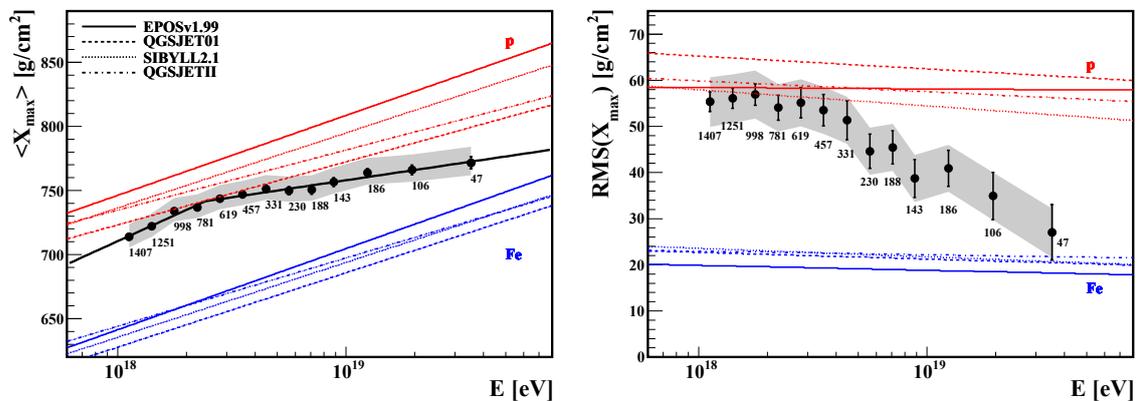


Abbildung 2.5: $\langle X_{max} \rangle$ (links) und $RMS(X_{max})$ (rechts) als Funktion der Energie [31]. Die roten und blauen Linien zeigen einen Vergleich zu verschiedenen Luftschauersimulationen. Systematische Unsicherheiten sind als graues Band dargestellt. Die Zahlen stellen die Anzahl der Ereignisse für jeden Datenpunkt dar.

2.6. Schauerentwicklung

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung mit ausreichend hoher Energie auf die Erdatmosphäre, so entwickelt sich ein Teilchenschauer, der am Boden mittels geeigneter Detektoren registriert werden kann. Wie Abb. 2.6 zeigt, können die Teilchen innerhalb des Schauers in drei Gruppen eingeteilt werden: die hadronische, die elektromagnetische und die myonische Komponente.

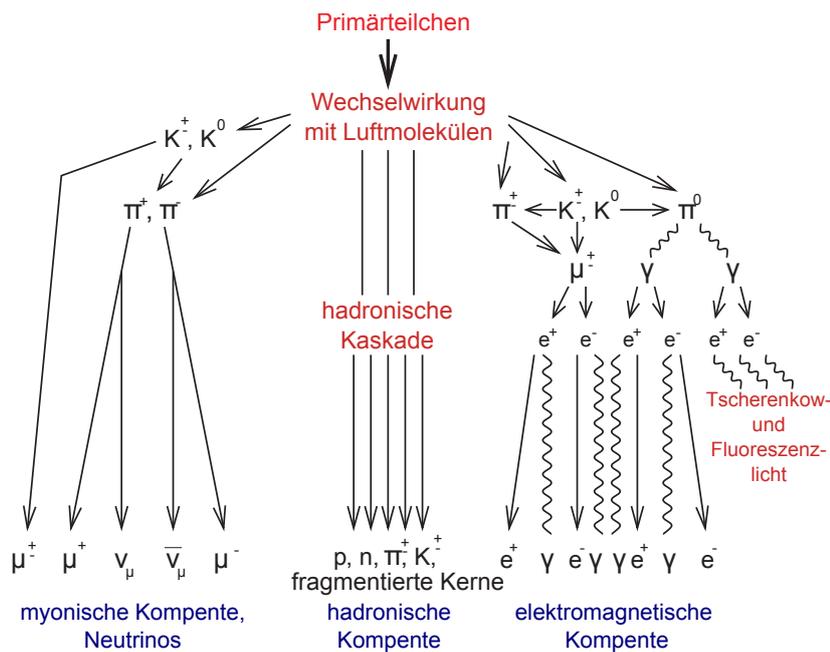


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung eines Teilchenschauers, der sich in verschiedene Komponenten entwickelt [32].

Im noch jungen Schauer werden über die starke Wechselwirkung mit Atomkernen der Atmosphäre hauptsächlich Pionen und mit einem Anteil von etwa 10 % auch Kaonen erzeugt. Die entstandenen hochenergetischen Sekundärteilchen erzeugen weitere hadronische Reaktionsprodukte, bis die Teilchenenergie unter die zur Mehrfach-Pionerzeugung benötigte Mindestenergie von etwa 1 GeV pro Teilchen gefallen ist [33]. Fast alle der dabei entstandenen geladenen Pionen und Kaonen zerfallen in Myonen und Neutrinos, welche die myonische Komponente bilden. Wegen ihrer hohen Masse verlieren diese Myonen nur wenig Energie auf ihrem Weg durch die Erdatmosphäre in Folge von Bremsstrahlung. Sie besitzen durch die relativistischen Zeitdilatation auch eine ausreichend lange Lebensdauer, um auf dem Boden detektiert zu werden. Aufgrund ihrer Entstehung in großer Höhe, kann man durch separate Messung der myonischen Komponente zusätzliche Informationen über die longitudinale Schauerentwicklung gewinnen.

Die elektromagnetische Komponente wird dagegen hauptsächlich durch den Zerfall von neutralen Pionen aus der hadronischen Komponente in Photonenpaare hervorgerufen. Diese Photonen wiederum können durch kaskadierte Paarbildungsprozesse, sowie die Abgabe von Bremsstrahlung eine große Anzahl von weiteren Photonen, Elektronen und Positronen erzeugen. Von allen drei Schauerkomponenten enthält die elektromagnetische Komponente die größte Anzahl Teilchen und ist daher die zur Schätzung von Schauerparametern wichtigste Komponente. Ein Teil der elektromagnetischen Komponente äußert sich außerdem als Fluoreszenz- und Tscherenkow-Licht, sowie als Radioemissionen.

2.7. Heitler-Modell

Das von Heitler in [34] entwickelte Modell für elektromagnetischer Schauer kann für eine einfache Veranschaulichung der Schauerentwicklung herangezogen werden. Es wurde später in [35] von

Matthews zur Beschreibung hadronischer Schauer erweitert und wird im Folgenden in verkürzter Form, zunächst für die elektromagnetische Komponente beschrieben.

Abbildung 2.7 (links) zeigt, wie sich ein elektromagnetischer Schauer als eine Kaskade von Paarbildungs- und Bremsstrahlungsprozessen entwickelt. Am Anfang steht ein Photon der Energie E_0^γ . Im ersten Schritt teilt sich das Photon nach Durchlaufen der Distanz $D_0 = \lambda_r \ln 2$ durch Paarbildung in ein Elektron und ein Positron mit der Energie $E_0^\gamma/2$ auf. λ_r ist dabei die Strahlungslänge von Elektronen und beträgt in Luft $\lambda_r \approx 37 \text{ g/cm}^2$ und D_0 die atmosphärische Tiefe, nach der die Teilchen die Hälfte ihrer Energie verloren haben. Jedes der beiden Teilchen erzeugt nach Zurücklegen der Entfernung D_0 durch Bremsstrahlung wiederum zwei neue Photonen. Nach n_c Wiederholungen des Vorgangs sind die Teilchen unter die „kritische Energie“ $E_c^\gamma \approx 85 \text{ MeV}$ abgebremst worden. Unterhalb von E_c^γ geben die Teilchen ihre Energie vor allem durch Ionisationsverluste ab, der Schauer stirbt aus.

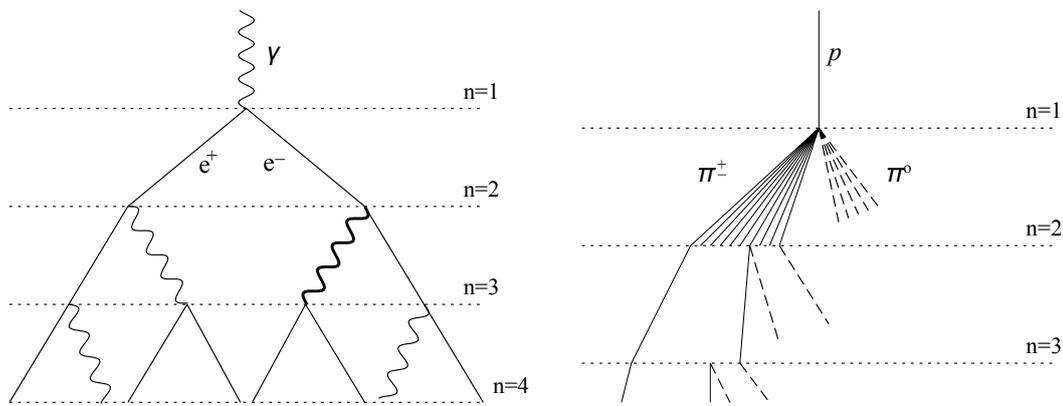


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen (links) und eines hadronischen Schauers (rechts). Die gestrichelten Linien stellen neutrale Pionen dar, die unmittelbar zerfallen und elektromagnetische Schauer erzeugen [35].

Wenn der Schauer seine größte Ausdehnung erreicht hat, gilt somit für die Anzahl der Teilchen N_{max} :

$$N_{max} = E_0^\gamma / E_c^\gamma = 2^{n_c} . \quad (2.5)$$

Die atmosphärische Tiefe X_{max} des Schauermaximums ergibt sich dann aus der Anzahl der Kaskadenstufen n_c und dem pro Stufe zurückgelegten Weg:

$$X_{max} = n_c \lambda_r \ln 2 = \lambda_r \ln (E_0^\gamma / E_c^\gamma) . \quad (2.6)$$

Das gezeigte Modell stellt nur eine grobe Näherung an die Realität dar; so beträgt die Anzahl Elektronen und Positronen N_e im Schauermaximum hier etwa $N_e \approx \frac{2}{3} N_{max}$. Simulationen zeigen jedoch, dass N_e in der Realität um etwa eine Größenordnung geringer ist. Es wird daher ein Korrekturfaktor $g \approx 10$ eingeführt, um den Wert von N_e mittels $N_e = N_{max}/g$ besser abzuschätzen.

Einige einfache Änderungen des dargelegten Modells ermöglichen auch eine Behandlung hadronischer Schauer. Wie in Abb. 2.7 (rechts) bereits angedeutet, ist die hadronische Strahlungslänge mit $\lambda_I \approx 120 \text{ g/cm}^2$ und damit der Abstand D_0 zwischen zwei Kaskadenstufen hier größer. Nach jeder Stufe werden pro einfallendem Pion N_{ch} geladene Pionen sowie $\frac{1}{2} N_{ch}$ neutrale Pionen erzeugt. Die neutralen Pionen zerfallen aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer von etwa $8,4 \cdot 10^{-17} \text{ s}$ sofort in zwei Photonen und stehen somit nicht mehr zur Erzeugung weiterer Hadronen zur Verfügung. Die im hadronischen Teil des Schauers enthaltene Energie verringert sich daher mit jeder Stufe um einen

Faktor $\frac{1}{3}$. Da gleichzeitig pro Stufe N_{ch} neue geladene Pionen erzeugt werden, ergibt sich die Energie E_π pro geladenem Pion nach n Stufen zu:

$$E_\pi = \frac{E_0}{\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)^n} . \quad (2.7)$$

Analog zum zuvor betrachteten elektromagnetischen Schauer, fällt auch hier E_π nach n_c Kaskadenstufen unter die für Pionen kritische Energie $E_c^\pi \approx 20$ GeV. Bei Energien unterhalb von E_c^π zerfallen die Pionen schneller in Myonen und Neutrinos, als neue Pionen erzeugt werden können. Die maximale Anzahl n_c der Kaskadenstufen im hadronische Teil des Schauers erhält man durch Auflösen von 2.7 nach n :

$$n_c = \frac{\ln(E_0/E_c^\pi)}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)} . \quad (2.8)$$

Da alle geladenen Pionen unterhalb der kritischen Energie in Myonen zerfallen, gilt für die Anzahl der Myonen $N_\mu = N_{ch}^{n_c}$. Durch Logarithmieren dieser Beziehung erhält man zusammen mit Gleichung 2.8:

$$\ln N_\mu = n_c \cdot \ln N_{ch} = \beta \cdot \ln(E_0/E_c^\pi), \quad \text{mit } \beta = \frac{\ln(N_{ch})}{\ln\left(\frac{3}{2}N_{ch}\right)} \approx 0.85 \quad (2.9)$$

und damit für die Anzahl der Myonen:

$$N_\mu = \left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)^\beta \approx 10^4 \cdot \left(\frac{E_0}{1 \text{ PeV}}\right)^{0.85} . \quad (2.10)$$

Dieser Zusammenhang ist nur für Primärteilchen bestehend aus einem einzelnen Proton gültig. Er kann jedoch mittels des Superpositionsmodells zur Betrachtung schwererer Elemente erweitert werden. Der Schauer eines aus A Nukleonen zusammengesetzten Primärteilchens der Energie E_0 wird dabei als eine Überlagerung von A Schauern der Energie E_0/A betrachtet. Für die Anzahl der Myonen bedeutet dies:

$$N_\mu = A \cdot \left(\frac{E_0}{A E_c^\pi}\right)^\beta = \left(\frac{E_0}{E_c^\pi}\right)^\beta \cdot A^{1-\beta} . \quad (2.11)$$

Daraus lassen sich einige hilfreiche Resultate ableiten.

Bei gleich bleibendem E_0 ist ein Zusammenhang zwischen der Massezahl A und der Anzahl der Myonen zu erkennen. Der Schauer eines Eisenkerns ($A = 56$) erzeugt demnach etwa 1.8 mal mehr Myonen als der eines Protons. Weiterhin hängt N_μ mit $\beta \approx 0.85$ etwas weniger als linear von der Energie des Primärteilchens ab. Je größer E_0 , um so weniger Energie wird für die Produktion von Hadronen und damit Myonen aufgebracht. Aufgrund der Energieerhaltung muss die übrige Energie zur Entwicklung des elektromagnetischen Schaueranteils beitragen; E_0 setzt sich, analog zu Gl. 2.5 aus der Anzahl der Myonen und Elektronen mit kritischer Energie zusammen:

$$E_0 = E_c^\gamma N_{max} + E_c^\pi N_\mu = g E_c^\gamma \left(N_e + \frac{E_c^\pi}{g E_c^\gamma} N_\mu \right) \approx 0.85 \text{ GeV} (N_e + 24 N_\mu) . \quad (2.12)$$

Die Anzahl der Elektronen N_e im Schauer lässt sich ähnlich wie N_μ herleiten.

Von besonderem experimentellem Interesse ist das Verhältnis aus N_e und N_μ im Schauermaximum, Herleitung s. [36].:

$$\frac{N_e}{N_\mu} \approx 35.1 \cdot \left(\frac{E_0}{A \cdot 1 \text{ PeV}}\right)^{0.15} . \quad (2.13)$$

Luftschauerexperimente wie z.B. KASCADE [37] messen die myonische bzw. elektronische Komponente separat in dafür dimensionierten Detektoren, um das Verhältnis E_0/A bestimmen zu können. Zusammen mit Gl. 2.12 ist somit eine Schätzung der Primärenergie wie auch der Komposition der kosmischen Strahlung möglich.

Die gezeigten Modelle beschreiben die Entwicklung tatsächlicher Teilchenschauer in stark vereinfachter Weise. Für eine genauere Beschreibung werden Monte-Carlo Simulationsprogramme wie z.B. CORSIKA [38] verwendet. Während der Schauersimulation verfolgt CORSIKA die Wege einzelner Schauerteilchen durch die Luft. Sie können dabei zufällig mit Luftmolekülen in Wechselwirkung treten und neue Teilchen erzeugen oder zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Reaktion eintritt, ist gegeben durch Messungen der entsprechenden Wirkungsquerschnitte in Beschleunigerexperimenten. Problematisch ist allerdings, dass bei hohen Schwerpunktsenergien und Pseudorapiditäten keine Messdaten verfügbar sind. Wechselwirkungsparameter müssen daher aus den vorhandenen Daten extrapoliert werden.

3. Klassische Methoden zur Detektion kosmischer Strahlung

Bei Primärenergien unterhalb von etwa 10^{15} eV ist der Fluss der kosmischen Strahlung noch ausreichend groß, um ihn mittels direkter Methoden bestimmen zu können. Dazu werden Experimente wie z.B. CREAM [39] oder AMS-02 [40] mittels Ballonen bzw. durch Unterbringung auf der internationalen Raumstation auf große Höhen gebracht und dort der primären kosmischen Strahlung ausgesetzt. Sie verfügen über verschiedene Detektorsubsysteme wie z.B. Kalorimeter, Spur- und Tscherenkow-Detektoren, die eine Messung von Impuls, Ladung sowie Energie der einfallenden Teilchen ermöglichen.

Zur Untersuchung der kosmischen Strahlung bei höheren Energien und damit niedrigeren Flüßen wird jedoch ein größeres Detektionsvolumen benötigt. Luftschauerexperimente benutzen die Erdatmosphäre als Detektionsvolumen und versuchen mittels auf dem Erdboden untergebrachten, großflächig verteilten Teilchendetektoren, Sekundärteilchen der Luftschauer nachzuweisen. Zu den verwendeten Detektorsystemen zählen Szintillationszähler, Wasser-Tscherenkow-Detektoren, sowie optische Detektoren zur Erfassung von Fluoreszenz- und Tscherenkow-Strahlung.

Der Einsatz der genannten Techniken wird im Folgenden beispielhaft für das Pierre Auger Observatorium und das Tunka-Experiment vorgestellt. Das sind die beiden Experimente, für die im Rahmen dieser Arbeit Hard- und Software zur Radiodetektion kosmischer Strahlung entwickelt wurde.

3.1. Das Pierre Auger Observatorium

Während das Energiespektrum der kosmischen Strahlung bis hin zu Energien von etwa 10^{18} eV gut untersucht ist, stellt sich die Frage nach Fluss, Herkunft und Komposition der kosmischen Strahlung bei allerhöchsten Energien. Experimente wie Telescope Array (TA) [41] und das hier behandelte Pierre Auger Observatorium (Auger) [11] sollen darüber Klärung verschaffen.

Oberhalb von Energien von 10^{20} eV beträgt der Fluss der kosmischen Strahlung nur noch etwa $1 \text{ km}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ Jahrhundert}^{-1}$. Bei diesen Energien werden daher Detektorfelder mit enormen Ausmaßen benötigt, um überhaupt eine statistisch aussagekräftige Anzahl von Schauerereignissen zu registrieren. Auger wurde im Jahr 2008 fertig gestellt und ist mit einer instrumentierten Fläche von 3000 km^2 das größte Luftschauerexperiment zur Untersuchung der kosmischen Strahlung im Energiebereich oberhalb von 10^{18} eV bis hin zu höchsten Energien. Es befindet sich auf einer Hochebene in der argentinischen Provinz Mendoza nahe der Stadt Malargüe auf etwa 1400 m Höhe. Die Grundfläche von Auger wird von 1660 in einer hexagonalen Struktur angeordneten Wasser-Tscherenkow-Detektoren, ausgeführt als große Wassertanks mit je 1.5 km Abstand, überdeckt. Am Rande des Detektorfelds wurden vier Teleskopgebäude errichtet, in denen je sechs Fluoreszenzteleskope untergebracht sind. Diese erfassen das Fluoreszenzlicht von Luftschauern über dem Detektorfeld und sind so angeordnet, dass jedes Ereignis oberhalb von 10^{19} eV von mindestens einem Teleskop beobachtet wird, s. Abb. 3.1.

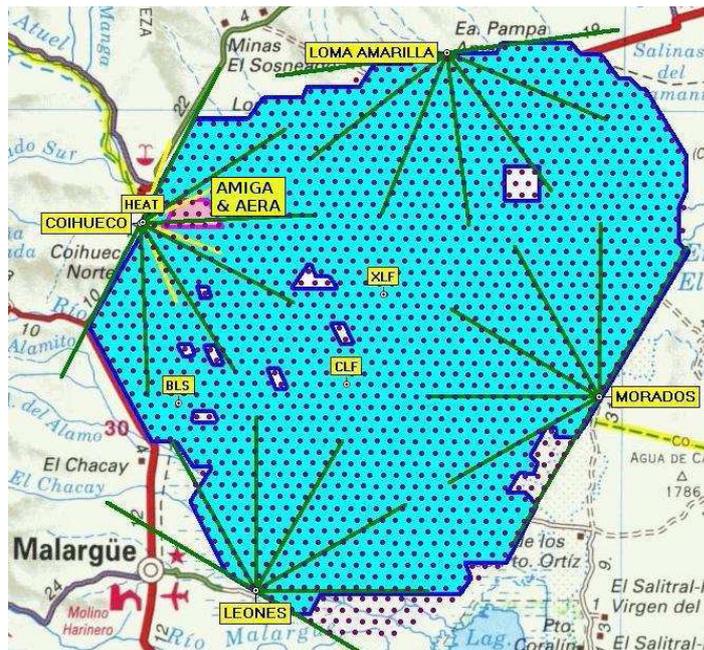


Abbildung 3.1: Landkarte des Pierre Auger Observatoriums. Die Punkte deuten die Position der Wassertanks an, die Linien zeigen die Blickwinkel der Fluoreszenzteleskope [42].

Neben Auger verwendet auch das TA ein solches hybrides Detektorkonzept. Die beiden Detektionsmethoden bieten für sich genommen verschiedene Vorteile. Vorteile des Surface Detectors (SDs) sind unter anderem [11]:

- nahezu wetterunabhängiges Ansprechverhalten
- wohldefinierte Apertur zur Bestimmung des Teilchenflusses
- Einsatzzeit von 100 %.

Die Einsatzzeit der Fluoreszenzteleskope, dem sog. Fluorescence Detector (FD), ist auf etwa 10 – 15 % begrenzt, da Messungen nur während klarer Nächte mit wenig Mondlicht durchgeführt werden können. Jedoch bietet der FD unter anderem folgende Vorteile:

- Messung der longitudinalen Schauerentwicklung,
- linearer Zusammenhang zwischen Intensität des Fluoreszenzlichts und Primärenergie, damit hohe Energieauflösung,
- direkte Abbildung des Schauermaximums, daher hohe Genauigkeit bei der Bestimmung von X_{max} ($\Delta X_{max} < 20 \text{ g/cm}^2$)

Der hybride Betrieb bietet zusätzliche Vorteile. Die bei hybriden Schauerereignissen gewonnenen Daten ermöglichen es, die geometrische Genauigkeit der FD-Schauerrekonstruktion zu verbessern, da mit von SD gewonnenen Daten bereits Schauerrichtung und -ort bekannt sind. Die Daten des FD ermöglichen wiederum eine Verbesserung der Energiekalibrierung des SD.

Zur Erweiterung des Energiespektrums zu niedrigeren Energien ab 10^{17} eV wurde Auger nachträglich um die High Elevation Auger Telescopes (HEAT) [43] und das Auger Muons and Infill for the Ground Array (AMIGA) [44] erweitert. Der Energiebereich zwischen 10^{17} eV und 10^{18} eV

ist von besonderem Interesse, da hier ein Übergang des Teilchenflusses von galaktischer zu intergalaktischer Herkunft erwartet wird und auch ein Vergleich mit Ergebnissen von Experimenten für niedrigere Energien angestellt werden kann.

3.1.1. Der Oberflächendetektor (SD)

Jeder SD-Wassertank verfügt über eine eigene Energieversorgung durch Solarmodule sowie einen Batteriezwischenspeicher, s. Abb. 3.2. In den SD-Stationen werden jeweils 12 m^3 hochreinen Wassers als Detektionsmaterial verwendet. Geladene Teilchen eines Luftschauers mit Geschwindigkeiten größer der Lichtgeschwindigkeit in Wasser erzeugen darin Tscherenkow-Licht, das drei über dem Wasservolumen angebrachte Photomultiplier (PMTs) aufnehmen. Ein eigens dafür entwickeltes, drahtloses Funkkommunikationssystem sendet die aufgenommenen Signale anschließend zum Central Data Acquisition System (CDAS).

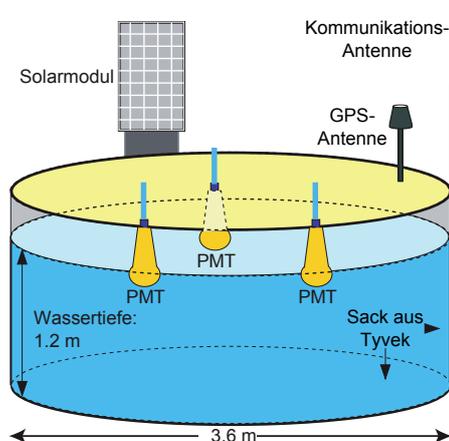


Abbildung 3.2: Skizze eines Wasser-Tscherenkow-Detektors von SD [45] (links). Bild eines Detektors im Feld (rechts).

Datenaufnahme

Die Signale der PMTs werden an der Anode und an der letzten Dynode von je einem Analog-Digital-Umsetzer (ADC)¹ mit einer Auflösung von 10 Bit und eine Abtastrate von 40 MHz aufgenommen. Das Verhältnis der Signalhöhe zwischen dem Anoden- und Dynodensignal ist dabei auf einen Faktor 32 eingestellt. Durch die Messung des gleichen Signals bei verschiedenen Verstärkungen wird der effektive Dynamikbereich des Gesamtsystems von 10 Bit auf 15 Bit erweitert. Für die Richtungsrekonstruktion von Schauersignalen ist eine genaue Kenntnis des Messzeitpunkts der ADC-Werte in mehreren SD-Wassertanks nötig. Zur zeitlichen Zuordnung der Daten verwendet die Stationselektronik eine kommerzielle Global Positioning System (GPS)-Uhr vom Typ Motorola OnCoreUT⁺. Die damit erreichte Präzision in der Zeitmessung liegt bei 8 ns.

Die ADC-Werte werden anschließend an ein Programmable Logic Device (PLD) weitergeleitet, das einen First Level Trigger (T1) implementiert. Der T1 kann auf zwei Arten ausgelöst werden. Die erste Triggerbedingung, der Threshold (TH)-Trigger, ist eine einfache Schwelle. Der T1 löst aus, wenn die Signale aller drei PMTs in Koinzidenz größer als eine gegebene Schwelle sind. Um die stark dispergierten Signale sehr flacher Schauer zu detektieren, enthält der T1 noch eine zweite

¹Englisch: Analog-to-Digital Converter.

Triggerbedingung, den Time-over-Threshold (TOT)-Trigger. Hierbei löst der T1 aus, wenn innerhalb eines $3 \mu\text{s}$ langen Zeitfensters mindestens 13 ADC-Werte von zwei PMTs in Koinzidenz eine Schwelle überschreiten. Diese Schwelle ist niedriger als beim TH-Trigger eingestellt. Hat ein Signal der PMTs einen T1-Trigger ausgelöst, wird ein 768 ADC-Werte langer Zeitabschnitt mit dem auslösenden Signal lokal in einem Puffer zwischengespeichert.

Das zentrale Element der Wassertankelektronik bildet eine mit 40 MHz getaktete PowerPC 403GCX Central Processing Unit (CPU), welche unter dem Betriebssystem OS9 arbeitet. Die CPU wird unter anderem dazu verwendet, die im Puffer vorgehaltenen ADC-Werte mittels eines Second Level Triggers (T2s) weiter zu untersuchen und uninteressante Signale zu verwerfen. Wenn ein T1 durch eine TH-Triggerbedingung ausgelöst wurde, wendet die CPU einen weiteren, höheren Schwellwert auf die gepufferten ADC-Werte an. Um die T2-Bedingung zu erfüllen, muss das gepufferte Signal den Schwellwert bei allen drei PMTs überschreiten. Die T1-Triggerrate von $\approx 110 \text{ Hz}$ wird dadurch auf eine T2-Rate von $\approx 20 \text{ Hz}$ reduziert. Durch diese Datenreduktion wird eine Überlastung des in seiner Bandbreite limitierten Funkkommunikationssystems vermieden. TOT-Trigger treten dagegen nur mit einer Rate von $< 2 \text{ Hz}$ auf. Sie werden ohne weitere Untersuchung direkt als T2 weitergeleitet.

Die Zeitstempel der T2 Signale werden einmal pro Sekunde über ein Funkübertragungssystem an das CDAS geschickt. Dort werden sie auf zeitliche Koinzidenzen zwischen nahe benachbarten Stationen untersucht. Wurden ein zeitlich koinzidentes Ereignis in mindestens drei Stationen gefunden, wird ein Third Level Trigger (T3) ausgelöst und zu den auslösenden Stationen gesendet. Die Stationen antworten anschließend mit den ADC-Werten aus ihren Puffern, welche den T2 auslösten [46].

Schauerrekonstruktion

Die Richtung der Schauerachse kann aus an den Stationen gemessenen Ankunftszeiten errechnet werden. Je nach Zenitwinkel und Multiplizität, wird mit SD eine Richtungsauflösung von $0.4^\circ - 2.4^\circ$ erreicht [47].

Die Signalhöhe in den SD-Stationen wird üblicherweise in Einheiten von Vertical Equivalent Muons (VEMs) angegeben, was dem mittleren Signal eines relativistischen, vertikal durch den Detektor fliegenden Myons entspricht. Die SD-Stationen liefern allerdings nur eine Aussage über die Signalhöhe bei bestimmten Entfernungen zur Schauerachse. Um den Verlauf der Schauerteilchendichte in Erfahrung zu bringen, wird daher eine Lateralverteilungsfunktion an die SD-Daten gefittet. Die integrierte Lateralverteilung gibt Auskunft über die Anzahl der auf dem Erdboden angekommenen Schauerteilchen und dient daher zur Schätzung der Primärenergie. In der Standardrekonstruktion von Auger wird dazu eine Nishimura-Kamata-Greisen (NKG)-Funktion [48] in angepasster Form verwendet [49], welche die Signalhöhe $S(r)$ als Funktion des Abstands r zur Schauerachse beschreibt:

$$S(r) = S(1000) \cdot \left(\frac{r}{1000 \text{ m}} \right)^\beta \left(\frac{r + 700 \text{ m}}{1700 \text{ m}} \right)^{\beta+\gamma} . \quad (3.1)$$

Die Parameter γ bzw. die vom Zenitwinkel und $S(1000)$ abhängige Funktion β werden zunächst in einer vorhergehenden Analyse so festgelegt, dass sich eine möglichst große Anzahl von Schauern gut beschreiben lässt. Als freie Parameter bleiben dann der Auftreffpunkt der Schauerachse auf dem Erdboden und $S(1000)$ übrig, welche durch einen Fit der Lateralverteilungsfunktion an die Messdaten einzelner Schauerereignisses bestimmt werden. Der Parameter $S(1000)$ ist von besonderem Interesse. Der Fit der Lateralverteilung zeigt für eine Entfernung von 1000 m zur Schauerachse die geringste Empfindlichkeit für Fehler bei der Bestimmung von β sowie für Schauer-zu-Schauer Fluktuationen, s. Abb. 3.3 (links). $S(1000)$ wird daher als Grundlage zur Schätzung der Primärenergie verwendet.

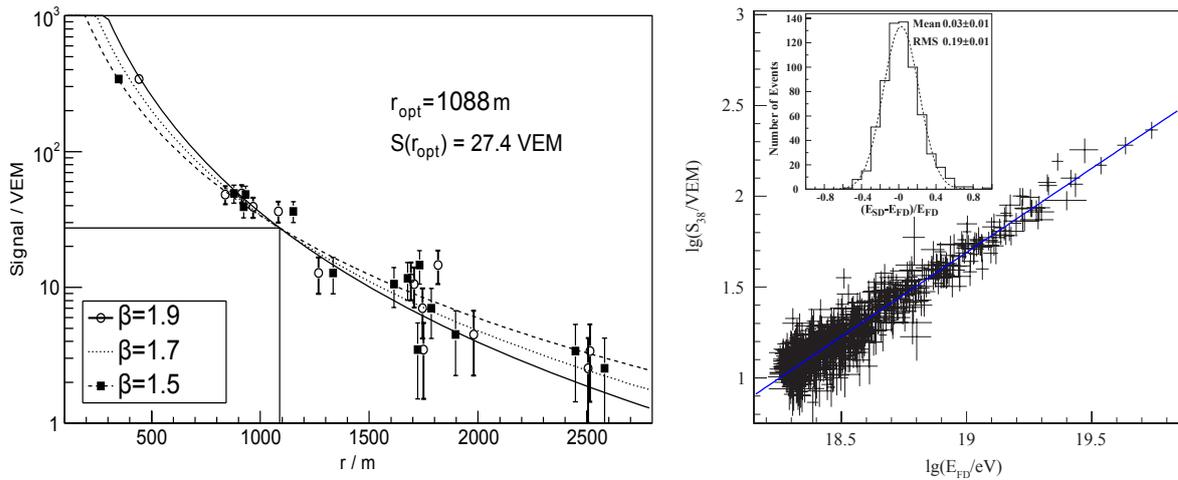


Abbildung 3.3: Rekonstruktion eines Schauerereignisses mit einer Lateralverteilungsfunktion mit variiertem β . Bei etwa 1000 m wird unabhängig vom gewählten β die gleiche Signalthöhe gemessen [50] (links). Korrelation zwischen $\lg(S_{38^\circ})$ und $\lg(S_{\text{FD}})$ für 661 hybride Schauerereignisse. Die durchgezogene Linie zeigt einen Fit an die Daten. Das Histogramm zeigt die relativen Unterschiede der Energieschätzung durch FD bzw. SD [51] (rechts).

Der Zusammenhang zwischen $S(1000)$ und der Primärenergie wird allerdings noch durch den Zenitwinkel θ beeinflusst. $S(1000)$ verringert sich mit dem Zenitwinkel aufgrund der steigenden atmosphärischen Abschwächung des Schauers. Um dies zu berücksichtigen, wird $S(1000)$ mittels einer Abschwächungsfunktion $f(\theta)$ zum Parameter $S_{38^\circ} = S(1000)/f(\theta)$ umgerechnet, welche mittels der „constant intensity cut“ Methode gefunden wird. Ausgehend von einer isotropen Verteilung der Schauerankunfrichtungen, wird $f(\theta)$ so gewählt, dass oberhalb eines festgelegten Schwellwerts von S_{38° für jeden Zenitwinkel der gleiche Primärteilchenfluss gemessen wird.

S_{38° stellt dabei den Wert von $S(1000)$ dar, den der jeweilige Schauer bei einem Zenitwinkel von 38° hätte. Bei Hybridereignissen wird durch FD die Energie des Primärteilchens E_0 und durch SD der Schätzwert S_{38° ermittelt. Diese Werte sind in Abb. 3.3 (rechts) für 661 Ereignisse aufgetragen. Durch einen Fit erhält man den Zusammenhang $E_0 = 1.49 \cdot S_{38^\circ}^{1.08} \cdot 10^{17} \text{ eV}$. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Schätzung des Zusammenhangs zwischen Primärenergie und $S(1000)$ ausschließlich aus Messdaten von FD abgeleitet werden kann und somit nicht von theoretischen Annahmen abhängt.

3.1.2. Der Fluoreszenzdetektor (FD)

Die Detektion des Fluoreszenzlichts von kosmischen Teilchenschauern beim Durchgang durch die Erdatmosphäre wurde vor dem Bau von Auger bereits von den Experimenten Fly’s Eye [10] und dessen Nachfolger HiRes [52] entwickelt. Geladene Teilchen eines kosmischen Schauers regen die Stickstoffmoleküle der Atmosphäre zur Emission von Fluoreszenzlicht mit Wellenlängen im Bereich von 300 – 430 nm an. Die Anzahl der emittierten Fluoreszenzphotonen hängt direkt proportional von der Primärenergie des Schauers ab. Damit ist die Fluoreszenzmethode ein vergleichsweise präzises Verfahren zur kalorimetrischen Messung der Primärenergie eines Teilchenschauers.

FD besteht aus insgesamt 24 Schmidt-Teleskopen welche in 4 Teleskopgebäuden (Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla und Coihueco) mit jeweils 6 Teleskopen untergebracht wurden und das SD-Feld überblicken. Die drei zusätzlichen HEAT-Teleskope am Standort Coihueco erweitern den Energiebereich hin zu niedrigeren Primärenergien ab 10^{17} eV [43]. Ihr Funktionsprinzip ent-

spricht den FD-Teleskopen. Jedoch sind die HEAT-Teleskope um 29° nach oben gekippt, um die Schauerentwicklung bei niedrigeren Primärenergie besser zu überblicken.

Datenaufnahme

Aufgrund der Bauweise als Schmidt-Teleskop, s. Abb. 3.4 (links), können die FD-Teleskope ein breites Sichtfeld von $30^\circ \times 30^\circ$ abdecken. Das Fluoreszenzlicht eines Teilchenschauers durchquert zunächst einen UV-Absorptionsfilter und eine Korrekturoptik, und wird durch einen sphärischen Spiegel auf eine mit 440 PMTs ausgerüstete Kamera fokussiert. Die Signale der als Pixel-Matrix mit 22 Zeilen und 20 Spalten angeordneten PMTs werden dann zur Front-End (FE)-Elektronik weitergeleitet. Der Aufbau der FE-Elektronik folgt einer in vier logische Einheiten unterteilten hierarchischen Struktur, s. Abb 3.4 (rechts). Die sogenannte Head-Electronics versorgt die PMTs mit Hoch- und

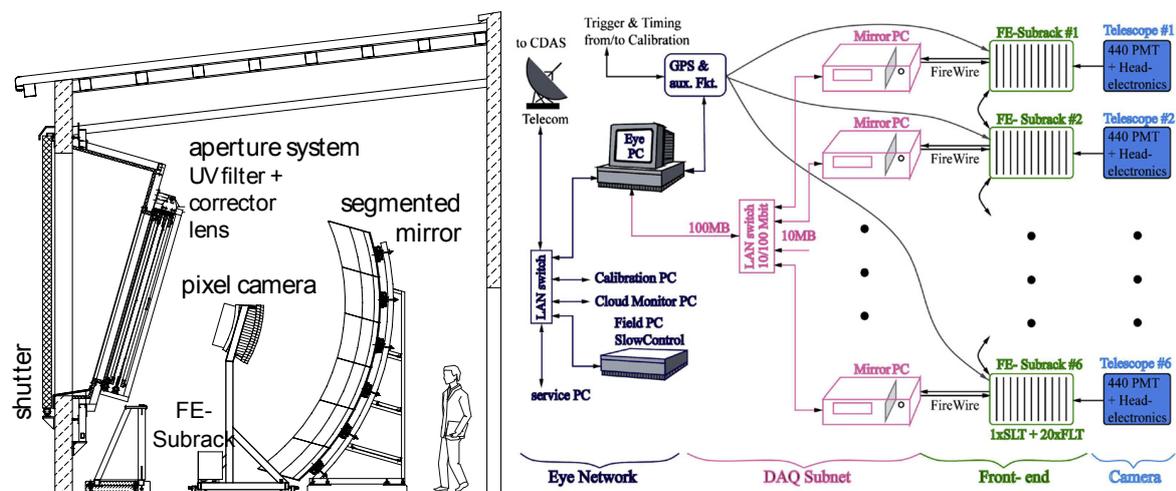


Abbildung 3.4: Querschnitt eines FD-Teleskops mit Spiegel, Korrektur-Optik, FE-Subrack, sowie Kamera. Ausleseschema eines FD-Gebäudes(links). Angefangen bei den Kameras bis zum Versenden der Messdaten per Richtfunkstrecke zur CDAS erfolgt der Datenfluss von rechts nach links [53] (rechts).

Niederspannung, während die PMT-Ausgangssignale von den FE-Subracks aufgezeichnet und mittels eines in Hardware implementierten Triggers untersucht werden. Hat ein FE-Subrack getriggert, werden die aufgezeichneten PMT-Signale vom zugehörigen MirrorPC ausgelesen, wo zusätzliche in Software implementierte Triggeralgorithmen eine weitere Untergrundunterdrückung durchführen. Über das Data Acquisition (DAQ) Subnetz werden getriggerte Daten der MirrorPCs dann zu einem gemeinsamen Rechner (sog. EyePC) weitergeleitet, der die Ereignisdaten aller sechs Teleskope zusammenführt und zum CDAS schickt. Zur Zeitsynchronisation verwenden alle FE-Subracks das 1 Pulse-Per-Second (1PPS)-Signal einer zentralen Motorola OnCoreUT⁺ GPS-Uhr [54].

Jedes FE-Subrack besteht aus einem Second-Level-Trigger (SLT)-Board und 20 First-Level-Trigger (FLT)-Boards mit je 22 analogen Eingangskanälen, so dass mit einem FLT-Board eine Spalte der Pixel-Matrix aufgenommen werden kann. Innerhalb des FLT-Boards wird das PMT-Signal zunächst durch das sogenannte Analog Board gefiltert und um einen Faktor 20 verstärkt, um seine Bandbreite und seinen Dynamikbereich den nachfolgenden ADCs (12 Bit, 10 MS/s) auf dem FLT-Board anzupassen. Zur Erweiterung des Dynamikbereichs auf 15 Bit sind jeweils 11 nicht benachbarte PMTs zu einem Kanal mit verringerter Verstärkung (sog. virtual channel) zusammengefasst. Bei Sättigung eines ADCs kann dessen Signal immer noch über den virtual channel unverzerrt rekon-

struiert werden. Die digitalisierten Lichtprofile werden in einem SRAM zwischengespeichert und zu einem Schwellwerttrigger weitergeleitet, der die Triggerrate auf ≈ 100 Hz pro Pixel regelt. Um die Triggerrate weiter zu reduzieren, werden die Pixeltrigger des FLT-Boards vom SLT-Board auf zusammenhängende Spuren von Schauerereignissen untersucht. Die Trigger von je zwei FLT-Boards werden alle 100 ns vom SLT-Board in eine Pipeline gelesen, in der nach und nach ein Abbild aller Pixel-Trigger aufgebaut wird. Jeweils 22×5 Pixel große Unterabschnitte des Kamerabildes werden mit vordefinierten 5 Pixel langen Spursegmenten verglichen. Wird eine Übereinstimmung mit den Spursegmenten gefunden, löst das SLT-Board ein Triggersignal aus worauf die entsprechenden ADC-Daten vom MirrorPC aus den FLT- und SLT-Boards ausgelesen werden.

Ein in Software implementierter Third-Level-Trigger (TLT)-Algorithmus untersucht die Daten auf Falschtrigger und verwirft diese, falls sie z.B. durch Gewitterblitze oder Myonendurchgänge durch die Kamera ausgelöst wurden. Diese Triggeralgorithmen reduzieren die Triggerrate auf etwa 0.1 Hz pro Teleskop. Die Daten aller Teleskope eines FD-Gebäudes werden anschließend auf dem EyePC von der sog. „Eventbuilder-Software“ zu einem Ereignisdatensatz zusammengefasst.

Schauerrekonstruktion

Um Schauereigenschaften aus Aufnahmen der Fluoreszenzteleskope zu rekonstruieren, muss zunächst die Schauerachse ermittelt werden. Dazu wird die Shower Detector Plane (SDP) bestimmt, d.h. die Ebene, die von der Schauerachse und der Position des FD-Teleskops aufgespannt wird. Abbildung 3.5 (links) zeigt, wie die SDP mittels eines Geraden-Fits an die Pixelspur eines Luftschauers festgelegt wird. Prinzipiell kann man die Schauerachse bei bekannter SDP bereits aus den Ankunftszeiten des Fluoreszenzlichts an den einzelnen Pixeln ermitteln. Dies führt jedoch bei weit entfernten Schauern zu einem großen Fehler bei der Entfernungsbestimmung der Schauerachse [55]. Daher wird üblicherweise eine hybride Rekonstruktion, d.h. unter Einbeziehung der Ankunftszeiten der Schauerfront an SD-Stationen verwendet, welche die Rekonstruktionsgenauigkeit der Schauerachse stark verbessert.

Mit bekannter Schauergeometrie kann nun die atmosphärische Tiefe der Fluoreszenzlichtemissionen entlang der Schauerachse bestimmt werden. Die in einer Luftschicht emittierte Fluoreszenzlichtmenge ist dabei linear mit der dort deponierten Energie über die Fluoreszenzlichtausbeute von 5.05 Photonen/MeV/m bei 293 K und 1013 hPa [56] verknüpft. Um die Menge des erzeugten Fluoreszenzlichts zu erhalten, muss noch eine Korrektur zusätzlicher Lichtbeiträge durch ebenfalls im Luftschauer erzeugtes Tscherenkow-Licht und atmosphärische Verluste durch Rayleigh-Streuung (Streuung an Luftmolekülen) bzw. Mie-Streuung (Streuung an Aerosolen) durchgeführt werden. Anschließend wird das erhaltene Fluoreszenzlichtprofil mit der Gaisser-Hillas Funktion (Gl. 3.2) gefittet, um Schätzer für Komposition und Energie des Primärteilchens zu erhalten, s. Abb. 3.5 (rechts):

$$f_{GH}(X) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0} \right)^{(X_{max} - X_0)/\lambda} \cdot \exp(X_{max} - X_0)/\lambda . \quad (3.2)$$

Die Parameter X_{max} , X_0 , N_{max} und λ ergeben sich aus dem Fit. Von besonderem Interesse ist dabei die Tiefe des Schauermaximums X_{max} , welche als Schätzer für die Komposition des Primärteilchens verwendet wird, vgl. Abschnitt 2.7. Die Energie E_0 des Primärteilchens ergibt sich durch Integration der Gaisser-Hillas Funktion:

$$E_0 = f_k^{-1} \cdot \int_0^{\text{inf}} dX f_{GH}(X) . \quad (3.3)$$

$f_k \approx 85 - 95\%$ ist ein von Energie und Masse des Primärteilchens abhängiger Korrekturfaktor [57]. Durch ihn wird E_0 um den Anteil an „unsichtbarer Energie“ korrigiert, d.h. Energie, die durch Neutrinos oder Myonen davongetragen wird, ohne zur Fluoreszenzlichtemission beizutragen.

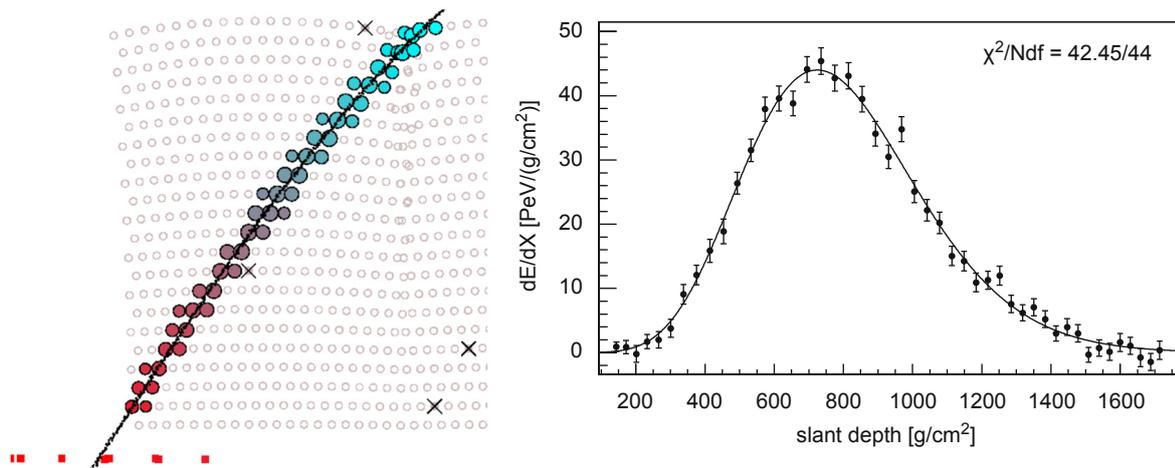


Abbildung 3.5: Lichtspur eines Hybridereignisses, aufgenommen von zwei benachbarten FD-Teleskopen. Die Farben geben Auskunft über die Triggerzeitpunkte der Pixel mit Blau für früh bis Rot für spät. Die durchgezogene Linie deutet die SDP an. Die roten Quadrate stehen für SD-Stationen auf dem Erdboden, die ebenfalls getriggert wurden. Sie sind aus Blickrichtung des Teleskops dargestellt. Mit X sind Pixel markiert, die bei der Rekonstruktion verworfen wurden (links) [53]. Aus FD-Daten ermittelte, in der Atmosphäre deponierte Energie aufgetragen über der Atmosphärischen Tiefe (rechts).

3.2. Das Tunka-Experiment

Eine andere Technik zur Detektion kosmischer Teilchenschauer verwendet das Tunka-133 Experiment, das im Tunka-Tal in Sibirien, 50 km entfernt vom Baikalsee, errichtet wurde, s. Abb. 3.6. Tunka-133 dient zur detaillierten Untersuchung des Energiespektrums und der Komposition der kosmischen Strahlung im Energiebereich zwischen 10^{16} eV und 10^{18} eV. Die Untersuchung dieses Energiebereichs soll weitere Antworten über das Bestehen und die Ursachen eines Eisenknies (vgl. Abschnitt 2.3), sowie zum Übergang von extra- und intergalaktischer kosmischer Strahlung geben [58].

Datenaufnahme

Zur Schauerdetektion wird eine Methode eingesetzt, die in diesem Energiebereich die höchste Auflösung für die Primärenergie und Ort des Schauermaximums bietet - die Beobachtung von Tscherenkow-Licht. Geladene Teilchen eines Luftschauers erzeugen bei Durchquerung der Atmosphäre Tscherenkow-Licht als nach vorn gerichteter Lichtkegel mit etwa 1.3° Öffnungswinkel. Die am häufigsten vorkommenden Teilchen im Schauer, Elektronen und Positronen, besitzen eine niedrige Energieschwelle zur Tscherenkow-Lichtemission (≈ 21 MeV auf Meeresebene). Sie erzeugen daher den größten Anteil des Tscherenkow-Lichts.

Tunka-133 verwendet 133 in Abständen von 85 m aufgestellte optische Detektoren zum Nachweis von Tscherenkow-Licht. In jedem Detektor befindet sich ein Richtung Zenit gerichteter PMT mit einer hemisphärischen Photokathode von 20 cm Durchmesser, s. Abb. 3.7 (links). Die PMTs besitzen einen großen Öffnungswinkel, so dass Schauer mit Zenitwinkeln bis 30° noch mit 100% Effizienz detektiert werden. Jeweils sieben Detektoren sind zu einem Cluster zusammengefasst, der aus sechs hexagonal angeordneten Detektoren und einem zentralen Detektor sowie der DAQ-Elektronik in der Mitte besteht, s. Abb. 3.6. Die in Abb. 3.7 (Mitte) gezeigte DAQ-Elektronik enthält vier ADC-

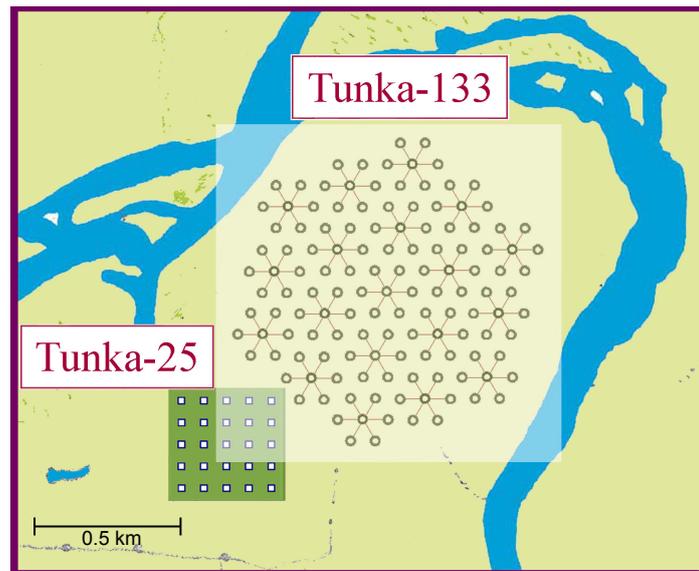


Abbildung 3.6: Detektoren von Tunka-133, zusammen mit dem Vorgängerexperiment Tunka-25. Jeder Kreis steht für einen Schauerdetektor, die Linien deuten die Zugehörigkeit der Detektoren zu den Clustern an [58].

Boards mit jeweils vier Eingangskanälen. Diese ADCs zeichnen das Anoden- und das Dynodensignal der über Koaxialkabel angeschlossenen PMTs mit einer Auflösung von 12 Bit und einer Abtastrate von 200 MS/s auf. Die ADC-Daten werden anschließend an ein Field Programmable Gate Array (FPGA) auf dem sog. Cluster-Control-Board weitergeleitet, wo sie mittels eines Schwellwerttriggers auf Pulse untersucht und in einem Wechsellpuffer zwischengespeichert werden. Das Auftreten von Schwellwertüberschreitungen bei mindestens drei verschiedenen Detektoren innerhalb einer gegebenen Koinzidenzzeit wird als Schauerereignis erkannt. Daraufhin wird der Inhalt des Wechsellpuffers per Glasfaserkabel an die zentrale DAQ zur Abspeicherung geschickt.

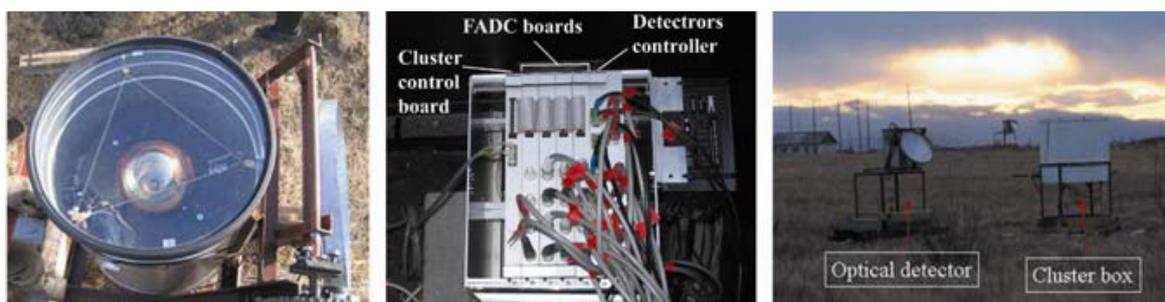


Abbildung 3.7: Links nach rechts: Optischer Detektor bestehend aus PMT in Schutzgehäuse, DAQ-Elektronik in Cluster-Box, Detektor und Cluster-Box im Feld [59].

Zur Zeitsynchronisation aller Cluster werden zunächst die Signallaufzeiten in den Glasfaserkabeln zwischen der zentralen DAQ und den Clustern eingemessen. Die Uhren aller Cluster werden anschließend gleichzeitig von der zentralen DAQ gestartet. Die Zeitangaben der verschiedenen Cluster werden in der anschließenden Datenanalyse wieder um die gemessenen Signallaufzeiten korrigiert.

Schauerrekonstruktion

Die Schauerparameter werden bei Tunka-133 mit ähnlichen Methoden bestimmt wie bei dem SD von Auger. Auch hier wird zuerst die Richtung der Schauerachse durch einen Ebenenfit der Signalankeunftszeiten an den Detektoren ermittelt. Zur Bestimmung des Schauer auftreffpunkts und Primärenergie E_0 wird eine empirisch gefundene Lateralverteilungsfunktion $Q(r)$, in Einheiten von [Photonen \cdot cm $^{-2}$ \cdot eV $^{-1}$], an den gemessenen Lichtfluss gefittet, s. Abb. 3.8 (links). E_0 wird aus dem Wert der Lateralverteilung in einer Entfernung von 175 m mittels der Relation $E_0 = C \cdot Q^g(175 \text{ m})$ bestimmt. $Q(175 \text{ m})$ wurde ähnlich dem Parameter $S(1000)$ in Abschnitt 3.1.1 gewählt, da in dieser Entfernung zur Schauerachse die Lateralverteilung die geringsten Fluktuationen aufweist. Für g wird der Wert 0.93 verwendet. Der Wert von C wird durch Vergleich der bei Tunka-133 gemessenen Energiespektren mit den vom QUEST-Experiment gemessenen Spektren gewonnen, für eine genaue Beschreibung s. [60].

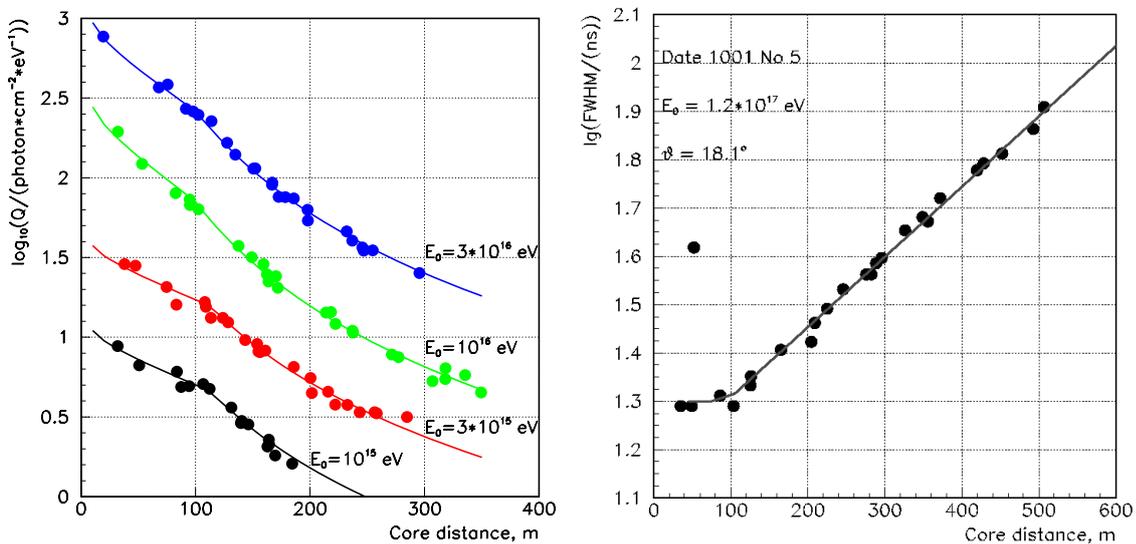


Abbildung 3.8: Lateralverteilungsfunktion des Lichtflusses $Q(r)$ für Schauerereignisse verschiedener Energien [60] (links), Lateralverteilungsfunktion der Pulsbreiten $\text{FWHM}(r)$ für ein Schauerereignis (rechts) [61]. Punkte stellen Messdaten dar.

Zur Bestimmung von X_{max} und damit der Masse des Primärteilchens werden zwei weitere Methoden verwendet. Die erste Methode betrachtet die Steigung $P = Q(100 \text{ m})/Q(200 \text{ m})$ der Lateralverteilung. Daraus kann zunächst die Entfernung zwischen Schauermaximum und Schauer auftreffpunkt, H_{max} , mittels $H_{max} = 12.67 \text{ km} - 2.09 \text{ m} \cdot P$ errechnet werden [61]. X_{max} lässt sich anschließend aus H_{max} mittels einfacher geometrischer Überlegungen errechnen.

Die zweite Methode kann erst ab höheren Primärenergien eingesetzt werden und betrachtet die Pulsbreite τ der PMT-Signale. Der Verlauf von $\tau(r)$ kann ebenfalls durch eine Lateralverteilungsfunktion beschrieben werden, s. Abb. 3.8 (rechts). Hier lässt sich ein Zusammenhang zwischen der Pulsbreite in 400 m Entfernung zur Schauerachse, $\tau(400 \text{ m})$, und der Atmosphäre zwischen Schauermaximum und Detektor, δX_{max} , herstellen. Man erhält $\delta X_{max} = 3493 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} - 1689 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \log(\tau(400 \text{ m}))$, woraus sich dann X_{max} mittels $X_{max} = X_0 / \cos\theta + \delta X_{max}$ errechnen lässt. X_0 entspricht der totalen atmosphärischen Tiefe, also 965 g/cm^2 auf der Höhe des Tunka-Experiments. Beide Methoden liefern Ergebnisse in guter Übereinstimmung für X_{max} .

Mit diesen Methoden bietet Tunka-133 eine zur Fluoreszenztechnik vergleichbare Auflösung für X_{max} und die Primärenergie im Bereich $\Delta X_{max} \approx 20 - 30 \text{ g/cm}^2$ bzw. $\Delta E_0/E_0 \approx 10\%$. Aufgrund der Ausnutzung des Tscherenkow-Lichts liegt die Energieschwelle zur Detektion bei Tunka-133 mit $\approx 10^{15} \text{ eV}$ deutlich niedriger. Wie die Fluoreszenzteleskope von Auger ist Tunka-133 jedoch in der Beobachtungszeit auf klare Nächte mit geringem Mondlichtanteil beschränkt.

4. Radiodetektion kosmischer Strahlung

Ähnlich den Emissionen von Fluoreszenz- und Tscherenkow-Licht, geben auch die Radioemissionen von Luftschauern Auskunft über die longitudinale Schauerentwicklung. Im Gegensatz zu optischen Methoden, ist die Detektierbarkeit der Radioemissionen jedoch nicht auf klare, mondlose Nächte beschränkt. Allerdings wird die Radiodetektion durch menschengemachten Hintergrund, das galaktische Rauschen und von Gewittern hervorgerufenen elektrischen Feldern negativ beeinflusst. Dennoch ist die Radiodetektion eine interessante Alternative zur Beobachtung von Luftschauern, sei es als eigenständige Detektionsmethode oder auch zur Erweiterung bisheriger Detektoren zu hybriden Detektorfeldern, bestehend aus Radio- und Oberflächendetektoren. Verschiedene Ansätze werden momentan untersucht, um Masse und Energie der Primärteilchen aus Messungen der Radioemissionen abzuleiten. So konnte z.B. in [62] eine Energieauflösung von 20% und für X_{max} eine Auflösung von 30 g/cm^2 unter Verwendung der Radiodetektionsmethode erreicht werden.

Die folgenden Abschnitte erläutern die gängigsten Modelle zur Beschreibung der Radioemissionen kosmischer Teilchenschauer. Anschließend folgt ein Überblick über den durch Empfangselektronik und externe Einflüsse verursachten Radiountergrund sowie die erste Komponente in der Empfangskette zur Radiodetektion, die Antenne. Aus diesem Wissen werden die technische Anforderungen an die Hard- und Softwarekomponenten abgeleitet, welche im Rahmen dieser Arbeit für das Auger Engineering Radio Array (AERA) und die Tunka Radio Extension (Tunka-Rex) entwickelt wurden.

4.1. Emissionsmechanismen

Allen Modellen der Radioemission kosmischer Teilchenschauer ist gemeinsam, dass die Radiostrahlung in Form eines kohärenten elektromagnetischen Pulses im Bereich der Schauerfront erzeugt wird. Grundlegende Eigenschaften des Pulses lassen sich bereits aus einfachen geometrischen Überlegungen abschätzen. Mit einer Schauerfrontdicke D im Bereich einiger Meter lässt sich durch kohärente Überlagerung ein Pulsspektrum mit Frequenzanteilen bis $f \leq c_{Luft}/D \approx 100 \text{ MHz}$ erzeugen. Dabei ist c_{Luft} die Lichtgeschwindigkeit in Luft. Nahe der Schauerachse liegen die Pulsbreiten damit bei etwa $1/f = 1/100 \text{ MHz} = 10 \text{ ns}$. Ein Beispiel für Radioemissionen eines Teilchenschauers zeigen die Simulationen in Abb. 4.1.

Die Radioemissionen gehen vor allem von Elektronen und Positronen des Teilchenschauers aus. Sie bilden die häufigste Teilchengruppe innerhalb eines Luftschauers und sind aufgrund ihrer geringen Masse leicht zu beschleunigen, wobei sie elektromagnetische Strahlung abgeben.

Ladungsüberschuss

Das 1962 von Askaryan vorgestellte Modell [64] betrachtet zum einen Elektronen, welche durch Comptonstreuung aus Molekülen der Luft herausgeschlagen werden und sich zusammen mit der Schauerfront ausbreiten. Daneben kommt es aufgrund von Paarvernichtung zur einer Verringerung der Positronenanzahl. Abbildung 4.2 (links) zeigt eine schematische Darstellung des Mechanismus. Die Kombination beider Prozesse führt zu einem Ladungsüberschuss von einigen 10 % innerhalb der Schauerfront. Der sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit ausbreitende Ladungsüberschuss erzeugt

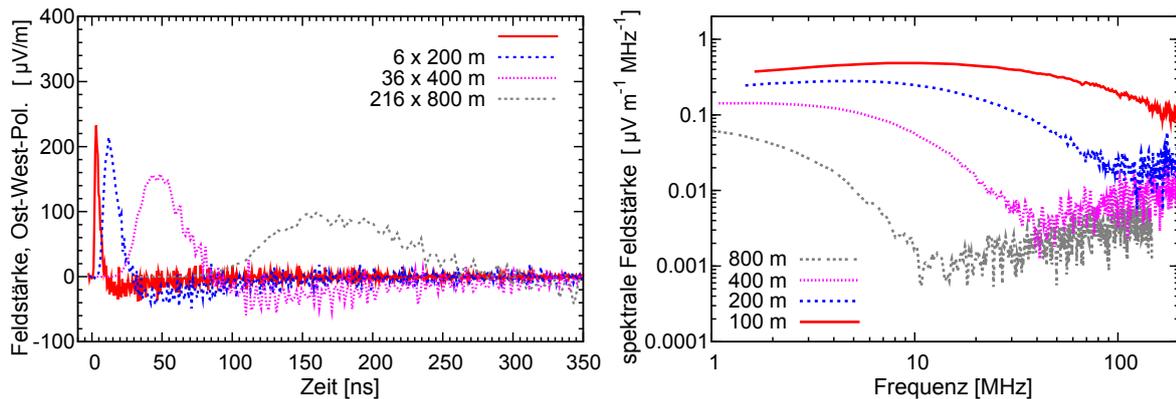


Abbildung 4.1: Mit REAS3 simulierte elektrische Feldstärke von Radiopulsen in Ost-West-Polarisation, für einen vertikalen Teilchenschauer mit einer Primärenergie von 10^{17} eV [63]. Links: Pulsformen bei verschiedenen Entfernungen im Zeitbereich. Rechts: Spektren der Pulse im Frequenzbereich.

Radioemissionen mittels zweier Effekte: Ist seine Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit in Luft, so wird Tscherenkow-Strahlung erzeugt. Außerdem variiert der absolute Betrag des Ladungsüberschusses während der Schauerentwicklung, da sich die Anzahl der Elektronen und Positronen in der Schauerfront ändert. Auch dies führt zu einer Abstrahlung von Radioemissionen. Aufgrund der radialen Symmetrie des Ladungsüberschusses relativ zur Schauerachse, haben beide Effekte Radioemissionen mit einem radialsymmetrisch polarisierten E-Feldvektor zur Folge, s. Abb. 4.3 (links).

Geomagnetische Ablenkung

Ein weiterer Emissionsmechanismus wurde von Kahn und Lerche aufgezeigt [67]. Die Elektronen und Positronen der Schauerfront werden aufgrund ihrer geringen Masse leicht durch das Magnetfeld der Erde abgelenkt und somit voneinander getrennt, s. Abb. 4.2 (rechts). Im Bezugssystem der Schauerfront hat dies einen zeitvariablen, elektrischen Querstrom senkrecht zur Schauerachse und zum geomagnetischen Feld zur Folge. Ähnlich eines Hertz'schen Dipols strahlt der Querstrom Radioemissionen rotationssymmetrisch zur Stromrichtung ab. Wechselt man in das Bezugssystem eines Detektorfeldes am Erdboden, ändert sich die beobachtete Abstrahlcharakteristik. Die Radioemissionen werden dann in einen vorwärts gerichteten, zeitlich komprimierten Radiopuls transformiert. Die durch geomagnetische Ablenkung hervorgerufenen E-Felder der Radioemission sind parallel zum Querstrom, d.h. senkrecht zu Schauerrichtung und Erdmagnetfeld polarisiert, s. Abb. 4.3 (rechts).

Im Jahr 2003 kam mit dem Geosynchrotron Effekt noch eine weitere Erklärung der Radioemissionen hinzu [68]. Hierbei wird der Radiopuls auf Synchrotronstrahlung im Erdmagnetfeld abgelenkter Elektronen und Positronen zurückgeführt. Die Polarisation der Radioemission ist wie zuvor senkrecht zur Schauerachse und zum Erdmagnetfeld, d.h. eine experimentelle Unterscheidung zum von Kahn und Lerche vorgestellten Modell ist nur schwer möglich. Aktuelle Simulationen deuten jedoch darauf hin, dass dieser Effekt nur in geringem Maße zur Radioemission von Luftschauern beiträgt [63].

Molekulare Bremsstrahlung

In einem gänzlich anderen Frequenzbereich, bei einigen GHz, werden Radioemissionen in Folge molekularer Bremsstrahlung erwartet. Dieser Emissionsmechanismus wurde 2003 erstmals in Beschleunigerexperimenten nachgewiesen [69], womit sich ein weiterer Zugang zur Beobachtung

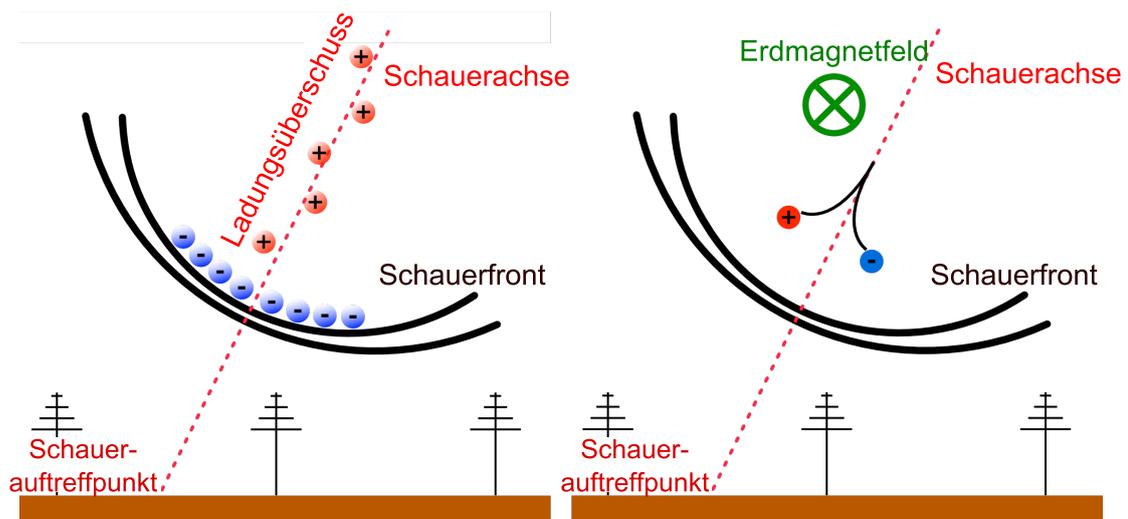


Abbildung 4.2: Schemata der Emissionsmechanismen [65]. Links: Emission durch Ladungsüberschuss. Rechts: Emission durch geomagnetische Ablenkung.

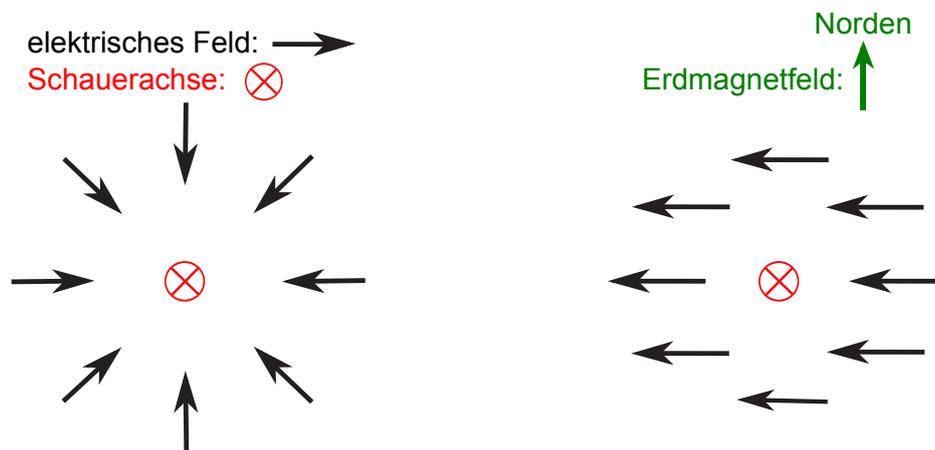


Abbildung 4.3: Polarisation der elektrischen Feldstärke verursacht durch die verschiedenen Emissionsmechanismen [66]. Die Darstellung entspricht einem Blick entlang der Schauerachse. Links: Polarisation in Folge von Ladungsüberschuss. Rechts: Polarisation in Folge geomagnetischer Ablenkung.

kosmischer Teilchenschauer eröffnete. Durch die isotrope Abstrahlung dieser Radioemissionen ist ähnlich der Fluoreszenzdetektionstechnik eine Beobachtung des Schauers fernab der Schauerachse möglich. Zudem besitzt die Atmosphäre für Frequenzen bis zu einigen 10 GHz eine hohe Transparenz und eine geringe Eigenemissivität, so dass Radioemissionen über große Entfernungen hinweg beobachtbar wären. Mit wenigen als Parabolantennen ausgeführten Detektoren ließe sich so ein große Fläche überblicken. Experimente wie z.B. CROME [70] oder AMBER [69] evaluieren die Umsetzbarkeit der Schauerdetektion im Mikrowellenbereich. Nach neuesten Ergebnissen von CROME konnten dabei zwar Radioemissionen von kosmischen Teilchenschauern im GHz-Bereich gemessen, jedoch nicht durch molekulare Bremsstrahlung erklärt werden [71]. Die von CROME empfangenen Radioemission sind ähnlich einem Tscherenkow-Lichtkegel hauptsächlich vorwärts, entlang der Schauerachse ausgerichtet. Ihre Polarisationen und Lateralverteilungen deuten zudem auf die bereits

genannten Effekte wie Ladungsüberschuss und geomagnetische Ablenkung als Emissionsmechanismen hin.

4.2. Radiountergrund

Das bei der Radiodetektion unausweichlich vorhandene Untergrundrauschen hat viele verschiedene Ursachen. Ein Beitrag dazu stammt von der Empfangselektronik selbst. Dieses sogenannte thermische Rauschen wird von sich zufällig hin- und herbewegenden Ladungsträgern in einem Leiter erzeugt. An den Klemmen eines thermisch rauschenden Widerstands steht dann die von der betrachteten Bandbreite B abhängige Rauschleistung P_v zur Verfügung:

$$P_v = k_B \cdot T \cdot B \quad (4.1)$$

Darin steht k_B für die Boltzmann-Konstante und T für die Temperatur des Widerstands. Neben dem thermischen Rauschen können auch andere Rauschquellen wie z.B. Schrotrauschen zum elektronischen Rauschen beitragen. Der Einfachheit wegen wird das Rauschen von elektronischen Komponenten in der Praxis oft mittels der Rauschtemperaturen quantifiziert, auch wenn das Rauschen nicht thermischen Ursprungs ist. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Empfangssysteme zur Radiodetektion besitzen Rauschtemperaturen im Bereich 100 – 300 K bezogen auf den Signaleingang.

Der größte Teil des aufgenommenen Rauschens wird jedoch nicht vom Empfangssystem selbst, sondern von äußeren Quellen verursacht. Je nach regionalen Bedingungen sind Rundfunkträger die stärkste Störquelle. Innerhalb des zur Radiodetektion interessanten Frequenzbereichs unterhalb ≈ 100 MHz kommen sie vor allem im VHF-Band II zwischen 87.5 MHz und 108 MHz, sowie im Kurzwellenband von 3 MHz bis 30 MHz vor. Im Frequenzspektrum eines ungefilterten Antennensignals sind die Träger leicht als Linien zu erkennen, s. Abb. 4.4 (links). Experimente zur Radiodetektion beschränken sich in ihrer Messbandbreite daher auf einen Frequenzbereich zwischen diesen beiden Frequenzbändern.

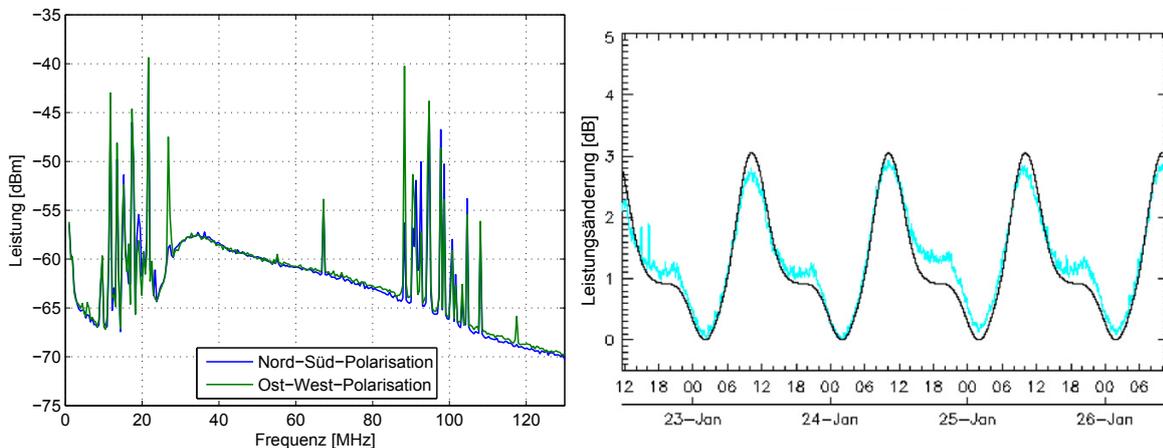


Abbildung 4.4: Frequenzspektrum gemessen mit einer bei Auger aufgestellt Butterfly-Antenne (vgl. Abschnitt. 4.3) für verschiedenen Polarisationsrichtungen [72]. Die Antenne erreicht erst ab 30 MHz ihre volle Sensitivität (links). Variation des galaktischen Rauschens über mehrere Tage. Gemessen (blaue Linie) bzw. simuliert (schwarze Linie) bei einer Frequenz von 50 MHz [73] (rechts).

Hier wird der Untergrund vorwiegend vom galaktischen Rauschen dominiert. Es wird in einem breiten Bereich innerhalb der galaktischen Ebene durch freie Elektronen verursacht, die, abgelenkt von galaktischen Magnetfeldern, Synchrotronstrahlung erzeugen. Je nach Elektronendichte

innerhalb der Ionosphäre kann das galaktische Rauschen nur bei Frequenzen oberhalb von etwa 10 – 20 MHz die Erdoberfläche erreichen. Unterhalb dieser Frequenz wird das Rauschen durch Plasmaszillationen in der F-Schicht der Ionosphäre in den Weltraum zurückreflektiert.

Am Fußpunkt einer verlustfreien Antenne erzeugt das galaktische Rauschen bei 30 MHz im Mittel eine Rauschtemperatur von 17000 K, die bei 80 MHz auf 1500 K abfällt [74]. Diese Temperaturen sind viel größer als die effektiven Rauschtemperaturen (vgl. Abschnitt 6.1.4) der hier verwendeten elektronischen Empfangssysteme. Das galaktische Rauschen limitiert somit die Nachweisbarkeit von Teilchenschauern mittels Radiodetektion.

Aufgrund der Erdrotation variiert die Sichtbarkeit der verschiedenen galaktischen Rauschquellen mit einer Periode eines siderischen Tages (≈ 23.93 h). Es kommt daher zu einer Modulation des galaktischen Rauschens. Je nach verwendeter Antenne beträgt der Modulationshub etwa 1 – 3 dB, s. Abb. 4.4 (rechts). Das galaktische Rauschen kann durch Programme wie z.B. LFmap [75] gut modelliert werden [66]. Es eignet sich daher als Kalibrierungsquelle für die gesamte Signalkette des Empfangssystems.

4.3. Antennen

Das erste Detektorelement in einer Aufnahmekette zur Radiodetektion ist die Antenne. Die Antenne erfüllt dabei die Aufgabe der Wellentypwandlung. Das bedeutet, dass sie einfallende, elektromagnetische Freiraumwellen in Leitungswellen umwandelt, die anschließend von einer Empfänger-elektronik weiterverarbeitet werden können. Im Optimalfall passt sie den Freiraumwellenwiderstand $Z_F = E/H = 120\pi \Omega \approx 377 \Omega$ an die Eingangsimpedanz der Empfangselektronik an. Darin ist E die elektrische und H die magnetische Feldstärke der Freiraumwelle.

Zwischen der empfangenen elektromagnetischen Welle und dem an der Antenne erzeugten elektrischen Signal gibt es folgenden Zusammenhang: Die in Abb. 4.5 (links) gezeigte Antenne im elektrischen Feld E_0 , kann man bezüglich ihrer Ausgangsklemmen 1 und 2, dem „Antennenfußpunkt“, durch das Ersatzschaltbild in Abb. 4.5 (rechts) ersetzen. Die Leerlaufspannung U_0 am Antennenfußpunkt beträgt dann $U_0 = E_0/l_e$. Dabei ist l_e die sogenannte „effektive Länge“ der Antenne. Sie ist abhängig von der Einfallrichtung und der Frequenz einer empfangenen elektromagnetischen Welle. Die sogenannte „Fußpunktimpedanz“ Z_A beschreibt den Einfluss des komplexen Antenneninnenwiderstandes.

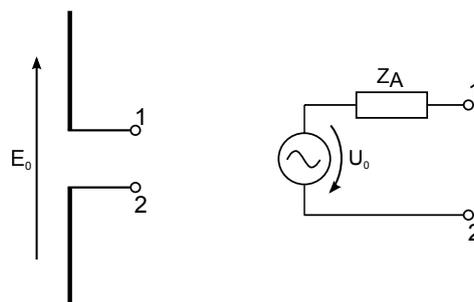


Abbildung 4.5: Dipolantenne im elektrischen Feld E_0 (links). Ersatzschaltbild der Antenne (rechts)

4.3.1. Anforderungen

Bei der Verwendung zur Radiodetektion müssen die Antennen verschiedenen Ansprüchen genügen. Zunächst sollte die Antenne linear polarisiert sein. Die Kombination zweier orthogonal zueinander

polarisierten Antennen ermöglicht es dann, den elektrischen Feldvektor eines empfangenen Radiopulses dreidimensional zu rekonstruieren. Die dritte Komponente ergibt sich dabei aus der Annahme, dass der Poynting-Vektor des Radiopulses in Schauerankunftsrichtung zeigt. Die Antenne sollte den ausgewählten, störungsfreien Frequenzbereich möglichst vollständig abdecken. Eine breitbandige Aufnahme der Radiopulse wirkt sich vorteilhaft auf deren Signal-to-Noise Ratio (SNR) aus. Die Amplitude eines bandbegrenzten Radiopulses steigt näherungsweise linear mit der Messbandbreite an, die Rauschspannung dagegen nur mit deren Wurzel. Entsprechend wächst das SNR näherungsweise mit der Wurzel der Messbandbreite an. Innerhalb dieses Frequenzbereichs sollten sich die Eigenschaften der Antenne, welche die Form des Radiopulses beeinflussen, d.h. Richtcharakteristik und Gruppenlaufzeit, nur wenig ändern. Eine geringe Frequenzabhängigkeit der Antennenimpedanz erleichtert zudem die Impedanzanpassung an die nachfolgende Empfangselektronik.

Die vom Zenit- und vom Azimutwinkel abhängige Richtcharakteristik sollte zudem eine bestimmte Form aufweisen. Üblicherweise trägt man die Richtcharakteristik über dem Zenitwinkel, bei zwei verschiedenen Azimutwinkeln auf. Zenit- und Azimutwinkel spannen dabei die sogenannten H- und E-Ebenen auf, s. Abb. 4.6. Betreibt man eine Antenne als Sender, dann ist die E-Ebene die Ebene, die parallel zu den elektrischen Feldlinien der abgestrahlten elektromagnetischen Wellen liegt. Bei einer Dipolantenne würden beispielsweise die Dipolstäbe innerhalb der E-Ebene liegen. Die magnetischen Feldlinien verlaufen dagegen parallel zu der H-Ebene. Diese Ebene liegt bei einer Dipolantenne senkrecht zu den Stäben des Dipols.

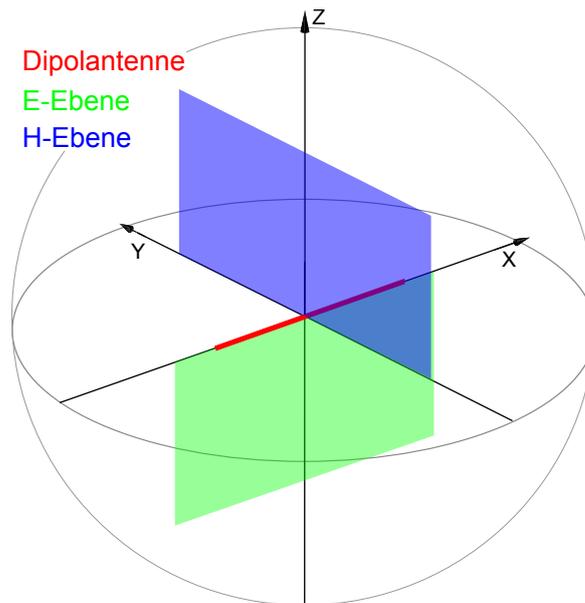


Abbildung 4.6: Dipolantenne mit Ausschnitten aus den E- und H-Ebenen.

Für den Einsatz in der Radiodetektion sollte eine Antenne eine breite, nach oben geöffnete Richtcharakteristik besitzen, um einen möglichst großen Teil der isotrop einfallenden kosmischen Strahlung erfassen zu können. Gleichzeitig ist jedoch ein schnelles Abfallen der Richtcharakteristik in horizontaler Richtung erwünscht, so dass vor allem unter flachen Winkeln eintreffende, menschengemachte Störungen unterdrückt werden. Abbildung 4.7 veranschaulicht die ideale Richtcharakteristik einer Antenne zur Radiodetektion.

Um die Kalibrierungsunsicherheit zu verringern, sollte die Antenne eine möglichst große Rückwärtsdämpfung besitzen. Am Boden reflektierte Anteile der einfallenden Welle werden dadurch un-

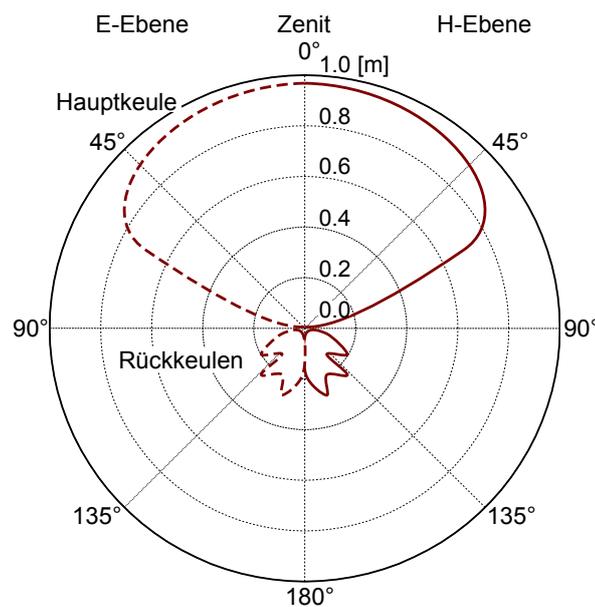


Abbildung 4.7: Idealisierte Richtcharakteristik einer zur Radiodetektion geeigneten Antenne [76]. Der Radius gibt die effektive Länge an, der Winkel entspricht dem Zenitwinkel. Der Einfachheit wegen sind die Richtcharakteristiken in E- und H-Ebene gleich gezeichnet. Im Allgemeinen sind diese jedoch verschieden.

terdrückt, so dass Änderungen der Permittivität und Leitfähigkeit des Untergrunds sich nicht auf die Richtcharakteristik auswirken.

Für eine hohe Nachweisempfindlichkeit ist ein hoher Wirkungsgrad eine weitere Anforderung an die Antenne. Das galaktische Rauschen, sollte am Antennenfußpunkt deutlich größer erscheinen als das Eigenrauschen der Empfangselektronik und nicht durch Verluste in der Antenne verringert werden. Die Nachweisempfindlichkeit ist somit nur durch externe Einflüsse bestimmt und nicht durch die Empfangselektronik.

Der Einsatz im Feld erfordert eine hohe mechanische Robustheit gegenüber Umwelteinflüssen, insbesondere gegenüber Windgeschwindigkeiten von bis zu 160 km/h, wie sie bei Auger vorkommen. Um Aufbau und Wartung zu erleichtern, sind einfache, wenig fehleranfällige Konstruktionen vorzuziehen.

4.3.2. Antennentypen

Im Rahmen dieser Arbeit kommen drei verschiedene Antennentypen (Abb. 4.8) zur Radiodetektion zum Einsatz, welche die genannten Anforderungen in unterschiedlichem Maße erfüllen. Sie sind bei Auger sowie bei Tunka-133 im Einsatz. Allen Antennentypen ist eine lineare Polarisation gemeinsam. Zur Messung des E-Feldvektors der einfallenden Welle, sind jeweils zwei Antennen senkrecht zueinander angeordnet. Die dritte Komponente des E-Feldvektors ergibt sich aus der Schauerankunftsrichtung, unter der Annahme, dass Schauerachse und Pointingvektor in dieselbe Richtung weisen.

Die SBS-Antenne

Die Small Black Spider (SBS)-Antenne ist nach dem Prinzip einer Logarithmisch-Periodischen Dipol-Antenne (LPDA) aufgebaut. LPDAs erfüllen in guter Näherung das in [78] entwickelte Winkelprinzip. Es besagt, dass sich ins unendliche ausgedehnte Antennen für alle Frequenzen elektrisch

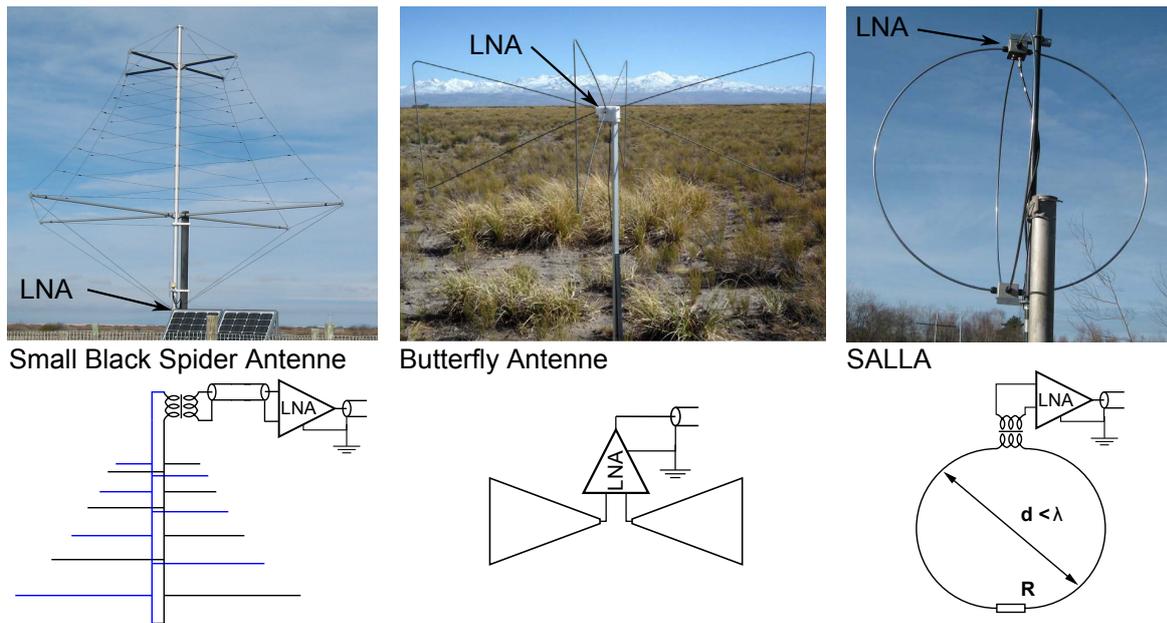


Abbildung 4.8: Oben: Bilder der eingesetzten Antennentypen. Alle Antennen verfügen über zwei orthogonale, horizontale Polarisationen. Unten: internes Schaltbild der Antennen in einer Polarisation [77].

gleich verhalten, so lange ihre Struktur ausschließlich als Funktion von Winkeln beschrieben wird. Da reale Antennen nur mit endlichen Abmessungen gebaut werden können, ist dieses Prinzip nur begrenzt erfüllbar. Die Enden der Antennenstruktur führen zu einer Verletzung des Winkelprinzips und damit zu einer Beeinträchtigung der Breitbandigkeit. Zur Annäherung an dieses Prinzip, wird die LPDA aus resonanzfähigen $\lambda/2$ -Dipolelementen mit Längen entsprechend des gewünschten Frequenzbereichs zusammengesetzt. Länge und Abstand der Dipole vergrößern sich dabei exponentiell nach unten, hin zu tieferen Frequenzen. Der kleinste bzw. größte Dipol bestimmt die obere bzw. untere Grenzfrequenz der Antenne. Allerdings ist der Frequenzgang der Antenne nicht vollständig frequenzunabhängig. Die Antenne verhält sich nur gerade dann optimal, wenn die Resonanzfrequenz einer der Dipole erreicht wurde. Entsprechend hat der Frequenzgang der SBS-Antenne eine leichte Welligkeit, s. Abb. 4.9 (rechts).

Ein Vorteil der SBS-Antenne ist ihre innerhalb des Betriebsfrequenzbereichs stabile, reelle Fußpunktimpedanz von $\approx 200 \Omega$. Das Antennensignal wird an der Antennenspitze direkt mittels eines 4:1 Baluns¹ abgegriffen, an 50Ω Wellenwiderstand angepasst und mittels eines Koaxkabels im Antennenmast dem Low-Noise-Amplifier (LNA) am unteren Ende der Antenne zugeführt. Ein weiterer Vorteil ist die nach oben geöffnete Richtcharakteristik bei gleichzeitig starker Rückwärtsdämpfung. Von Nachteil sind jedoch die Größe und Komplexität der Antenne. Eine Produktion in hohen Stückzahlen ist daher aufwändig und teuer.

Die Butterfly-Antenne

Prinzipiell genügt auch der Entwurf der Butterfly-Antenne [73] dem Winkelprinzip um breitbandiges Verhalten zu erreichen. Mit einer Spannweite von 2.1 m ist sie jedoch unterhalb ihrer Resonanzfrequenz von ≈ 50 MHz eher als kurzer Dipol denn als Breitbandantenne zu betrachten. Ihre Fußpunkt-

¹ Ein Balun (**B**alanced-**U**nbalanced) ist ein elektronisches Bauteil zur Wandlung eines symmetrischen Signals in ein unsymmetrisches und umgekehrt.

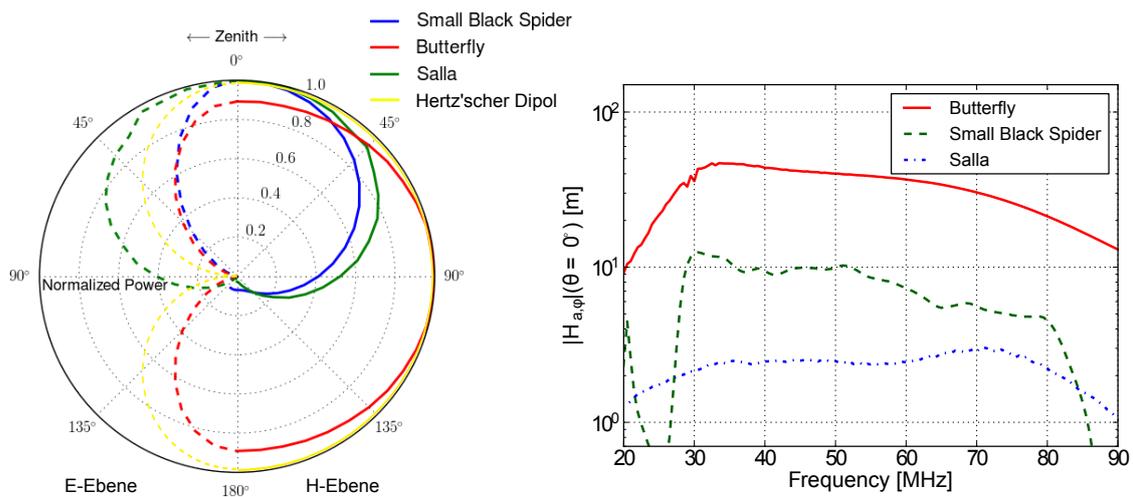


Abbildung 4.9: Simulation der Richtcharakteristiken der drei verwendeten Antennen im Vakuum, normiert auf die Richtung maximalen Gewinns [79]. Zur besseren Anschaulichkeit ist die Richtcharakteristik eines Hertz'schen Dipols eingezeichnet (links). Simulation der effektiven Länge in Zenitrichtung [80]. Die Verstärkung durch den LNA wurde bereits mit eingerechnet (rechts).

Impedanz ändert sich entsprechend stark über die Betriebsbandbreite. Um dem Rechnung zu tragen, wird die Butterfly-Antenne als aktive Antenne betrieben. Sie verfügt über einen integrierten LNA, dessen Eingänge direkt an die beiden Antennenarme angeschlossen sind. Dies hat den Vorteil, dass die Fußpunktimpedanz nicht mehr an eine fest vorgegebene Leitungsimpedanz angepasst werden muss. Die Anpassung kann nun vom Eingang des LNA übernommen und bei seiner Entwicklung entsprechend gewählt werden. Zudem entfällt die verlustbehaftete Leitung zwischen Antenne und LNA. Für den LNA wurde eigens ein besonders rauscharmes Application-Specific Integrated Circuit (ASIC) entwickelt. Es besitzt differentielle Eingänge, so dass auch der Balun entfällt.

Wie Abb. 4.9 (links) zeigt, hat die Richtcharakteristik der Butterfly-Antenne eine große Ähnlichkeit zu der einer Dipolantenne. Entsprechend verfügt sie über keinerlei Rückwärtsdämpfung und reagiert empfindlicher auf die Eigenschaften des Untergrunds als die SBS-Antenne. Ein großer Vorteil der Butterfly-Antenne ist ihr einfacher und kostengünstiger Aufbau. Von allen vorgestellten Antennen hat sie aufgrund des besonders gut angepassten und rauscharmen LNAs die höchste Sensitivität.

Die SALLA

Die Small Aperiodic Loaded Loop Antenna (SALLA) [81] basiert auf einer von Beverage in [82] vorgestellten Schleifenantenne. Sie ist als kreisrunde Leiterschleife mit 120 cm Durchmesser und einem Speisepunkt an der Oberseite realisiert. Im Gegensatz zu herkömmlichen Schleifenantennen, besitzt sie auf der unteren, dem Speisepunkt entgegengesetzten Seite einen Terminierungswiderstand. Die zusätzliche Dämpfung durch den Widerstand verbreitert den bei herkömmlichen Schleifenantennen schmalen Betriebsfrequenzbereich um die Resonanzfrequenz. Während von oben einlaufende Wellen hauptsächlich eine Spannung am Antennenfußpunkt² induzieren, fällt die induzierte Spannung bei einer von unten einlaufenden Welle vor allem am Widerstand ab. Dieser Mechanismus sorgt für eine breite, nach oben geöffnete Richtcharakteristik mit hoher Rückwärtsdämpfung, s. Abb. 4.9 (links). Ein weiterer Vorteil der Antenne ist auch hier der einfache und robuste Aufbau.

²Der Antennenfuß- bzw. Speisepunkt bezeichnet den „Anschluß“ einer Antenne, an dem die eingestrahelte Leistung abgenommen werden kann.

Von Nachteil ist allerdings der geringe Wirkungsgrad der SALLA aufgrund des Widerstands und damit auch eine geringe effektive Länge, vgl. Abschnitt 7.1.1. Daraus entstehen hohe Anforderungen an Sensitivität und Impedanzanpassung des nachfolgenden LNA. Ähnlich der Butterfly-Antenne verfügt die SALLA daher über einen integrierten LNA, um Leitungsverluste zu minimieren und die Impedanzanpassung zu erleichtern. Kapitel 7 gibt einen detaillierten Überblick über dessen Eigenschaften.

4.4. Experimente zur Radiodetektion kosmischer Strahlung

Bereits 1965 konnte Jelley am Jordrell Bank Observatory [83] kosmische Teilenschauer mittels Radiodetektion nachweisen. Die damals zur Verfügung stehenden Datenerfassungssysteme waren jedoch auf Bandbreiten von wenige MHz beschränkt. Deshalb musste Jelley zuerst das z.B. im Bereich um etwa 42 – 46 MHz gemessene Radiosignal mittels Hüllkurvendemodulation ins Basisband von 0 – 4 MHz konvertieren, um es mit der vorhandenen Analogelektronik weiterverarbeiten zu können. Allan verwendete später in seinem Empfangssystem am Haverah Park Experiment zur Vergrößerung der Nutzbandbreite zwei separate Messkanäle pro Antenne [84]. Ein Kanal war für den Frequenzbereich 32 ± 1.5 MHz, ein anderer für den Bereich 44 ± 2 MHz vorgesehen. Die Hüllkurven der Signale wurden zu dieser Zeit noch von Elektronenstrahloszilloskopen dargestellt und von mittels Szintillatoren getriggerten Kameras aufgenommen. Die Auswertung erfolgte anschließend manuell. Weil die Radiodetektionsmethode mit der damals verfügbaren Technik nur unzureichend umsetzbar war, wurden sie zu Gunsten anderer Methoden, wie der Detektion mittels Oberflächendetektoren, aufgegeben.

Durch die in den letzten 10 Jahren entwickelten, hochratigen und energieeffizienten ADCs und der Möglichkeit der schnellen Echtzeitsignalverarbeitung durch FPGAs und digitale Signalprozessoren (DSPs) wurde die Radiodetektion kosmischer Strahlung wieder zunehmend interessant. Die hohen Abtastraten erlauben das Radiosignal direkt in einem breiten Frequenzbereich aufzunehmen, eine Abwärtskonversion ist nicht mehr notwendig. Die größere Bandbreite führt zu einem höherem SNR der gemessenen Radiopulse und damit zu einer niedrigeren Nachweisschwelle. Zudem wird durch die direkte Messung ohne Abwärtskonversion die Phaseninformation des Radiosignals zugänglich, die zuvor durch die Hüllkurvendemodulation verloren ging. Diese Information ist vor allem für die Schauerrekonstruktion mittels interferometrischer Methoden interessant, s. [85].

Die Lofar Prototype Station (LOPES) [86] und das Cosmic ray detection array with logarithmic electro-magnetic antennas (CODALEMA) [87] waren im Jahr 2003 die ersten Experimente, welche die neuen technischen Möglichkeiten zur Radiodetektion nutzten. LOPES verwendete zunächst 10 Dipolantennen, in einer weiteren Ausbaustufe wurden dann 30 Antennen im Messfeld des KASCADE-Grande Experiments untergebracht. 2010 wurden die Dipolantennen durch 10 sogenannte Tripole ersetzt. Jeder Tripol besteht aus drei senkrecht aufeinanderstehenden Dipolantennen, wodurch eine direkte Messung des E-Feldvektors ermöglicht wird [88]. Die Signalaufnahme erfolgt im Frequenzband von 40 – 80 MHz durch Unterabtastung mit 80 MHz ADCs. Sämtliche ADC-Daten wurden in einem großen Ringpuffer über bis zu 6 Sekunden vorgehalten. Hatte KASCADE-Grande ein ausreichend großes Schauerereignis erfasst, wurden die Daten des Ringpuffers für den entsprechenden Zeitraum ausgelesen und abgespeichert. Mit LOPES wurden in den letzten Jahre viele Erkenntnisse über Lateralverteilungen [89], Schauersimulationen [90] sowie experimentellen Methoden veröffentlicht [91]. LOPES war damit viele Jahre lang eines der führenden Experimente im Bereich der Radiodetektion.

Im Rahmen der Erweiterung von LOPES mit dem LOPES Self Triggered Array (LOPES^{STAR}) wurden Verfahren zur selbstgetriggerten Radiosignalaufnahme untersucht. Die ersten Untersuchun-

gen [76] verwendeten noch einen analogen Selbsttrigger, der später durch Triggerverfahren mit adaptiven, digitalen Filtern verbessert wurde [92]. Beide Ansätze konnten allerdings aufgrund des großen Radiountergrundes keine selbstgetriggerten Schauersignale in Koinzidenz mit KASCADE-Grande detektieren. Die entwickelten Technologien werden jedoch an den im nächsten Abschnitt beschriebenen Experimenten AERA und Tunka-Rex weiterverwendet.

CODALEMA befindet sich auf dem Gelände des Nancay-Radioobservatoriums. Im Vergleich zu LOPES hat CODALEMA den Vorteil einer Umgebung mit geringem Radiountergrund. In seiner ersten Ausbaustufe verwendete CODALEMA elf breitbandige logarithmisch-periodische Spiralantennen des ursprünglich zur Jupiter- und Sonnenbeobachtung vorgesehenen Decametric Array (DAM). Die Auslese der Radiosignale erfolgte ähnlich wie bei LOPES nach Triggerung durch einfache Szintillatoren. Damit war es CODALEMA erstmals möglich, Lateralverteilungsfunktionen der Radioemissionen einzelner Luftschauer zu bestimmen. In früheren Experimenten wie z.B. von Allan war dies nur nach Mittelung über viele Schauer möglich. 2005 wurde CODALEMA um 24 zusätzliche Dipolantennen und 17 Szintillationsdetektoren erweitert. Die einfach aufgebauten Szintillationsdetektoren liefern allerdings nur ungenaue Informationen über die Schauereigenschaften. Deshalb gestaltet sich die Untersuchung von Zusammenhängen zwischen Schauereigenschaften und Radiosignalen als schwierig.

Motiviert von den Erfolgen von LOPES und CODALEMA wurden bald weitere Experimente zur Radiodetektion aufgebaut. Ein Beispiel ist das Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection (TREND) [93]. TREND ist eine Erweiterung des Primeval Structure Telescope (PAST) Radioobservatoriums in China, das 2004 zur Untersuchung der 21 cm Wasserstofflinie bei hohen Rotverschiebungen in Betrieb genommen wurde [94]. Durch seine Lage in einem abgelegenen Tal und umgeben von hohen Bergen, bietet PAST einen außergewöhnlich niedrigen Radiountergrund. Hauptziel von TREND ist die Suche nach ultra-hochenergetischen Neutrinos, welche nach Wechselwirkung in den umliegenden Bergen Luftschauer und damit Radioemissionen hervorrufen. Die Radiosignalauslese erfolgt dabei mittels Selbsttriggerung. Zur Verifikation der Radiosignale als tatsächliche Luftschauereignisse werden momentan Szintillationsdetektoren eingesetzt, die später jedoch entfallen sollen. TREND konnte bisher 25 mit den Szintillationsdetektoren koinzidente Radioereignisse aufzeichnen [95]. Zur Unterdrückung des transienten Radiountergrunds von Quellen nahe des Horizonts wurden jedoch nur Ereignisse bei Zenitwinkeln kleiner 65° berücksichtigt. Damit konnte keines der Ereignisse auf eine Neutrinowechselwirkung innerhalb der umliegenden Berge zurückgeführt werden.

Das Neutrinoobservatorium IceCube [96] verwenden tief in das antarktische Eis eingelassene PMTs, um Tscherenkow-Licht von neutrinoinduzierten Teilchenschauern im Eis zu detektieren. Durch die geringe Absorptionslänge für Licht (≈ 60 m bei $\lambda = 500$ nm), müssen die Experimente mit einer großen Anzahl von PMTs ausgerüstet werden, um ein ausreichend großes Detektionsvolumen abzudecken. Die Absorptionslänge von Radiosignalen im Bereich 0.1 – 1 GHz beträgt mit etwa 1 km dagegen ein Vielfaches. Diese Eigenschaft machen sich Experimente wie das Radio Ice Cherenkov Experiment (RICE) [97] bzw. dessen Nachfolger das Askaryan Radio Array (ARA) [98] zu Nutze. Ebenso wie TREND hat auch das sich momentan im Aufbau befindliche ARA den Nachweis höchstenergetischer Neutrinos zum Ziel. Neutrinos bei Energien ab etwa 10^{15} erzeugen bei Wechselwirkung mit dem Eis Teilchenschauer, welche mittels des Askaryan- und Tscherenkow-Effekts Radiosignale emittieren. Zum Nachweis dieser Signale verwendet ARA breitbandige Antennen (150 – 840 MHz), die an Seilen bis zu 200 m tief in das Eis hinabgelassen werden. Zudem profitiert ARA von dem niedrigen Radiountergrund am Südpol. Oberhalb von etwa 150 MHz trägt nur noch das thermische Rauschen des umgebenden Eises zum Untergrund bei.

5. Die Radioexperimente AERA und Tunka-Rex

Das steigende Interesse an der Radiodetektionsmethode führte dazu, dass verschiedene Gruppen begannen das Tunka-Experiment und Auger mit Radiodetektoren zu erweitern. Die gemessenen Eigenschaften der Luftschauerexperimente können dann zur Kalibrierung der Radiodetektoren herangezogen werden um z.B. Verfahren zur Schätzung von X_{max} und der Primärenergie zu entwickeln. Zwei dieser Erweiterungen sind Tunka-Rex sowie AERA. Sie wurden im Rahmen dieser Arbeit behandelt und werden im Folgenden näher vorgestellt.

5.1. AERA

Vor dem Aufbau von AERA beschäftigten sich bereits drei Gruppen mit Radiodetektoren bei Auger. Eine Gruppe, bestehend aus Mitgliedern der CODALEMA-Kollaboration, installierten im Jahr 2006 das aus drei autonomen Antennenstationen bestehende Radioexperiment RAuger [99]. RAuger nutzte Infrastruktur der Central Laser Facility (CLF) [100] (vgl. Abb. 3.1), ein Seefracht-Container, in dem sich ein Kalibrierungslaser für den FD befindet, zur Unterbringung der eigenen zentralen DAQ. Die Antennenstationen wurden als gleichseitiges Dreieck mit 139 m Kantenlänge um einen der SD-Wassertanks nahe der CLF aufgestellt. Jede der Stationen verfügt über eine eigene Solarstromversorgung; Aufgenommene Signale werden über eine Funkstrecke zur zentralen DAQ in der CLF geschickt. Die Stationen werden bei Überschreitung einer analogen Schwelle ausgelesen, wobei auf Triggerlogik zur Bildung gemeinsamer Koinzidenzen aus mehreren Stationen verzichtet wurde. Von großem Nachteil war bei RAuger die lange Totzeit von 2.7 s, welche durch eine langsame Signalauslese und -übertragung hervorgerufen wurde. RAuger profitierte jedoch vom besonders niedrigen Radiountergrund an der CLF. Bis zu seinem Betriebsende 2010 konnte RAuger 65 Radioereignisse in Koinzidenz mit dem SD detektieren. Unter diesen Ereignissen war jedoch nur ein einziges von allen drei Antennenstationen gleichzeitig detektiert worden.

Ebenfalls im Jahr 2006 wurde von einer Gruppe des Forschungszentrum Karlsruhe (FZK) ein Datenaufnahmesystem, wie es zuvor bei LOPES^{STAR} eingesetzt wurde, bei Auger aufgebaut. Als Standort wurde die Balloon Launching Station (BLS) (vgl. Abb. 3.1) gewählt, ein Seefracht-Container, von dem aus Wetterballone zur Messung des atmosphärischen Profils gestartet werden [101]. Die gewonnenen Daten dienen zur Verbesserung der Schauerrekonstruktion mittels der FD-Teleskope, da die Fluoreszenzlichtausbeute von Druck, Temperatur und Feuchtigkeit der Luft abhängt. Mit diesem Aufbau wurde eine Vielzahl verschiedener Untersuchungen angestellt, s. [77]. Die Datenaufnahmeelektronik war in der BLS untergebracht, zu der die Signale von drei im Dreieck aufgestellten Antennen mit Abständen von je 100 m über lange Koaxialkabel geleitet wurden. Zunächst wurde mittels des in [76] entwickelten analogen Selbsttriggers versucht, Radioereignisse in Koinzidenz mit dem SD zu detektieren. Dies verlief aufgrund des zu großen Radiountergrundes jedoch erfolglos. Darauf wurde eine digitale Datenaufnahmeelektronik eingesetzt, in die im Rahmen von [92] und [102] digitale Filter zur Störungsunterdrückung implementiert wurden. Zudem wurden verschiedene Antennentypen getestet. Als erstes kamen LPDAs zum Einsatz. Mit der Zeit verloren diese jedoch aufgrund von windinduzierten Vibrationen und darauf folgenden Schwingungsbrüchen

ihre Dipolelemente. Sie wurden gegen die mechanisch robustere SALLA ausgewechselt. Allerdings konnten auch hiermit keine koinzidenten Ereignisse mit SD gefunden werden. Auch hier lag die Ursache vor allem am hohen Radiountergrund der BLS. Spätere Analysen zeigten, dass der Untergrund periodische Strukturen mit einer Grundfrequenz von 50 Hz aufweist [77]. Dies entspricht der Netzfrequenz in Argentinien und ist somit ein deutlicher Hinweis darauf, dass die Störungen durch eine nahe gelegene Überlandleitung verursacht werden.

Im Jahr 2008 stellte auch die eine Gruppe aus den Niederlanden vier autonome, mit Solarstrom versorgte Antennenstationen an der BLS auf. Dieses Multi Antenna eXperiment in Malargue Argentinien (MAXIMA) [103] genannte Experiment übertrug seine Daten zunächst versuchsweise über eine Funkstrecke nach dem ZigBee-Standard zu einer zentralen DAQ in der BLS. Weil dieser Standard sich jedoch nicht als geeignet zur Übertragung der hohen Datenraten zeigte, wurden später Glasfaserverbindungen zwischen den Stationen und der zentralen DAQ gelegt. Bei MAXIMA wurde zunächst erfolglos versucht, Luftschauer mittels Selbsttriggerung zu detektieren. Auch hier machte der hohe Untergrund einen selbstgetriggerten Betrieb unmöglich. Die Antennenstationen wurden deshalb nachträglich mit Szintillatoren als Triggerquelle ausgestattet. Damit gelang es dann, Radioereignisse in Koinzidenz mit dem SD zu detektieren.

Die Untersuchungen von MAXIMA führten zu Veröffentlichungen bzgl. der Polarisation [104, 105] und zum Umfang der vom Askaryaneffekt verursachten Radioemissionen [65]. Daneben konnte bei MAXIMA viel Erfahrung beim Betrieb autonomer Antennenstationen und bei der elektromagnetischen Abschirmung der Empfangselektronik gesammelt werden. Auf Basis des bei RAuger, MAXIMA und LOPES^{STAR} erworbenen Wissens wurde in den Jahren 2009 bzw. 2010 mit Planung und Aufbau von AERA begonnen.

5.1.1. Ziele von AERA

Im Gegensatz zu den bisherigen Radioexperimenten bei Auger wird mit AERA ein mehrere Quadratkilometer großes Detektorfeld mit über 100 Antennenstationen in Betrieb genommen. AERA untersucht folgende Fragestellungen [106]:

1. Kalibrierung der Radioemissionen mit Daten von Auger:
Durch Vergleich der gemessenen Radioemissionen mit den von FD und SD ermittelten Luftschauerparametern soll das Verständnis der Zusammenhänge zwischen Radioemissionen und Luftschauerparametern verbessert werden. Dadurch sollen sich auch neue Einsichten in die Radioemissionsmechanismen ergeben, sowie bestehende Modelle verfeinert werden.
2. Erforschung des Potenzials der Radiodetektionsmethode:
Es soll geklärt werden, mit welcher Genauigkeit Schauerparameter wie Primärenergie, Primärmasse sowie Ankunftsrichtung bestimmt werden können.
3. Messung der Komposition im Übergangsbereich von galaktischer zu extragalaktischer kosmischer Strahlung:
AERA wird am Standort von AMIGA aufgebaut. Zusammen mit den Messungen von AMIGA soll AERA das Energiespektrum und die Komposition der kosmischen Strahlung bei Energien im Bereich um 10^{18} eV mit höchster Genauigkeit vermessen.
4. AERA als „Engineering Array“:
Bei AERA sollen neue Techniken zur Radiodetektion entwickelt werden. Dies beinhaltet z.B. die Erprobung verschiedener Antennentypen, Stationselektronik sowie Methoden zur Selbsttriggerung und Datenauslese.

5.1.2. Standort von AERA

Als Standort für AERA wurde das sogenannte Infill-Gebiet [107] bei Auger ausgewählt. Hier stehen die Wassertanks des SD in einem verringerten Abstand von 750 m, so dass der Energiebereich von Auger hinab zu 10^{17} eV erweitert wird. Zudem wird dieses Gebiet von den Experimenten HEAT und AMIGA abgedeckt, welche eine genaue Messung der Komposition ermöglichen. Die Positionierung der Antennenstationen musste den örtlichen Gegebenheiten angepasst werden. Im Norden von AERA befindet sich eine Überlandleitung, zu der die Stationen wegen des zusätzlichen Untergrunds Abstand halten sollten. Um nahe an den HEAT-Teleskopen zu messen, wurde AERA so weit wie möglich bis zum Rio Atuel nach Westen ausgedehnt. Die südliche Grenze bildet das Grundstück eines Landbesitzers, der den Aufbau von Antennenstationen nicht erlaubt. Durch diese Gegebenheiten erhielt AERA einen trapezförmigen Grundriss, s. Abb. 5.1.

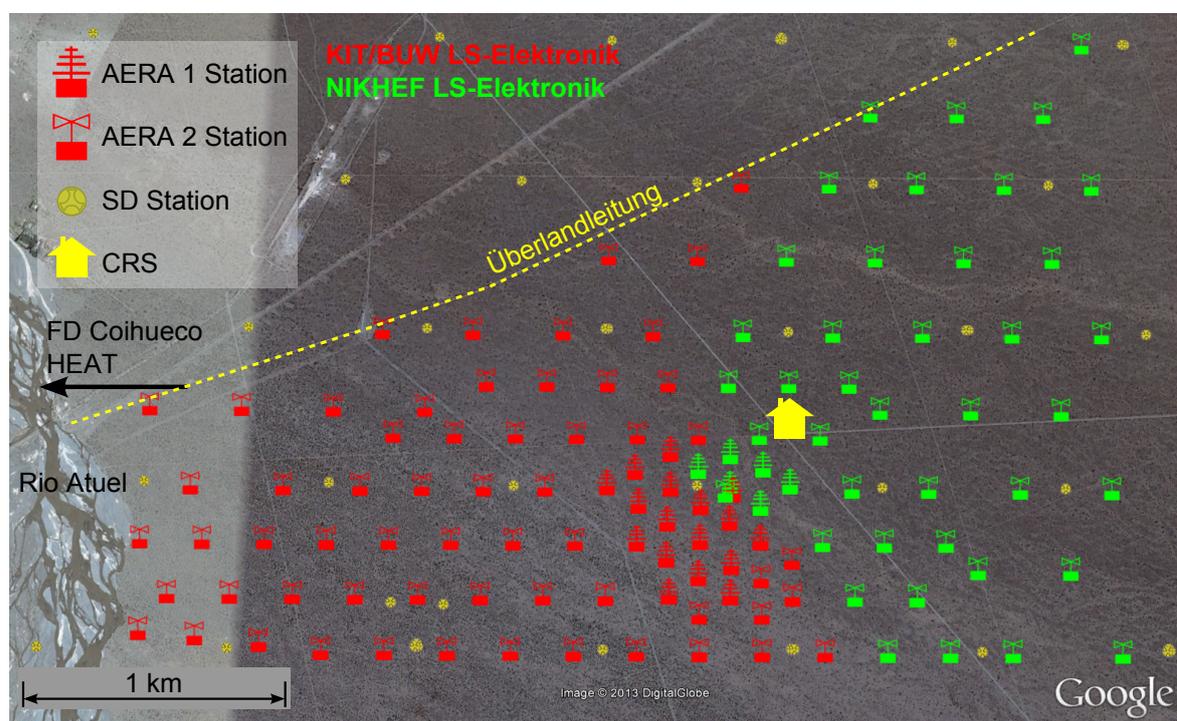


Abbildung 5.1: Positionen der Antennenstationen von AERA. In Rot sind die Stationen ausgestattet mit einer LS-Elektronik entwickelt am KIT und der BUW dargestellt, in Grün die Stationen mit LS-Elektronik vom NIKHEF.

Der Aufbau von AERA erfolgt in mehreren Ausbaustufen. Um einen breiten Energiebereich abzudecken, sind die Antennenstationen in verschiedenen Abständen zueinander aufgestellt. In der ersten Ausbaustufe, AERA1, wurden im Jahr 2010 24 Antennenstationen in einem Prototypen-Feld in Betrieb genommen. Der Stationsabstand wurde mit 144 m zunächst gering gewählt. Laut Simulationen in [106] ermöglicht dies eine niedrige Energieschwelle von etwa $2 \cdot 10^{17}$ eV. 2013 wurde AERA in der zweiten Ausbaustufe, AERA2, auf insgesamt 124 Stationen mit vergrößerten Abständen von 250 m und 375 m erweitert. Zwar verschieben die größeren Abstände von AERA2 die Energieschwelle auf 10^{18} eV, aber durch die größere Flächenabdeckung wird dennoch eine Messung mit einer akzeptablen Ereignisrate möglich. In der letzten, noch nicht realisierten Ausbaustufe, soll AERA im Jahr 2014 um 20-30 Stationen im Osten des AERA-Feldes erweitert werden.

5.1.3. AERA Antennenstationen

Die Antennenstationen sind mit verschiedenen Typen von Datennahmeelektronik ausgestattet, die Local Station (LS)-Elektronik genannt werden. In insgesamt 47 der Stationen von AERA1 und AERA2 wird eine vom Nationaal instituut voor subatomaire fysica (NIKHEF) entwickelte LS-Elektronik eingesetzt. Die restlichen 77 Stationen verwenden die am KIT und der Bergische Universität Wuppertal (BUW) entwickelte LS-Elektronik, auf die in den Kapiteln 6 und 8 detaillierter eingegangen wird. Falls nicht anders angegeben, beziehen sich alle folgenden Angaben auf die KIT/BUW LS-Elektronik.

Die Antennenstationen für AERA1 und AERA2 unterscheiden sich bezüglich Antennentyp, Elektronik und mechanischem Aufbau. Die Stationen für AERA1 wurden als Prototypen für die weiteren Ausbaustufen von AERA entwickelt und waren in manchen Belangen zunächst „over-engineered“, um einen sicheren Betrieb zu gewährleisten. Die bei AERA1 gemachten Erfahrungen flossen anschließend in den Entwurf der AERA2 Stationen ein, die bezüglich der Kosten und einfacher Aufstellung optimiert wurden.

Die generelle Funktionsweise der Antennenstationen ist jedoch in beiden Ausbaustufen gleich. Abgesehen von den verschiedenen Detektionsprinzipien, ähneln die Methoden der Datennahme von AERA denen des SD. Das Blockschaltbild in Abb. 5.2 gibt einen Überblick über die Komponenten einer Antennenstation sowie deren Anbindung an die zentrale AERA-DAQ. Bei der Messung eines

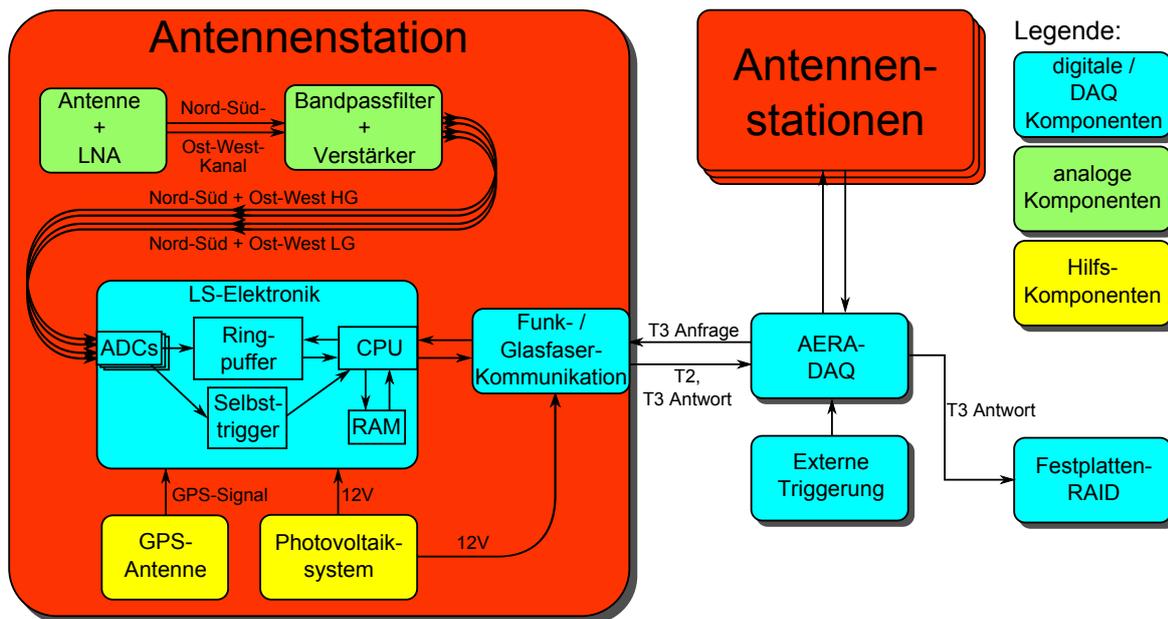


Abbildung 5.2: Schema der Datennahme innerhalb einer Antennenstation, sowie der Anbindung der Station an die zentrale AERA-DAQ.

Radioereignisses laufen in den Stationen folgende Vorgänge ab: Die Radioemissionen erzeugen zunächst eine elektrische Spannung an den Antennenfußpunkten, jeweils getrennt für Nord-Süd bzw. Ost-West Polarisation. Diese Spannungen werden von zwei LNAs verstärkt, und über Koaxialkabel zum Filterverstärker weitergeleitet. Hier findet zunächst eine Bandpassfilterung des LNA-Signals in einem Durchlassbereich von 30 – 80 MHz statt, um Rundfunkträger im VHF-Band II sowie im Kurzwellenband zu unterdrücken. Das gefilterte Signal jeder Polarisation wird im Filterverstärker in zwei weitere Kanäle, den High-Gain (HG)-Kanal bzw. den Low-Gain (LG)-Kanal, aufgeteilt. Am

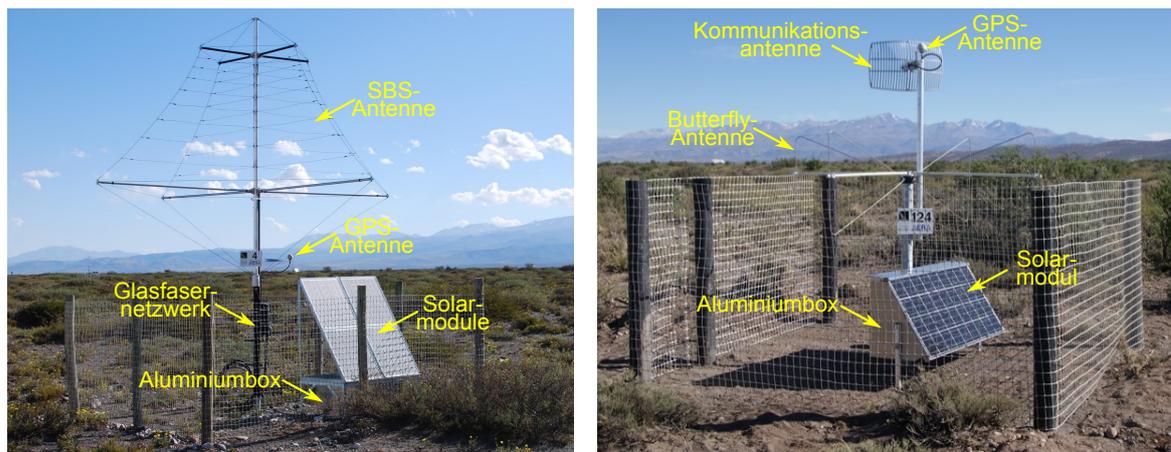


Abbildung 5.3: Fotografien der Antennenstationen. Links: AERA1. Rechts: AERA2. Deutlich sichtbar sind unterschiedlichen Antennen, Solarmodule und Elektronikboxen.

Ausgang des HG-Kanals liegt das Signal mit einer um 20 dB höheren Verstärkung als am LG-Kanal vor, wodurch ein größerer Dynamikbereich abgedeckt wird.

Die ADCs der LS-Elektronik tasten das Ausgangssignal des Filterverstärkers mit einer Rate von 180 MS/s und einer Auflösung von 12 Bit ab. Die Ausgangsdaten der ADCs werden anschließend in einem Ringpuffer 7 s lang vorgehalten, sowie in Echtzeit von einem Selbsttriggeralgorithmus [77] auf mögliche Schauerereignisse untersucht. Damit ist sowohl eine selbstgetriggerte als auch eine extern getriggerte Datennahme möglich.

Wurde der Selbsttrigger ausgelöst, wird der Zeitpunkt des triggernden Signals von einer CPU anhand von Daten einer GPS-Uhr errechnet. Diese Zeitstempel, genannt T2-Trigger, werden von der CPU gesammelt und in festgelegten Zeitintervallen zur zentralen AERA-DAQ geschickt. Dort werden die T2-Trigger auf zeitliche Koinzidenzen mit anderen Stationen untersucht. Wird eine Koinzidenz mit mindestens drei Stationen gefunden, sendet die AERA-DAQ eine sogenannte T3-Anfrage an die betreffenden Stationen. Die T3-Anfrage enthält einen Zeitstempel, zu dem die CPU einen Zeitbereich von ADC-Werten aus dem Ringpuffer kopiert. Diese Ereignisdaten werden als T3-Antwort wieder zur DAQ zurückschickt, wo die Daten auf Festplatten abgelegt werden. Alternativ kann der gleiche Mechanismus auch zur Datenauslese nach externer Triggerung angewendet werden. Dazu werden Zeitstempel der externen Triggerquellen zunächst zur AERA-DAQ geschickt, T3-Anfragen umgewandelt und zu den Stationen geschickt. Diese antworten dann mit den entsprechenden Ereignisdaten zum angefragten Zeitstempel.

Die Stationen mit KIT/BUW LS-Elektronik erlauben eine Datenaufnahme unter gleichzeitiger Verwendung des Selbsttriggers und der externen Triggerung. Wegen ihres großen Ringpuffers kann die LS-Elektronik u.a. auch von SD getriggert werden, sofern die Triggerzeitstempel mit einer Latenz von weniger als 7 s bei den Stationen ankommen. Dies ermöglicht eine Datennahme mit höchster Effizienz und gleichzeitig die Optimierung von Methoden zur Selbsttriggerung.

Mangels ausreichend großem Pufferspeicher ist die Triggerung von externen Quellen mit großer Latenz bei der NIKHEF LS-Elektronik nicht möglich.

AERA1

In der Prototypenphase AERA1 wurden die Stationen mit SBS-Antennen zur Messung mit Nord-Süd und Ost-West Polarisierung ausgerüstet, s. Abb. 5.3 (links). Die SBS wurde aus den drei zur

Verfügung stehenden Antennentypen (vgl. Abschnitt 4.3) wegen ihrer besonders geringe Empfindlichkeit gegenüber Änderungen der Bodeneigenschaften ausgewählt. Durch eine Richtcharakteristik mit geringer Sensitivität in Richtung hoher Zenitwinkel bieten die SBS-Antennen zudem eine hohe Unterdrückung von aus horizontaler Richtung einstrahlenden Störquellen. Dies erleichtert die selbstgetriggerte Datennahme und wurde anfangs als besonders wichtig erachtet, da AERA zunächst als rein selbstgetriggertes Experiment geplant war. Ein weiterer Grund für die Wahl der SBS-Antenne war, dass die Mitglieder der AERA-Gruppe zuvor bereits LPDAs in Radioexperimenten verwendet hatten und dadurch auf vorhandene Erfahrung mit diesem Antennentyp zurückgreifen konnten. Für einen autonomen Betrieb verfügt jede Station über vier Solarmodule (12 V, 60 W_{peak}) sowie zwei Solarbatterien¹ (12 V, 150 Ah). Diese Photovoltaikanlage ist für eine kontinuierliche Leistungsabgabe bis 20 W ausgelegt [108] und ist im Vergleich zur LS-Elektronik mit einer Leistungsaufnahme von 12 W großzügig dimensioniert. Batterien sowie LS-Elektronik sind in einer Aluminiumbox eingebaut, welche einerseits als Wetterschutz dient und andererseits die Antenne vor elektromagnetischer Interferenz (EMI) der internen Elektronik schützt. Die LS-Elektronik befindet sich zum besseren EMI-Schutz innerhalb der Aluminiumbox in einem nochmals EMI-dicht abgetrennten Abteil.

Zur Übermittlung der T2- und T3-Daten zwischen Stationen und AERA-DAQ werden im Erdboden vergrabene, redundant ausgeführte Glasfaserleitungen verwendet. Sämtlicher Datentransfer von und zur Station erfolgt Ethernet-basiert. Zur Umsetzung der 100BASE-T Ethernetschnittstelle der LS-Elektronik auf die 100BASE-FX Glasfaserschnittstelle befindet sich ein zusätzlicher Fibre-to-Ethernet Konverter innerhalb der Aluminiumbox. Die Glasfaserleitungen enden in der Central Radio Station (CRS), einem mit Photovoltaiksystemen ausgestatteter Seefracht-Container, der während der ersten Ausbaustufe von AERA die AERA-DAQ beherbergte.

AERA2

Eine der Hauptänderungen an den Antennenstationen beim Schritt zu AERA2 war der Wechsel von SBS-Antennen auf Butterfly-Antennen, s. Abb. 5.3, rechts. Dieser Antennentyp wurde nach ausführlichen Untersuchungen in [80] von der AERA-Gruppe als besser geeignet eingestuft. Ausschlaggebend waren das niedrige Eigenrauschen des LNAs sowie die weitgehend konstante Gruppenlaufzeit der Butterfly-Antenne. Beide Eigenschaften kommen einer höheren Detektionseffizienz zugute. Die einfache, kostengünstige Konstruktion kam zudem der Erweiterung auf eine große Anzahl Antennenstationen entgegen. Nachteile wie die höhere Sensitivität auf Änderungen elektrischer Erdbodeneigenschaften wurden dabei bewusst in Kauf genommen. Verschiedene Kalibrierungsmethoden sollen helfen dies auszugleichen. Eine Möglichkeit sind z.B. Kalibrierungsmessungen mit an Oktokoptern² bzw. Ballonen angebrachten Referenzsignalendern [109]. Auch das galaktische Rauschen kann als Referenzsignal verwendet werden [66].

Eine andere Änderung betrifft die Übertragung der Messdaten zur AERA-DAQ. Aufgrund der größeren Abstände zwischen den Stationen sowie ihrer höheren Anzahl ist das Verlegen von Glasfaserkabeln zu jeder Station nicht mehr praktisch durchführbar. Stattdessen wird ein kommerzielles Funkkommunikationssystem der Firma Ubiquiti Networks, Inc. (UBNT) eingesetzt. Das UBNT-System belegt Frequenzen im Industrial, Scientific and Medical Band (ISM)-Band um 5.8 GHz, in dem eine genehmigungsfreie Nutzung erlaubt ist. Das System besteht aus einer in jeder Station untergebrachten, an die LS-Elektronik angeschlossenen Subscriber Unit (SU) [110], die per Funk mit einer zentralen Base Station (BS) [111] kommuniziert. Das verwendete Kommunikationsprotokoll „AirMax“, basiert auf dem 802.11n Standard und wurde von UBNT um ein eigenes, proprietäres Time Division

¹Solarbatterien sind Akkumulatoren, die speziell für den Einsatz in Photovoltaiksystemen optimiert wurden.

²Ein Oktokopter ist ein autonomes, senkrecht startendes Fluggerät, das vollautomatisch vorbestimmte Positionen im Raum anfliegen kann.

Multiple Access (TDMA)-Verfahren zur Zugriffssteuerung erweitert [112]. Beim TDMA-Verfahren teilt die BS jeder SU einen Zeitschlitz zu, in dem es ihr erlaubt ist, Daten zu senden. Dadurch werden Sendekollisionen, d.h. das gleichzeitige Senden mehrerer SUs, vermieden.

Die BS wurde am erhöht gelegenen FD Standort Coihueco an einem Funkturm befestigt, von wo direkter Sichtkontakt zu den 3.5 – 6.0 km entfernten Antennenstationen besteht. Mit der Inbetriebnahme von AERA2 wurde die AERA-DAQ ebenfalls nach Coihueco verlegt, so dass sich kurze Kommunikationswege zwischen BS und DAQ ergeben. Da das UBNT-System sich auf den Transport von Ethernet-Datenframes (OSI-Schicht 2) beschränkt, erscheint es ähnlich einem Wireless Local Area Network (WLAN)-Adapter transparent gegenüber der bestehenden Netzwerkhardware und Software. Die Stationen von AERA1 sind nach wie vor über das bestehende Glasfasernetzwerk an die AERA-DAQ angebunden, für Details zum AERA-Netzwerk s. Kapitel 9.

Auch das Photovoltaiksystem der Stationen wurde in AERA2 geändert. Es wurde für eine geringere Leistungsabgabe dimensioniert, da aufgrund des technischen Fortschritts bei den Gleichspannungswandlern, FPGAs sowie ADCs der LS-Elektronik von einer verringerten Stromaufnahme ausgegangen wurde. Zur Stromerzeugung wird nur noch ein einziges Solarmodul (12 V, 135 W_{peak}), jedoch mit größeren Abmessungen als die Module von AERA1, verwendet. Zudem steht nur noch eine Solarbatterie (12 V, 165 Ah) zur Überbrückung der Nacht zur Verfügung.

5.2. Tunka-Rex

Das zweite im Rahmen dieser Arbeit behandelte Experiment zur Radiodetektion kosmischer Strahlung ist Tunka-Rex [113]. Für eine erste Machbarkeitsstudie wurde im Jahr 2009 zunächst eine einzelne Antenne zur Radiodetektion am Tunka-Experiment aufgestellt und in die bestehende Datenaufnahme integriert. Die Analyse der aufgenommenen Daten ergab 50 Kandidatenereignisse, die wahrscheinlich durch Radioemissionen von Luftschauern erzeugt wurden [114, 115].

Im Jahr 2012 wurde das Tunka-Experiment dann um ein aus 20 Antennen bestehendes Feld, genannt Tunka-Rex, erweitert. Der Aufbau erfolgte durch eine Gruppe des Institut für Kernphysik (IKP) am KIT zusammen mit Mitgliedern der Tunka-Kollaboration. Abbildung 5.4 zeigt einen Überblick über die Positionen der verschiedenen Detektoren.

5.2.1. Ziele von Tunka-Rex

Wie bei AERA ist das Hauptziel von Tunka-Rex herauszufinden, wie gut die Eigenschaften des Primärteilchens eines Luftschauers, d.h. Energie, Masse und Ankunftsrichtung, mittels Radiodetektion bestimmt werden können. Das Tunka-Experiment bietet mit seiner hohen Messgenauigkeit für die Primärenergie und X_{max} (vgl. 3.2) dafür eine hervorragende Referenz. Ein weiteres Ziel von Tunka-Rex ist es, das Verständnis der Mechanismen der Radioemission zu verbessern. Eigenschaften des Radiosignals, wie z.B. die Lateralverteilung, die Form der Wellenfront, Polarisation und Frequenzspektrum sollen untersucht werden. Die erhaltenen Ergebnisse können anschließend mit denen anderer Experimente, wie z.B. AERA, verglichen werden.

Tunka-Rex versucht im Gegensatz zu AERA nicht, einen Radiodetektor nach neuestem Stand zu bauen, sondern kommt mit vergleichsweise einfacher Technik aus. Interessant ist dabei die Frage, in wie fern Tunka-Rex Daten ähnlicher Qualität wie AERA liefern kann.

5.2.2. Aufbau und Funktionsweise

Die 20 Antennen sind jeweils einige Meter von der Cluster-DAQ entfernt in einem Abstand von etwa 200 m zueinander aufgestellt worden. Sie verwenden je zwei der 16 ADC-Kanäle einer Cluster-DAQ

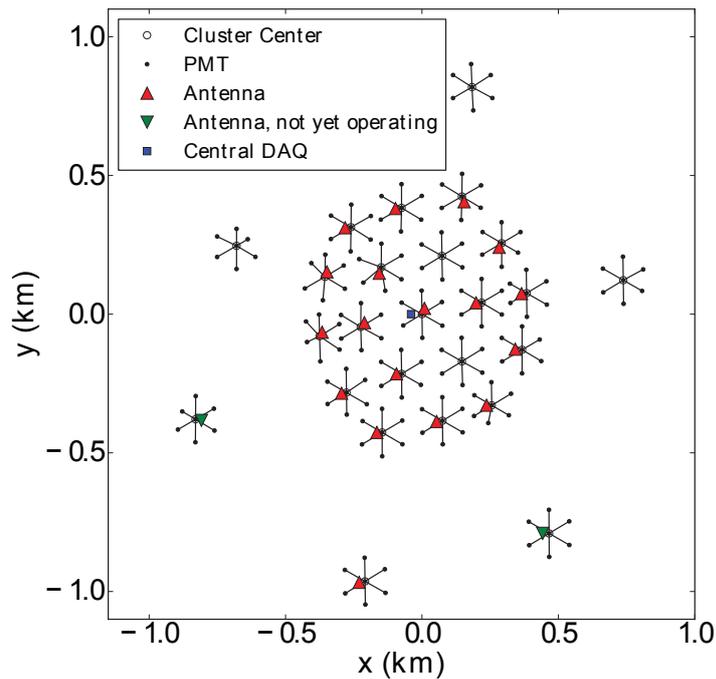


Abbildung 5.4: Positionen der Detektoren des Tunka-Experiments sowie der Antennen von Tunka-Rex. Die Linien veranschaulichen die Kabelverbindungen zwischen PMTs und DAQ-Elektronik [116].

(vgl. Abschnitt 3.2), während die übrigen 14 Kanäle zur Aufnahme des PMT-Signals dienen. Die Auslese des Radiosignals erfolgt nach Triggerung durch die PMTs, falls innerhalb eines Clusters ein Schauerereignis zeitlich koinzident durch mehrere PMTs detektiert wurde. Die entsprechenden Daten der Radio- und Tscherenkow-Detektoren werden dann zu einer zentralen DAQ weitergeleitet, und gemeinsam in einer Datei abgespeichert. Dies vereinfacht eine hybride Datenanalyse.

Die Radioemissionen werden von einer SALLA gemessen, wie sie Abb. 5.5 zeigt. Trotz des niedrigen Wirkungsgrades und der damit höheren Nachweisschwelle wurde für ihren Einsatz entschieden. Die Gründe dafür sind einerseits der besonders kompakte und kostengünstige Aufbau und andererseits die geringere Abhängigkeit von der Leitfähigkeit und Permittivität des Erdbodens. Da die Messpräzision von Radiopulsen hoher Amplitude nicht mehr vom Rauschen, sondern vielmehr durch Änderungen der elektrischen Eigenschaften des Erdbodens begrenzt ist, hat dieses Argument mehr Gewicht [113].

Die Signale der SALLA werden über zwei 30 m lange dämpfungsarme Koaxialkabel zur Cluster-DAQ geleitet. Dort wird es zunächst durch den auch bei AERA verwendeten Filterverstärker von unerwünschten Radioträgern befreit und in der Bandbreite begrenzt, so dass es von den ADCs der Cluster-DAQ aufgenommen werden kann. Im Gegensatz zu AERA sind die Antennen von Tunka-Rex um 45° gegenüber der Nord-Süd Richtung gedreht. Bei AERA bewirkt dies eine etwas geringere Nachweisschwelle, da die Radioemissionen aufgrund der geomagnetischen Emissionsmechanismen hauptsächlich in Ost-West Polarisation gemessen werden. Dies führt jedoch häufig dazu, dass Signale in Nord-Süd Polarisation im Rauschen verschwinden und sich die Rekonstruktionsgenauigkeit des E-Feldvektors dadurch verschlechtert.

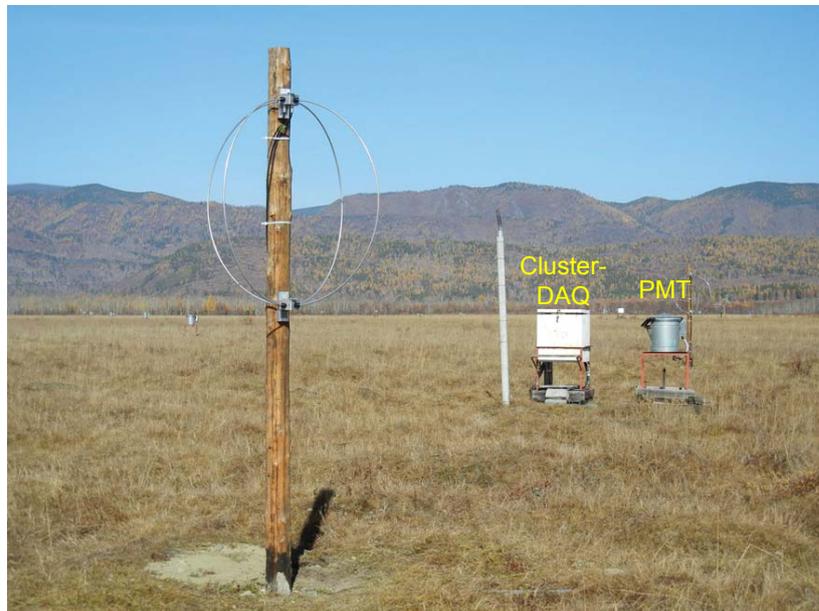


Abbildung 5.5: Foto einer Tunka-Rex Station [113]. Im Vordergrund ist eine der SALLAs zu sehen. Sie ist über Koaxialkabel mit der Cluster-DAQ verbunden. Daneben steht einer der Tscherenkow-Detektoren.

6. Filterverstärker für AERA

Als Filter bezeichnet man elektronische Schaltungen und Algorithmen, die ein Eingangssignal gemäß einer linearen Übertragungsfunktion auf ein Ausgangssignal abbilden. Verstärkt die Filterschaltung das Eingangssignal, bezeichnet man sie auch als Filterverstärker. Das folgende Kapitel befasst sich mit der Entwicklung und Fertigung eines solchen Filterverstärkers für AERA1 und AERA2. Dieser Filterverstärker wurde später nach einfachen Anpassungen auch bei Tunka-Rex eingesetzt, vgl. Kapitel 7.

Innerhalb der in Abb. 6.1 gezeigten analogen Empfangskette befindet sich der Filterverstärker zwischen dem LNA, der das Antennensignal vorverstärkt, und der LS-Elektronik, die das Ausgangssignal des Filterverstärkers mit ihren ADCs aufnimmt. Er besitzt zwei Eingangskanäle für die in Nord-Süd bzw. Ost-West Polarisation gemessenen Radiosignale. Seine Aufgabe besteht vor allem darin, Frequenzanteile des LNA-Signals außerhalb der Nutzbandbreite von 30 – 80 MHz zu unterdrücken, sowie den Signalpegel an den elektrischen Messbereich der folgenden ADC-Eingänge anzupassen. Innerhalb des Filterverstärkers wird das Signal jeweils einer Polarisation in einen Kanal mit hoher (HG-Kanal) sowie einen Kanal mit niedriger Verstärkung (LG-Kanal) aufgespalten, um einen höheren Dynamikbereich abzudecken. Ein Testpuls auf der LS-Elektronik ermöglicht eine einfache Überprüfung der Signalkette ab Eingang des Filterverstärkers.

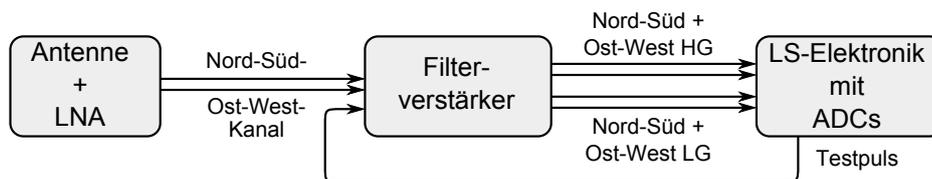


Abbildung 6.1: Die analoge Signalaufnahmekette von AERA.

Für AERA1 wurde zunächst ein eigenständiger Filterverstärker in einem eigenen Gehäuse entwickelt, der auf einer für LOPES^{STAR} entwickelten Empfangselektronik [76] basiert. Vier Koaxialkabel leiten seine Ausgangssignale zur folgenden LS-Elektronik, zusätzliche Kabel dienen der Stromversorgung und zur Einspeisung des Testpulses durch die LS-Elektronik. Aufgrund der höheren Stückzahlen wurde der Filterverstärker für AERA2 als Aufsteckmodul für die LS-Elektronik realisiert. Die genannten Kabelverbindungen sowie das Gehäuse konnten dadurch eingespart werden, was den Aufbau des Gesamtsystems erheblich vereinfachte. Bei der Weiterentwicklung wurden auch einige Änderungen am Schaltungsdesign vorgenommen, um bestimmte Eigenschaften, wie z.B. die Fertigungstoleranzen, zu verbessern.

6.1. Anforderungen

Vor der Entwicklung eines analogen Filterverstärkers müssen zunächst Spezifikationen festgelegt werden, innerhalb derer sich die Parameter des Filterverstärkers bewegen dürfen. Die von der AERA-Gruppe in [106] erarbeiteten Spezifikationen reichen dazu nur teilweise aus. Daher flossen auch in früheren Radioexperimenten wie LOPES^{STAR} gemachte Erfahrungen und eigene Abschätzungen in die Spezifikationen mit ein.

6.1.1. Dynamikbereich und Amplitudenanpassung

Von Seiten der LS-Elektronik wird der Dynamikbereich durch den Aussteuerungsbereich sowie durch die Auflösung der ADCs von 12 Bit vorgegeben. Abbildung 6.2 zeigt eine Abschätzung der Lateralverteilung der elektrischen Feldstärke in Abhängigkeit zum Schauerabstand für verschiedene Energien und Einfallswinkel. Auf Basis dieser Abschätzung wurde vor der Entwicklung der LS-Elektronik und des Filterverstärkers der nötige Dynamikbereich des Gesamtsystems spezifiziert. Wie zu sehen ist, wird prinzipiell ein Dynamikbereich D_{ADC} entsprechend einer Auflösung $N = 16$ Bit bzw.

$$D_{ADC} = 20 \times \lg(2^N) \approx (6 \cdot N) \text{ dB} , \quad (6.1)$$

also $D_{ADC} \approx 96$ dB benötigt. ADCs mit einer solch hohen Auflösung, ausreichender Abtastrate und gleichzeitig geringem Leistungsbedarf waren bei der Entwicklung der LS-Elektronik für AERA1 von den gängigen Herstellern nicht verfügbar. Das Signal einer Antennenpolarisation im Filterverstärker wird deshalb auf zwei Kanäle, den sogenannten HG- und den LG-Kanal aufgeteilt. Der HG-Kanal verfügt dabei über eine um 20 dB höhere Verstärkung als der LG-Kanal. Mit dieser Methode ist es möglich, die effektive Auflösung (vgl. Gl. 6.1) um $20 \text{ dB}/6 \approx 3.3$ Bit auf 15.3 Bit zu erweitern. Diese Methode wurde auch bei der Entwicklung der Elektronik für AERA2 beibehalten.

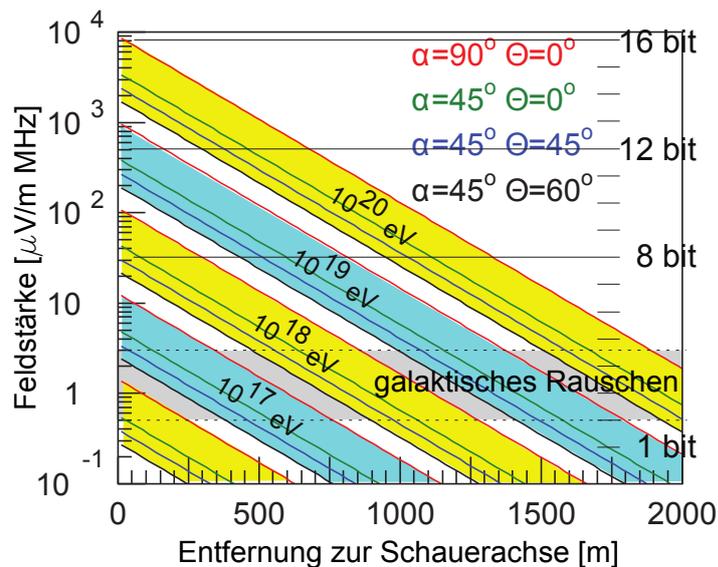


Abbildung 6.2: Lateralverteilung der elektrischen Feldstärke für verschiedene Einfallswinkel zusammen mit dem zur Messung benötigten Dynamikbereich [117].

Der Messbereich des verwendeten ADCs vom Typ AD9626 [118] von Analog DevicesTM lässt sich von $1.0 - 1.5 V_{ss}$ einstellen. Standardmäßig wird in der LS-Elektronik $U_{ADC,max} = 1.0 V_{ss}$ verwendet. Mit dem Effektivwert von $\hat{U}_{ADC,max} = U_{ADC,max}/(2\sqrt{2})$ entspricht dies in einem 50Ω -System einer Signalleistung von $P_{ADC,max} = \hat{U}_{ADC,max}^2/50 \Omega \approx 4 \text{ dBm}$. Zur optimalen Ausnutzung des Messbereichs der ADCs, sollten die HG- und LG-Kanäle des Filterverstärkers diesen voll aussteuern können. Das kleinste noch messbare Signal ist dagegen durch das thermische Rauschen und das Quantisierungsrauschen des ADCs gegeben. Beides zusammen verursacht ein Rauschen von etwa einem ADC-Zähler (effektiv), was einer effektiven Rauschspannung von $U_{ADC,n} = U_{ADC,max}/2^{12} \approx 0.244 \text{ mV}_{\text{eff}}$ entspricht. Für die Rauschleistung erhält man damit rund $P_{ADC,n} = U_{ADC,n}^2/50 \Omega \approx -59 \text{ dBm}$.

Das galaktische Rauschen bildet die natürlich untere Grenze für die Messbarkeit von Radioemissionen. Innerhalb der Nutzbandbreite besitzt es seine niedrigste Rauschtemperatur von ≈ 1500 K [74] an der oberen Bandgrenze, entsprechend einer Rauschleistungsdichte von $\tilde{P}(f)_{gal} = -168$ dBm/Hz (vgl. Gl. 4.1). Dem gegenüber steht eine untere Grenze der Messempfindlichkeit, gegeben durch die Rauschleistungsdichte des ADC-Rauschens. Die in der ersten Nyquist-Zone des ADCs nutzbare Bandbreite beträgt $f_{BW} = 90$ MHz, womit die Rauschleistungsdichte $\tilde{P}_{ADC,n} = P_{ADC,n}/f_{BW} \approx -139$ dBm/Hz beträgt. Das galaktische Rauschen dient auch als Kalibrierungsquelle. Die Verstärkung des Filterverstärkers sollte darum so eingestellt werden, dass es über das gesamte Frequenzspektrum hinweg mit ausreichend Abstand zum ADC-Rauschen erfasst wird.

Mit diesen Überlegungen und den an der BLS zuvor mit der LOPEs^{STAR}-Elektronik gemachten Erfahrungen, dass eine Verstärkung von insgesamt 56 dB etwas zu hoch war, wurde die Verstärkung der gesamten Signalkette auf etwa $G_{sys} = 50$ dB im HG-Kanal festgelegt. Damit liefert das galaktische Rauschen bei 80 MHz eine Rauschleistungsdichte von mindestens $\tilde{P}(f)_{gal} \cdot G_{sys} = -118$ dBm/Hz an den ADCs des HG-Kanals. Dies ist 21 dB höher als die Rauschleistungsdichte $\tilde{P}_{ADC,n}$ des ADC-Rauschens. Im LG-Kanal ist die Rauschleistungsdichte des galaktischen Rauschens dagegen um 20 dB geringer und hebt sich deshalb kaum vom Rauschen der ADCs ab. Mit dieser Festlegung wird sichergestellt, dass die Quantisierung und das thermische Rauschen der ADCs keinen nennenswerten Einfluss auf die Messung des galaktischen Rauschens haben. Eine höhere Verstärkung wäre dagegen nicht weiter von Nutzen und würde nur den zur Messung von Radioemissionen zur Verfügung stehenden Dynamikbereich einschränken. Mit den Verstärkungen der LNAs in AERA1 bzw. AERA2 von 18.5 dB [119] bzw. 30 dB müssen demnach rund 30 dB bzw. 20 dB zusätzlich durch die HG-Kanäle der Filterverstärker aufgebracht werden. Für die LG-Kanäle bedeutet das eine Verstärkung von 10 dB (AERA1) bzw. 0 dB (AERA2).

6.1.2. Frequenzgang

Insbesondere der Frequenzgang des Filterverstärkers muss hohen Ansprüchen genügen. Da der Filterverstärker auch als Anti-Aliasing-Filter dient, muss er zunächst gewährleisten, dass keine Signale mit Frequenzanteilen oberhalb der Nyquist-Frequenz $f_{Nyquist} = \frac{1}{2} \cdot f_{Abtast} = 90$ MHz zu den ADCs gelangen. Ein Signal von z.B. $f_1 = 100$ MHz würde ansonsten an $f_{Nyquist}$ gespiegelt und nach der Aufnahme durch die ADCs fälschlich als Signal mit $f_1^l = |f_1 - f_{Nyquist}| = 80$ MHz interpretiert werden.

Um die für einen Anti-Aliasing-Filter benötigte Sperrdämpfung abzuschätzen, betrachtet man den Dynamikbereich D_{ADC} der ADCs. Bei einer Auflösung von 12 Bit beträgt er nach Gl. 6.1 $D_{ADC} \approx 72$ dB. Oberhalb von $f_{Nyquist}$ muss die Sperrdämpfung demnach mindestens 72 dB betragen. Dadurch ist sichergestellt, dass Frequenzanteile eines breitbandigen, die ADCs voll aussteuernden Pulses, oberhalb von $f_{Nyquist}$ nicht mehr von den ADCs gemessen werden können.

Die Unterdrückung menschengemachter Rundfunkträger ist eine weitere Aufgabe, für die der Frequenzgang optimiert werden muss. Ein Teil dieser Störungen ließe sich prinzipiell durch nachträgliche digitale Filter aus dem Nutzsignal entfernen. Damit die LS-Elektronik auch im selbstgetriggerten Betrieb Schauerereignisse detektieren kann, sollte der Filter möglichst alle Signalanteile außerhalb der Nutzbandbreite unterdrücken.

Eine Abschätzung der nötigen Sperrdämpfung und der Sperrbereiche anhand von zuvor durch die AERA-Gruppe gemessenen Untergrunddaten wäre jedoch nur begrenzt aussagekräftig. Beispielfähig zeigt Abb. 6.3 Frequenzspektren, aufgenommen an verschiedenen Standorten im AERA-Feld (links) sowie an der BLS (rechts). Offensichtlich fluktuiert der Untergrund stark in Abhängigkeit vom Standort der Messung. Erfahrungsgemäß existiert auch eine starke zeitliche Variabilität, da z.B.

menschengemachte Radiostörer ein- bzw. abgeschaltet werden oder Radioträger durch die zeitveränderliche Reflexion an der Ionosphäre verschieden stark abgeschwächt werden. Zudem tauchten oftmals knapp unterhalb der unteren Bandgrenze bei ≈ 27 MHz starke Radioträger auf. Es wird daher ein Filter benötigt, welches auch unterhalb von 30 MHz steil abfällt.

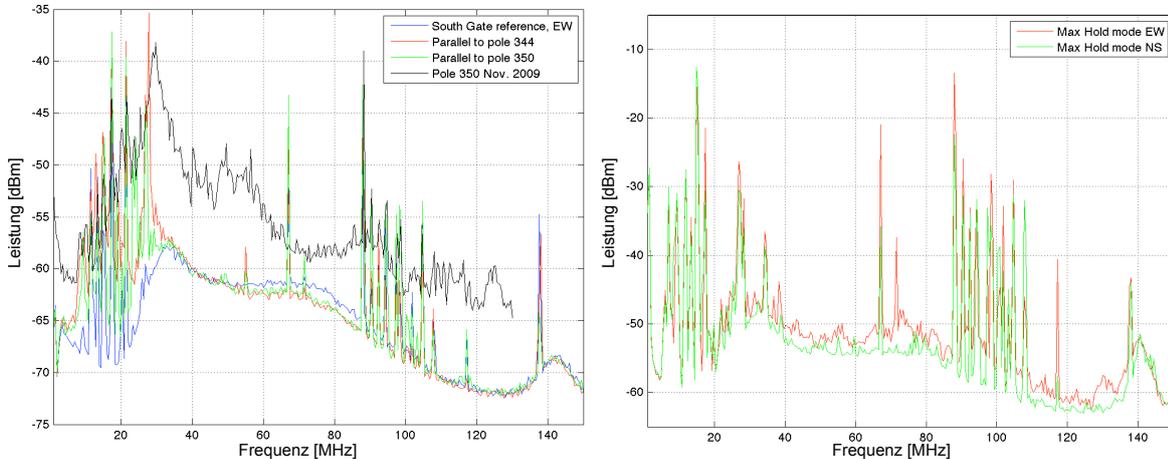


Abbildung 6.3: An verschiedenen Positionen auf dem AERA-Gelände mit einem Spektrumanalysator aufgenommene Untergrundspektren [72] (links). Untergrundspektren an der BLS, mit einem Spektrumanalysator über einige Stunden im Max-Hold Modus gemessen [72] (rechts). In diesem Modus speichert der Spektrumanalysator die maximale Signalleistung, die bei einer bestimmten Frequenz seit Beginn der Messzeit aufgenommen wurde.

Wegen der großen Fluktuationen und weil Unsicherheiten bezüglich des menschengemachten Untergrunds bestehen, sollte der Filter für ein worst-case Szenario ausgelegt sein. Schließlich können die Filterverstärker, nachdem sie einmal in Argentinien in AERA-Stationen verbaut wurden, praktisch nicht mehr geändert werden.

Die höchsten Trägersignale, die bei Auger und am KIT Campus-Nord gemessen wurden, hatten Leistungen im Bereich -20 bis $P_{max} = -10$ dBm, vgl. Abb. 6.3 (rechts) sowie Abschnitt 6.5.3. Träger viel höherer Leistungen können durch die LNAs ohnehin nicht wiedergegeben werden, da sowohl die LNAs der Butterfly-Antenne als auch der SBS einen 1 dB-Kompressionspunkt P_{-1dB} (Erklärung s. Abschnitte 6.7.2 und 7.4.2) von $P_{-1dB} \approx 0$ dBm besitzen [120]. Das bedeutet, dass die LNAs bei dieser Leistung bereits stark nichtlineares Verhalten aufweisen. Eine Messung von Schauerereignissen wäre in diesem Fall nur mit erheblichen Signalverzerrungen möglich.

Ein Trägersignal mit einer Leistung von P_{max} kann dann als ausreichend abgeschwächt erachtet werden, wenn es die ADCs maximal um ein Least Significant Bit (LSB) aussteuert. Dies ist bei einer Spannung von 0.244 mV_{ss} entsprechend einer Leistung von -68 dBm am ADC-Eingang der Fall. Das bedeutet, dass die vollständige Unterdrückung der Träger eine Dämpfung des LNA-Signals von etwa $P_{max} + 68 \text{ dBm} = 58 \text{ dB}$ erfordert. Da der Filterverstärker gleichzeitig im Durchlassbereich des HG-Kanals eine Verstärkung von 30 dB (AERA1) bzw. 20 dB (AERA2) aufweisen soll, muss die Sperrdämpfung insgesamt 88 dB bzw. 78 dB betragen. Diese Sperrdämpfung muss spätestens bei der Nyquist-Frequenz von 90 MHz erreicht werden, besser schon bei 87.3 MHz, wo das VHF-Band II beginnt. Da der Durchlassbereich bis 80 MHz reicht, wird ein Frequenzgang mit einer Flankensteilheit von etwa 10 dB pro MHz benötigt. Diese Steilheit hat sich bereits beim Einsatz der Filterverstärker von LOPEs^{STAR} als ausreichend erwiesen. An der unteren Grenze des Durchlassbereichs bei 30 MHz reicht diese Steilheit nicht vollständig aus, Störungen von Trägern bei ≈ 27 MHz werden zumindest teilweise sichtbar sein. Filter mit sehr viel höherer Steilheit sind jedoch in der

Praxis kaum realisierbar. Da diese Frequenzen jedoch nicht nahe der Nyquist-Frequenz liegen, ist dieser Umstand nicht ganz so kritisch.

6.1.3. Welligkeit, Fertigungstoleranzen

Die Welligkeit des Frequenzgangs sollte kleiner ± 1 dB sein, so dass Radiopulse nicht zu stark in der Pulsform deformiert werden. Bei der Entwicklung ist auf geringe Fertigungstoleranzen zwischen den Filterverstärkern zu achten. Dies kann durch Wahl von elektronischen Bauteilen mit niedrigen Toleranzen und auch durch geeignete Abstimmung der Filter erreicht werden. Wie in Abschnitt 6.5.2 gezeigt, geht eine niedrige Welligkeit gleichzeitig mit geringen Fertigungstoleranzen einher.

6.1.4. Rauschen

Die vom Filterverstärker erzeugte Rauschleistung muss ausreichend niedrig sein, um das vom LNA kommende Signal nicht zusätzlich zu verfälschen. Da das Antennensignal bereits durch die LNAs vorverstärkt wurde, gelten bei dem Filterverstärker im Vergleich zu den LNAs nicht so hohe Ansprüche an sein Eigenrauschen. Dennoch müssen zunächst Spezifikationen für das Rauschen des Filterverstärkers zahlenmäßig abgeschätzt werden, um die Auswahl möglicher Bauelemente für die Realisierung des Filterverstärkers einzugrenzen. Das Rauschen von Zweitoren, also z.B. eines Verstärkers, kann mittels der „effektiven Rauschtemperatur“ T_{eff} beschrieben werden. Die Beschreibung mittels Rauschtemperaturen ist besonders dann von Vorteil, wenn das Eigenrauschen des Empfangssystems mit dem galaktischen Rauschen verglichen werden soll. Dabei entspricht T_{eff} einer zusätzlichen Rauschleistungsdichte $\dot{P}_{eff} = k_b \cdot T_{eff}$ (vgl. Abschnitt 4.2), welche ein Zweitor einem Eingangssignal hinzufügt. Für die Rauschtemperatur T_{aus} am Ausgang des Zweitors mit der Leistungsverstärkung G erhält man dann:

$$T_{aus} = G(T_{ein} + T_{eff}) \quad , \quad (6.2)$$

Dabei steht T_{ein} für die Rauschtemperatur einer Quelle am Eingang des Zweitors.

Insbesondere in Datenblättern für Verstärker und Mischer wird anstatt der effektiven Rauschtemperatur oft die dimensionslose Rauschzahl F nach der Definition von Frijs [121] verwendet. Sie gibt an, wie stark sich das leistungsbezogene SNR eines durch das rauschende Zweitor geleiteten Signals verringert. Der Zusammenhang mit der effektiven Rauschtemperatur lautet

$$F = \frac{SNR_{ein}}{SNR_{aus}} = 1 + \frac{T_{eff}}{T_0} \quad . \quad (6.3)$$

Darin sind SNR_{ein} und SNR_{aus} die SNRs am Ein- und Ausgang des Zweitors, als Bezugstemperatur T_0 werden üblicherweise 290 K verwendet.

Für Abschätzungen über das zulässige Eigenrauschen, muss zunächst die Rauschzahl F_{Kette} bzw. effektive Rauschtemperatur T_{Kette} einer Signalkette aus n Zweitoren betrachtet werden. Dazu verwendet man die Frijs'sche Formel:

$$F_{Kette} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 \cdot G_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 \cdot G_2 \cdot \dots \cdot G_{n-1}} \quad . \quad (6.4)$$

Darin sind die G_n die Leistungsgewinne der Zweitore mit den Rauschzahlen F_n . Analog erhält man mit den effektiven Rauschtemperaturen T_n verketteter Zweitore die effektive Rauschtemperatur T_{Kette} :

$$T_{Kette} = T_1 + \frac{T_2}{G_1} + \frac{T_3}{G_1 \cdot G_2} + \dots + \frac{T_n}{G_1 \cdot G_2 \cdot \dots \cdot G_{n-1}} \quad . \quad (6.5)$$

Für hohe Leistungsgewinne $G_n \gg F_{n+1}$ hängt F_{Kette} näherungsweise nur von der Rauschzahl F_1 des ersten Elements der Kette, in diesem Fall dem LNA ab.

Als Ziel für die weitere Entwicklung gilt daher, dass die Rauschzahl des Filterverstärkers mindestens 10 dB kleiner sein soll, als der Leistungsgewinn des LNAs. Für die Leistungsgewinne der LNAs von AERA1 von 18.5 dB [119] bzw. AERA2 von 30 dB erhält man demnach maximal zulässige Rauschzahlen von 8.5 dB bzw. 20 dB.

6.1.5. Allgemeine Anforderungen

Neben den genannten Spezifikationen für Welligkeit, Rauschen und die Verstärkung, müssen die Filterverstärker auch folgenden Anforderungen erfüllen:

- Das von der AERA-Gruppe festgelegte Budget für die Leistungsaufnahme der Komponenten innerhalb einer AERA1 Antennenstation sieht für den Filterverstärker maximal 250 mW vor. Für eine Verstärkerschaltung mit 4 Ausgangskanälen und hohen Anforderungen an den Dynamikbereich ist dies bereits ein niedriger Wert. Daher wird dieses Ziel für AERA2 nicht weiter verändert.
- Die Spannungsversorgung des LNAs soll über ein an den Eingängen des Filterverstärkers integriertes Bias-T erfolgen. Eine separate Spannungsversorgungsleitung für den LNA wird damit eingespart.
- Um die Unsicherheit der Kalibrierung gering zu halten, darf sich der Frequenzgang des Filterverstärkers sich nur wenig unter Temperatureinflüssen ändern.

Parameter	Wert
Nutzbandbreite (−3 dB)	30 – 80 MHz
min. Sperrdämpfung	AERA1: 98 dB, AERA2: 88 dB
min. Flankensteilheit	10 dB/MHz
max. Welligkeit	±1 dB
max. Leistungsaufnahme	250 mW
Verstärkung, HG-Kanal	AERA1: 30 dB, AERA2: 20 dB
Verstärkung, LG-Kanal	AERA1: 10 dB, AERA2: 0 dB
max. Rauschzahl	AERA1: 8 dB, AERA2: 20 dB

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Spezifikationen für den Filterverstärker.

6.2. Implementierung des Filters

Zur Implementierung analoger Filter stehen verschiedene Technologien gänzlich verschiedener Funktionsweisen zur Verfügung:

SAW-Filter

Wie Abb. 6.4 (links) zeigt, bestehen Surface-Acoustic-Wave (SAW)-Filter aus piezoelektrischen Kristallen, auf denen sogenannte Interdigitalwandler aufgebracht sind. Diese bestehen aus jeweils zwei Paaren kammartiger, ineinandergreifender Elektroden. Einer der Interdigitalwandler wandelt

das Eingangssignal zunächst in eine Oberflächenwelle um. Diese trifft nach einer kurzen Strecke auf einen zweiten Interdigitalwandler, der die Oberflächenwelle wieder in ein elektrisches Signal zurück wandelt. Der Abstand zwischen den Zähnen eines Interdigitalwandlers beträgt etwa die Hälfte der Wellenlänge der Oberflächenwelle. Durch geeignete Strukturierung der Interdigitalwandler lassen sich nach diesem Prinzip schmalbandige und kompakte Bandpass-Filter mit sehr hoher Flankenteilheit herstellen. SAW-Filter werden jedoch üblicherweise nur für Frequenzbereiche gefertigt, für die ein Bedarf an hohen Stückzahlen besteht. Von Firmen wie z.B. TriQuintTM sind daher nur SAW-Filter für Frequenzbereiche wie dem 915 MHz ISM- oder dem 1.575 GHz GPS L1-Band erhältlich, s. [122, 123].

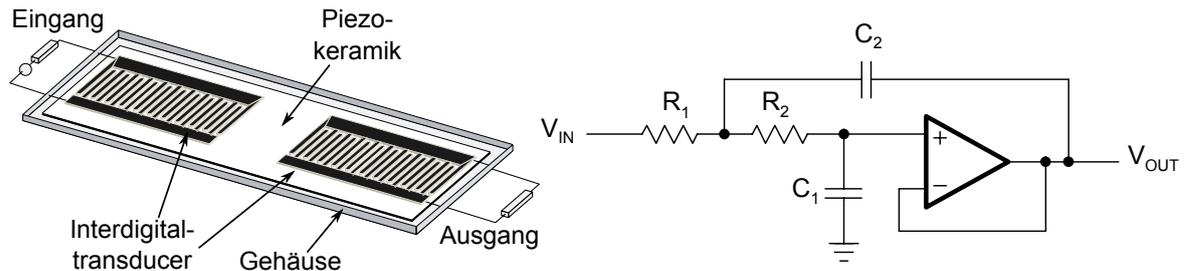


Abbildung 6.4: Aufbau eines SAW-Filters [124] (links). Sallen-Key Schaltung mit Einsverstärkung [125] (rechts).

Aktive Filter

Eine andere Möglichkeit zur Realisierung bieten aktive Filter. Die Bezeichnung „aktiv“ leitet sich ab von den aktiven, verstärkenden Bauelementen, welche im Gegensatz zu passiven Filtern zusätzliche Signalleistung erzeugen können. Ein solcher Filter kann mittels eines Operationsverstärkers (OPVs) in Form einer Sallen-Key Schaltung (Abb. 6.4, rechts) [126] als Filter zweiter Ordnung realisiert werden. Filter höherer Ordnung werden durch Verkettung mehrerer Sallen-Key Schaltungen gebildet.

Ein Vorteil dieser Schaltung ist, dass sie ohne die in LC-Filtern notwendigen Induktivitäten auskommt. Diese sind aufgrund ihrer parasitären Beläge in der Praxis schwierig zu handhaben. Nachteilig ist allerdings die für hohe Flankenteilheiten und damit Filterordnungen hohe notwendige Anzahl von OPVs. Diese benötigen bei der Grenzfrequenz des Filters außerdem noch eine hohe Slew-Rate und Geradeausverstärkung¹, damit der OPV als ideal angesehen werden kann. Damit einher geht eine hohe Leistungsaufnahme, welche die gegebenen Spezifikationen weit überschreiten würde. Die Verkettung vieler OPVs niedriger Verstärkung würde zudem eine hohe Rauschzahl ergeben.

LC-Filter

Als LC-Filter werden Filter bezeichnet, die aus einer Verkettung von Induktivitäten (L), Kapazitäten (C) aber auch Widerständen aufgebaut sind. Nachteilig ist hier, dass Induktivitäten verwendet werden müssen. Diese sind nur in Werten der E24-Reihe erhältlich, also nur in gröberer Abstufung als die in E96-Reihe abgestuften Widerstände. Außerdem zeigen sie parasitäre Kapazitäten, hervorgerufen u.a. durch die kapazitive Kopplung zwischen verschiedenen Spulenlagen. Von großem Vorteil ist allerdings die Möglichkeit zur Filterung eines Signals ohne jegliche Leistungsaufnahme. Zudem verfügen LC-Filter im hier interessanten Frequenzbereich über einen hohen Dynamikbereich. Für AERA sind nur Induktivitätswerte kleiner $1 \mu\text{H}$ zur Implementierung nötig, so dass einfache Luftspulen verwendet werden können. Ein bei größeren Induktivitätswerten nötiger Ferritkern, der bei leistungsstarken Signalen aufgrund der ferromagnetischen Hysterese Nichtlinearitäten erzeugt, entfällt daher.

¹Die Geradeausverstärkung (engl. „open-loop gain“) gibt an, um welchen Faktor eine Spannungsdifferenz an den Eingängen eines nicht gegengekoppelten OPVs verstärkt wird.

Aus diesen Gründen wurden die Filterverstärker für AERA entsprechend dem Konzept der Filterverstärker von LOPES^{STAR} mittels LC-Filterschaltungen implementiert.

6.3. Filterentwurf

Die folgende Diskussion bezieht sich der Übersichtlichkeit halber zunächst nur auf den Entwurf eines Tiefpassfilters. Genauso können die gemachten Überlegungen aber auch auf Hochpassfilter übertragen werden. Die Übertragungsfunktion $H(s)$ einer mit LC-Elementen realisierbaren Filterschaltung lässt sich in Form einer gebrochen rationalen Funktion der komplexen Frequenz s beschreiben:

$$H(s) = G \frac{(s - s_{n1})(s - s_{n2})(s - s_{n3}) \cdots (s - s_{nZ})}{(s - s_{p1})(s - s_{p2})(s - s_{p3}) \cdots (s - s_{pN})}, \quad Z \leq N. \quad (6.6)$$

Setzt man $s = j2\pi f$, so gibt $H(j2\pi f) = u_{aus}(f)/u_{ein}(f)$ das Verhältnis der komplexen Ausgangs- $u_{aus}(f)$ und Eingangsspannungen $u_{ein}(f)$ der Schaltung bei der Frequenz f an. Darin ist $j = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit. Die Koeffizienten s_n bzw. s_p entsprechen charakteristischen Null- bzw. Polstellen in der komplexen s -Ebene. Bei G handelt es sich um eine Normierungskonstante, die so gewählt wird, dass das Maximum des Amplitudengangs gerade 1 entspricht, z.B. für einen Tiefpassfilter $|H(0)| = 1$. Die Anzahl der Polstellen, d.h. die Filterordnung, ist von besonderem Interesse, da sie Auskunft über den schaltungstechnischen Implementierungsaufwand eines Filters gibt.

Bei einem idealen Tiefpassfilter wäre der Amplitudengang $|H(j2\pi f)|$ Eins im Durchlassbereich und Null im Sperrbereich. Diese Stufenfunktion kann durch eine gebrochen rationale Funktion jedoch nur näherungsweise wiedergegeben werden. Es wird also eine praktisch anwendbare Spezifikation benötigt, welche Toleranzen für den Verlauf von $|H(j2\pi f)|$ zulässt. Eine solche Spezifikation für ein Tiefpassfilter zeigt Abb. 6.5. Sie erlaubt dem Amplitudengang innerhalb gewisser Toleranzen zu verlaufen, also innerhalb einer Welligkeit A_{max} im Durchlassbereich ($f < f_D$) bzw. unterhalb der Sperrdämpfung A_{min} im Sperrbereich ($f > f_S$).

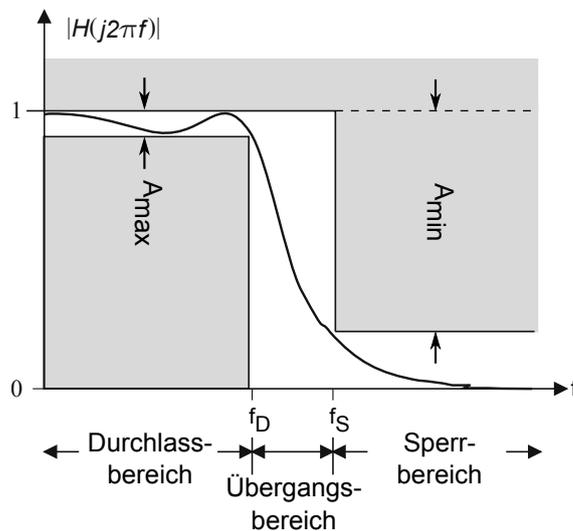


Abbildung 6.5: Spezifikation für ein Tiefpassfilter. Die Ausschlussbereiche sind grau markiert. Die schwarze Kurve zeigt beispielhaft eine Übertragungsfunktion, die die Spezifikation erfüllt.

Es gibt verschiedene Näherungsansätze zur Wahl der Null- bzw. Polstellen von $H(s)$, damit $|H(j2\pi f)|$ die gezeigte Spezifikation erfüllt. Obwohl diese Näherungsansätze innerhalb der Spe-

zifikation einen ähnlichen Amplitudengang haben, weisen sie gänzlich verschiedene Eigenschaften auf:

Butterworth-Filter

Der Butterworth-Filter hat einen optimal flachen Verlauf des Amplitudengangs im Durchlassbereich, sowie einen monoton fallenden Verlauf oberhalb von f_D . Die Flankensteilheit ist im Übergangsbereich bei gegebener Filterordnung jedoch gering.

Tschebyscheff 1-Filter

Der Tschebyscheff 1-Filter hat eine konstante Welligkeit innerhalb des Durchlassbereichs, die in einem Fenster mit der Breite A_{max} verläuft. Damit kann der Amplitudengang bei gleicher Filterordnung im Übergangsbereich schneller abfallen als bei einem Butterworth-Filter.

Tschebyscheff 2-Filter

Im Gegensatz zum Tschebyscheff 1-Filter besitzt dieser Filter einen monoton fallenden Verlauf im Durchlassbereich - die Welligkeit wurde auf den Sperrbereich verlagert. Hier befinden sich reelle Nullstellen, so dass der Amplitudengang sich mit konstanter Welligkeit zwischen Null und A_{min} bewegt.

Cauer-Filter

Dieser Filter nutzt die in der Spezifikation zugelassenen Toleranzen am effizientesten aus. Er lässt sowohl im Durchlassbereich als auch im Sperrbereich eine Welligkeit zu. Bei gegebener Filterordnung und einer tolerierbaren Welligkeit lässt sich mit dem Cauer-Filter der steilste Übergang zwischen Sperr- und Nutzband erreichen.

Mittels der genannten Näherungen können nun Übertragungsfunktionen innerhalb der Spezifikationen von AERA berechnet werden. Abbildung 6.6 zeigt beispielhaft die Amplitudengänge der besprochenen Näherungen, dimensioniert für einen Tiefpass der die Spezifikationen für AERA1 erfüllt. Die Randbedingungen waren dabei: Ein Durchlassbereich der bei $f_D = 80$ MHz endet und ein Sperrbereich der bei $f_S = 90$ MHz beginnt. Die Welligkeit im Durchlassbereich darf maximal $A_{max} = \pm 1$ dB betragen, im Sperrbereich muss die Sperrdämpfung mindestens $A_{min} = 80$ dB groß sein. Die verschiedenen Übertragungsfunktionen können durch LC-Netzwerke mit geeigneten Bauteilwerten implementiert werden. Für die gezeigten Näherungsmethoden existieren einfache Algorithmen, um diese Werte zu berechnen, s. [127]. Eine allgemeine, iterative Methode zur Berechnung von Bauteilwerten aus beliebigen, realisierbaren Übertragungsfunktionen zeigt [128].

Die schaltungstechnische Realisierung des Butterworth- und des Tschebyscheff 1-Filters kann mittels der in Abb. 6.7 (oben) gezeigten LC-Abzweigschaltung erfolgen. Der Bauteileaufwand, also die Anzahl der benötigten Induktivitäten und Kapazitäten, entspricht hier der Filterordnung. Jedoch lassen sich so nur Übertragungsfunktionen mit Nullstellen im Unendlichen erzeugen. Die Tschebyscheff 2 und Cauer-Filter weisen dagegen reelle, endliche Nullstellen in der Übertragungsfunktion auf. Um sie zu implementieren, müssen in der Abzweigschaltung zusätzliche, serielle LC-Sperrkreise² eingesetzt werden, s. Abb. 6.7 (unten). Alternativ dazu können die Nullstellen auch mittels parallel geschalteter LC-Saugkreise³ realisiert werden. Dies zeigt auch einen Nachteil der Filter mit endlichen Nullstellen auf: der Bauteileaufwand steigt mit der Filterordnung und zusätzlich mit der Anzahl der Nullstellen.

²Ein Sperrkreis ist eine Parallelschaltung aus einer Kapazität und einer Induktivität, die bei ihrer Resonanzfrequenz sperrt, also hochohmig wird.

³Ein Saugkreis ist eine Serienschaltung aus einer Kapazität und einer Induktivität, die bei ihrer Resonanzfrequenz als Kurzschluss wirkt.

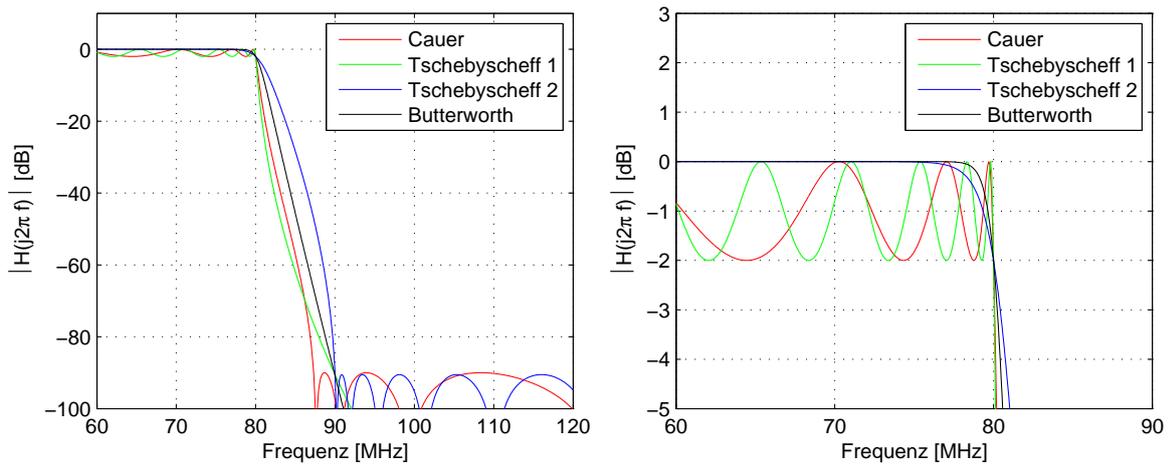


Abbildung 6.6: Übertragungsfunktionen verschiedener Tiefpass-Näherungen, die eine Spezifikation mit $f_D = 80$ MHz, $f_S = 90$ MHz, $A_{min} = 80$ dB und $A_{max} = \pm 1$ dB erfüllen (links). Detailansicht der Bandgrenze (rechts). Berechnet mit den MATLAB-Funktionen aus [129].

Tabelle 6.2 führt die Anzahl der benötigten Bauteile für die verschiedenen Filtertypen auf, die den Spezifikationen von AERA entsprechen. Daran lässt sich erkennen, dass Butterworth-Filter aufgrund der hohen Ordnung für einen Filterverstärker für AERA nicht in Frage kommen. Der Tschebyscheff 2-Filter ist aufgrund seiner im Übergangsbereich langsam abfallenden (vgl. Abb. 6.6) Übertragungsfunktion weniger als die übrigen Filter geeignet, Radioträger im VHF-Band II (87.5 – 108.0 MHz) zu unterdrücken. Er ist zudem mit dem zweithöchsten Aufwand zu implementieren und wird daher auch nicht weiter betrachtet.

Übrig bleiben der Tschebyscheff 1- und der Cauer-Filter. Diese Typen wurden bereits, mit der entsprechenden Schaltungstopologie im Filterverstärker von LOPES^{STAR} eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher beschlossen, die Schaltung des LOPES^{STAR} Filterverstärkers zu übernehmen und für AERA anzupassen und zu verbessern.

Näherung	Hochpass			Tiefpass		
	Ordnung	Indukt.	Kap.	Ordnung	Indukt.	Kap.
Cauer	8	3	7	11	5	11
Tschebyscheff 1	12	6	6	23	11	12
Tschebyscheff 2	12	10	12	23	11	20
Butterworth	27	13	14	91	46	45

Tabelle 6.2: Bauteile-Budget für eine Realisierung eines Hoch- und eines Tiefpasses mittels verschiedener Filtertypen. Die angenommen Filter sind so gewählt, dass sie die AERA-Spezifikationen erfüllen.

6.4. Entwicklung des Filterverstärkers für AERA1

Abbildung 6.8 zeigt das Blockschaltbild eines Kanals des Filterverstärkers von LOPES^{STAR} zusammen mit den Erweiterungen bzw. Modifikationen für AERA. Am Signaleingang des Filterverstärkers

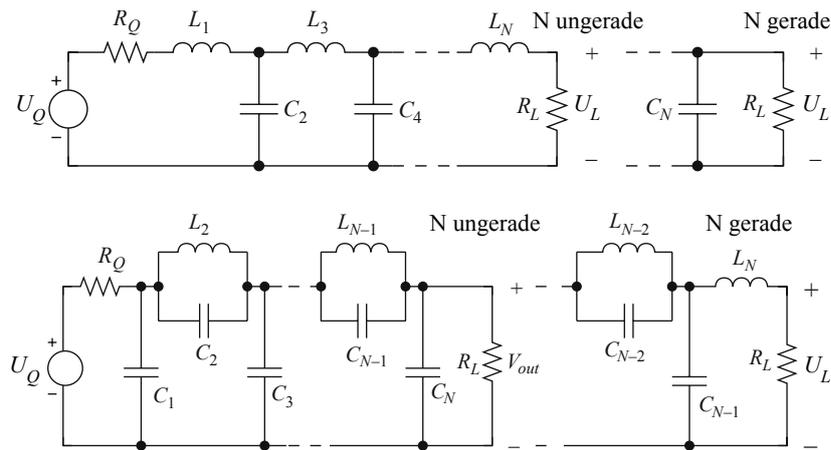


Abbildung 6.7: LC-Abzweigschaltungen der Ordnung N , welche nach Tiefpassfilterung der Eingangsspannungen U_Q die Ausgangsspannungen U_L erzeugen, nach [129]. R_Q bzw. R_L stehen für die Innenwiderstände der Spannungsquelle bzw. die Last. Oben ohne bzw. unten mit Sperrkreisen zur Erzeugung reeller Nullstellen.

befindet sich zunächst ein Bias-T, über das eine Gleichspannung von 6 V in das Koaxialkabel zum LNA eingekoppelt wird. Zusätzlich wurde die Möglichkeit hinzugefügt, über den hochohmigen Widerstand R_{TP} Signale von einem Testpulsgenerator der LS-Elektronik in den Filterverstärker einzuspeisen.

Der Filterverstärker von LOPES^{STAR} wurde als zweistufiger Filter entwickelt. Beide Stufen bestehen aus einer LC-Abzweigschaltung, die einen Hochpassfilter sowie einen Tiefpassfilter implementiert, gefolgt von einem Verstärker. Durch den zweiteiligen Aufbau ist es möglich, anstatt eines Filters mit sehr hoher Ordnung zwei aufeinander folgende Filter niedrigerer Ordnung zu verwenden. Dies erleichtert auch die später erforderliche Abstimmung von Hand.

Der LOPES^{STAR} Filterverstärker verwendete ein Monolithic Microwave Integrated Circuit (MMIC) vom Typ BGA420 [130] das zunächst auch im hier gezeigten Filterverstärker für AERA übernommen wurde. Um die Linearität des AERA-Filterverstärkers zu verbessern, wurde der BGA420 jedoch nachträglich, nach der Produktion der Filterverstärker gegen ein MMIC vom Typ BGA616 [131] ausgewechselt.

An den Ausgängen des Filterverstärkers von LOPES^{STAR} befand sich ursprünglich ein weiteres MMIC vom Typ BGA420. Dies wurde ersetzt durch zwei Current-Feedback OPVs vom Typ OPA691 von Texas InstrumentsTM, die den HG- bzw. LG-Kanal treiben. Ihre Eingänge und Ausgänge werden durch die Widerstände R_T an die Systemimpedanz von 50Ω angepasst.

6.4.1. Zwischenverstärker

Für AERA1 wurde entschieden, weiterhin ein MMIC zwischen den Abzweigschaltungen zu verwenden. Ein OPV wäre prinzipiell besser geeignet was die höhere Linearität, sowie die einfache Anpassbarkeit an die 50Ω Systemimpedanz anbelangt. Jedoch waren zum Zeitpunkt der Entwicklung im Jahr 2009 keine Bauelemente verfügbar, die gleichzeitig einen niedrigen Stromverbrauch, ein ausreichend hohes Verstärkungs-Bandbreite-Produkt und ein niedriges Eigenrauschen boten. Das Verstärkungs-Bandbreite-Produkt beschreibt dabei die Frequenzabhängigkeit der Geradeausverstärkung G_{GA} eines OPVs mittels $VBP = G_{GA} \cdot f$. Ein für den Einsatz als Zwischenverstärker geeigneter OPV sollte ein VBP im Bereich mehrerer GHz aufweisen.

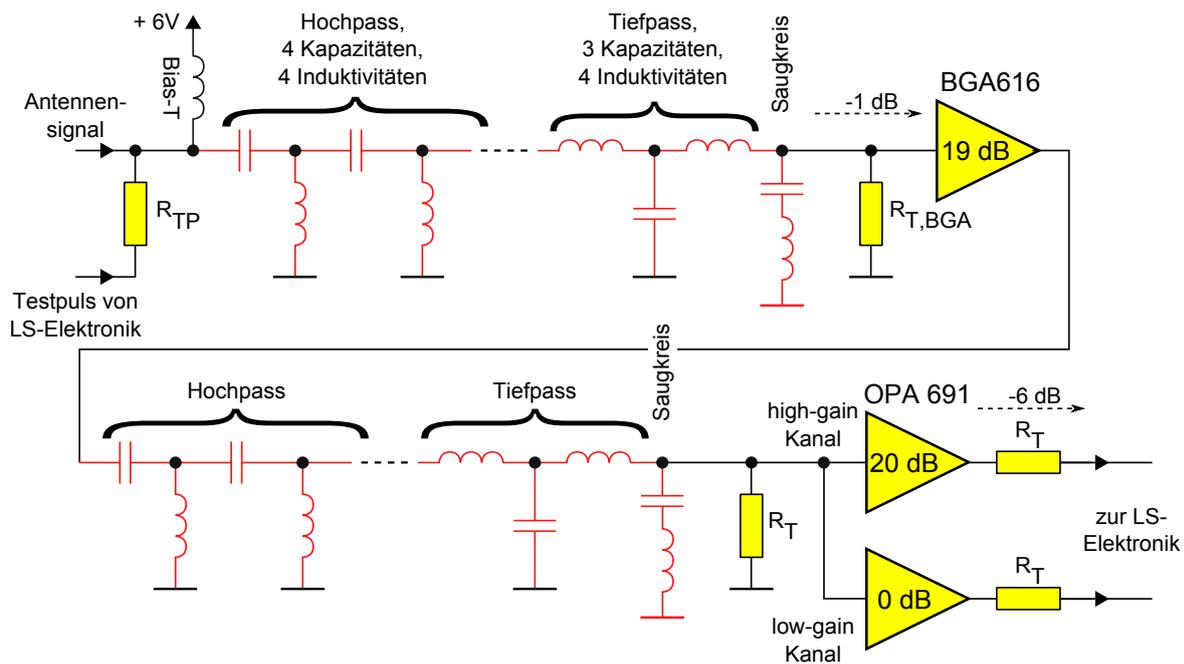


Abbildung 6.8: Blockschaltbild eines der beiden Kanäle des Filterverstärkers für AERA1. In Rot die Schaltungsteile, welche vom Filterverstärker von LOPES^{STAR} übernommen und zum Teil modifiziert wurden, in Gelb die Schaltungsteile, die neu eingefügt wurden. Die Anzahl der Induktivitäten und Kapazitäten der ersten und zweiten Stufe ist gleich. Die Gegenkopplungsschaltungen der OPVs sind der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnet. Die Beschriftungen geben die eingestellte Vorwärtsverstärkung an.

Der verbaute BGA616 beinhaltet einen Bipolartransistor in Emitterschaltung mit Spannungsgegenkopplung. Seine Eigenschaften als 2-Tor werden im Datenblatt [131] durch S-Parameter beschrieben, die im interessierenden Frequenzbereich folgende Eigenschaften haben: abhängig vom gewählten Arbeitspunkt, hier bei 30 mA Stromaufnahme und bei 5.0 V Spannungsversorgung, wird eine Vorwärtsverstärkung von $|S_{21,BGA}| \approx 19$ dB erreicht. Seine Rauschzahl ist mit $F_{BGA} = 2.6$ dB vernachlässigbar gering. Wichtig für einen Betrieb als Pufferverstärker ist auch eine möglichst geringe Rückwirkung. Die Rückwärtstransmission ist beim BGA616 mit einem Wert von $|S_{12,BGA}| \approx -22$ dB sehr niedrig. Eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Filterstufen über das MMIC hinweg kann damit vernachlässigt werden.

Ein zusätzlicher Parallelwiderstand, $R_{T,BGA}$ (vgl. Abb. 6.8), verbessert die Impedanzanpassung zwischen erster Filterstufe und dem Eingang des BGA616 und verringert dadurch die Frequenzgangwelligkeit. Laut Simulation entstehen dabei geringe Anpassungsverluste von $D_{R_T} = 1.0$ dB.

6.4.2. Endverstärker

Bei der Suche nach einem geeigneten Bauteil für die zweite Verstärkerstufe haben sich OPVs in Current Feedback Amplifier (CFA)-Technik [132] als interessant herausgestellt. Im Gegensatz zu den OPVs in Voltage Feedback Amplifier (VFA)-Technik ist der invertierende Eingang hier niederohmig, d.h. stromsensitiv ausgeführt. Ein Vorteil des Verstärkertyps ist, dass sich hiermit besonders breitbandige Verstärker mit kurzen Anstiegszeiten realisieren lassen. Es existiert keine proportionale Frequenzabhängigkeit der Geradeausverstärkung wie sie bei OPVs in VFA-Technik durch das Verstärkungs-Bandbreite-Produkt beschrieben werden. Aufgrund der in allen OPVs verwendeten

Gegentaktendstufe ist der Wirkungsgrad und damit die Leistungsaufnahme bei ihnen viel niedriger, als der von Ein-Transistor-Verstärkern wie dem BGA616. Gleichzeitig verbessert sich dadurch auch die Linearität. Allgemein von Vorteil ist zudem, dass die Verstärkungen von OPVs sich durch die äußere Beschaltung einstellen lässt. Dies ist insbesondere für Realisierung der HG- bzw. LG-Kanäle nützlich, die beide das selbe Signal, jedoch mit verschiedenen Verstärkungen ausgeben sollen.

Aus der Gruppe der OPVs in CFA-Technik wurde der OPA691 von Texas InstrumentsTM[133] ausgewählt, da er die genannten, typischen Eigenschaften besitzt, und zudem eine sehr geringe Leistungsaufnahme aufweist. Das Spannungsrauschen des OPA691 ist in der benötigten Beschaltung jedoch recht hoch. Aus den Angaben des Datenblatts kann eine Rauschzahl von maximal $F_{OP} = 17$ dB geschätzt werden⁴. Da das Antennensignal bereits durch den Zwischenverstärker mit einer Rauschzahl von $F_{ZW} = F_{BGA} + D_{RT} = 3.6$ dB verstärkt wurde, bewirkt das Rauschen des OPVs nur eine geringe Erhöhung der Rauschzahl des Filterverstärkers F_{sys} :

$$F_{sys} = F_{ZW} + \frac{F_{OP} - 1}{|S_{21,BGA}|} \approx 4.6 \text{ dB} . \quad (6.7)$$

6.4.3. Filterabstimmung

Durch die Wahl der Schaltung von LOPES^{STAR} war auch die Ordnung und Schaltungstopologie des Filters bereits vorgegeben. Beide Stufen verwenden durch LC-Abzweigschaltungen realisierte Hoch- und Tiefpässe achter Ordnung. Wie in Tab. 6.2 abgeschätzt wurde, reicht die addierte Ordnung beider Stufen zur Realisierung eines Tschebyscheff-1 Hochpasses gemäß der Spezifikationen für AERA. Die Tiefpässe beider Stufen bilden zusammen jedoch nur ein Filter sechzehnter Ordnung. Diese Ordnung reicht nicht aus, um die gegebenen Filterspezifikationen alleine durch eine Tschebyscheff-1 Abstimmung zu erreichen. An der letzten Abzweigung der Tiefpassektion wurde daher in beiden Filterstufen ein Saugkreis eingefügt, der eine reelle Nullstelle erzeugt. Die Bauteilwerte der Tiefpassektion wurden dann zunächst so gewählt, dass ein Tschebyscheff-1 Filter achter Ordnung vorliegt. Die letzte Kapazität der Kette wurde dann durch einen LC-Saugkreis ersetzt. Damit werden in den beiden Tiefpassektionen bei Frequenzen um 90 MHz zusätzliche Nullstellen in die Übertragungsfunktion eingefügt. Mit diesen Nullstellen kann die Übertragungsfunktion des Filters so angepasst werden, dass die Flankensteilheit der Tiefpassflanke viel größer wird, als dies alleine mit einem Tschebyscheff-1 Filter möglich wäre.

Die Bauteilwerte der LC-Abzweigschaltung wurden zunächst mit dem Simulationsprogramm "Quite universal circuit simulator" (Qucs) [134] und dessen integrierten Werkzeugen zum Filterentwurf bestimmt. Die bei einem theoretischen Entwurf erhaltenen exakten Bauteilwerte sind i. d. R. jedoch nicht von Bauteileherstellern erhältlich. Vielmehr sind im benötigten Wertebereich Kapazitäten nur in E24-Abstufung und Induktivitäten nur in E12-Abstufung erhältlich. Bei der Entwicklung des Filterverstärkers mussten daher die theoretisch gefundenen Werte mit von Herstellern verfügbaren Werten möglichst so ersetzt werden, dass sich keine ungewollten Auswirkungen auf den Frequenzgang ergeben. Während der Abstimmarbeiten an einer Prototypenschaltung zeigte es sich, dass eine vollständige Simulation der Filterschaltung nur begrenzt möglich ist. Die LC-Abzweigschaltung wurde daher, mit den errechneten Bauteilwerten als Ausgangspunkt, empirisch von Hand durch Ausprobieren verschiedener Bauteilwerte abgestimmt.

Abbildung 6.9 (links) zeigt den Vergleich zwischen den simulierten und der mit einem Vektor-Netzwerkanalysator⁵ gemessenen Frequenzgängen der HG- und LG-Kanäle für die gefundene Ab-

⁴Die genaue Berechnung der Rauschzahlen von beschalteten OPVs ist recht umfangreich, der Schätzwert reicht hier aber vollkommen aus.

⁵Ein Vektor-Netzwerkanalysator ist ein Gerät zur Messung von Betrag und Phase der S-Parameter eines elektrischen Ein- oder Zweitors, also z.B. eines Verstärkers.

stimmung. Die bei realen Bauelementen sowie beim Aufbau auf einer Leiterplatte vorhandenen parasitären Beläge konnten bei der Simulation nur teilweise berücksichtigt werden.

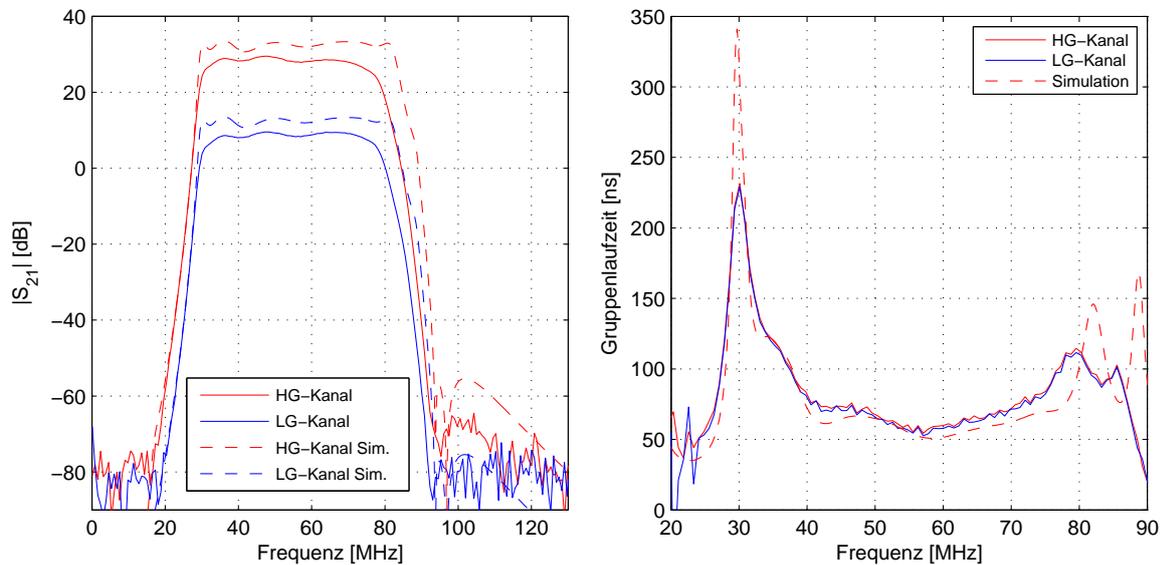


Abbildung 6.9: Frequenzgänge der HG- und LG-Kanäle eines AERA1-Filterverstärkers zusammen mit simulierten Frequenzgängen (links). Abhängigkeit der Gruppenlaufzeit von der Frequenz in den HG- und LG-Kanälen (rechts).

Auffallend ist zunächst eine um etwa 4 dB höhere Vorwärtsverstärkung $|S_{21}|$ der simulierten Frequenzgänge im Vergleich zu den gemessenen. Ursache dafür ist vermutlich eine Signaldämpfung in Folge ohmscher Verluste von jeweils 2 dB in jeder Filtersektion. Während sich die Filterflanke bei 30 MHz noch gut simulieren lässt, verliert die Simulation zu höheren Frequenzen hin deutlich an Aussagekraft aufgrund der genannten parasitären Effekte. Vor allem Induktivitäten können aufgrund ohmscher Verluste in ihren Spulenwicklungen und Streukapazitäten zwischen benachbarten Spulenwicklungen nur ungenau simuliert werden. Als weitere Fehlerquelle kommt hinzu, dass zur Simulation des BGA616 nur ein Modell bei einem anderem als dem verwendeten Arbeitspunkt vom Hersteller erhältlich war. Die sich mit dem Arbeitspunkt ändernden Ein- und Ausgangsreflektionsfaktoren erzeugen ebenfalls Abweichungen. All diese Effekte führen letztendlich dazu, dass der simulierte Frequenzgang im Vergleich zur Messung bei einer etwa 4 MHz höheren Frequenz abfällt.

Ähnliche Abweichungen sind auch bei der Gruppenlaufzeit $\tau(\omega)$ der HG- und LG-Kanäle in Abb. 6.9 (rechts) zu erkennen. Sie ist definiert als

$$\tau(\omega) = -\frac{d\phi(\omega)}{d\omega}, \quad (6.8)$$

wobei $\phi(\omega)$ die bei der Kreisfrequenz ω gemessene Phase von S_{21} ist. Die Gruppenlaufzeit gibt an, wie viel Zeit eine Wellengruppe mit der mittleren Kreisfrequenz ω benötigt, um den Filterverstärker zu durchqueren. Zunächst fallen die ungleich hohen Peaks bei 30 MHz und oberhalb von 80 MHz auf. Die Peaks an sich werden durch die in der s-Ebene der Übertragungsfunktion $H(s)$ nahe bei $s = j2\pi f$ liegenden Pole hervorgerufen (vgl. Abschnitt 6.3). Die Peaks sind beim realen Filterverstärker jedoch nicht ganz so stark ausgeprägt wie in der Simulation. Grund dafür sind vermutlich Dämpfungsverluste an den eingesetzten Bauteilen. Auch bei der Gruppenlaufzeit sind Abweichungen zwischen Simulation und Messung vor allem bei höheren Frequenzen zu sehen. Die Gründe

dafür sind vermutlich wieder verschiedene parasitären Effekte. Unterschiede zwischen den Laufzeiten der HG- und LG-Kanäle sind jedoch kaum auszumachen.

6.5. Änderung des Filterverstärkers für AERA2

Nach erfolgreichem Aufbau und Inbetriebnahme von AERA1 in den Jahren von 2010 bis 2012 wurde das AERA-Feld um 60 Antennenstationen, bestückt mit einer KIT/BUW LS-Elektronik, erweitert (vgl. Kapitel 5). Insgesamt wurden 80 Einheiten der LS-Elektronik gefertigt, so dass eine ausreichende Stückzahl als Reserve und zur Verwendung an anderen Experimenten zur Verfügung steht. Der Filterverstärker kommt genauso wie bei AERA1 wieder zum Einsatz. Aufgrund der höheren Stückzahl wurde er jedoch als Aufsteckmodul für die LS-Elektronik gefertigt. Die Anpassung des Filterverstärkers für AERA2 hatte folgende Ziele:

1. Verringerung der Vorwärtsverstärkung auf 20 dB im HG- und 0 dB im LG-Kanal, vgl. Abschnitt 6.1.1.
2. Verringerung der Welligkeit und der Serienabweichung des Frequenzgangs.
3. Verringerung von Variation der Gruppenlaufzeit zur Verbesserung der Impulswiedergabe.

Die Schaltung des AERA1-Filterverstärkers musste dazu an allen drei Hauptelementen, den LC-Abzweigschaltungen, dem Zwischenverstärker und dem Endverstärker abgeändert werden.

6.5.1. Änderungen an Zwischen- und Endverstärker

Als verbesserungswürdig hat sich unter Anderem die Linearität bzw. der Aussteuerungsbereich der verstärkenden Bauelementen des AERA1 Filterverstärkers herausgestellt. Im Low-Gain Kanal verringert vor allem der BGA616 die Linearität durch seinen geringen linearen Aussteuerungsbereich. Zudem war die Vorwärtsverstärkung des BGA616 mit etwa 20 dB zu hoch, da der HG- bzw. LG-Kanal des Filterverstärkers insgesamt nur eine Vorwärtsverstärkung von 20 dB bzw. 0 dB leisten muss. Es war daher nahe liegend, für dieses Bauelement Ersatz zu finden.

Seit der Fertigstellung der Filterverstärker für AERA1 im Jahr 2009 haben Halbleiter-Hersteller neue Bauelemente mit verbesserten Eigenschaften entwickelt. Bei einer Recherche stellte sich der OPV in VFA-Technik vom Typ LMH6629 [135], seit 2012 von Texas InstrumentsTM erhältlich, als besonders geeignet heraus. Er besitzt ein Verstärkungs-Bandbreite-Produkt von 9 GHz, das viel Spielraum zur Einstellung der benötigten Verstärkung bietet. Der Aussteuerungsbereich reicht bis etwa $3.4 V_{SS}$. Im Gegensatz zu mit Transistoren im Eintaktbetrieb aufgebauten MMICs, zeigt der LMH6629 über den vollen Bereich eine hohe Linearität. Wie Abb. 6.10 zeigt, haben laut Datenblatt die Intermodulationsprodukte dritter Ordnung bei diesem OPV selbst bei einem Ausgangssignal von $3.0 V_{SS}$ mit einer Frequenz von 75 MHz noch einen Intermodulationsabstand von etwa -45 dBc. Ein so großer Intermodulationsabstand ist mit MMICs bei noch tragbarem Stromverbrauch nicht realisierbar.

6.5.2. Filterschaltung

Der LMH6629 besitzt mit einem eingangsseitigen Spannungsrauschen von 0.69 nV/Hz und einem Stromrauschen von 2.6 pA/Hz für einen OPV hervorragende Rauscheigenschaften. Beschaltet als

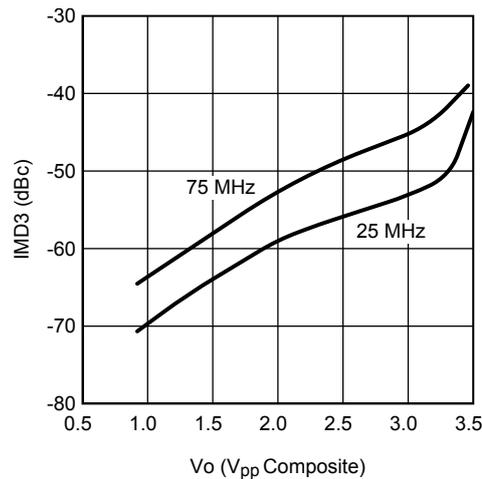


Abbildung 6.10: Intermodulationsprodukte dritter Ordnung (IMD3) des OPV LMH6629 bei verschiedenen großen Aussteuerungen V_o [135], bezogen auf das austuernde Signal.

Verstärker mit 50Ω Systemimpedanz, erreicht der OPV eine Rauschzahl von 8 dB [135]. Ein weiterer Vorteil ist die geringere Temperaturdrift der Vorwärtsverstärkung eines als Verstärker beschalteten OPVs im Vergleich zu einem MMICs mit integrierter Emitterschaltung. Das liegt daran, dass bei OPVs die Verstärkung primär durch das Gegenkopplungsnetzwerk und weniger durch die Eigenschaften einzelner Halbleiterbauelemente bestimmt wird.

Da der LMH6629 eine höhere Linearität aufweist als der OPA691, wird er auch im HG-Kanal eingesetzt. Im LG-Kanal, der einen OPV mit 6 dB Verstärkung benötigt, war dies jedoch nicht möglich, da der LMH6629 in Gegenkopplung erst ab 12 dB Verstärkung stabil betrieben werden kann. Der LG-Kanal verwendet daher weiterhin einen OPA691. Abbildung 6.11 zeigt einen Überblick der geänderten Schaltung.

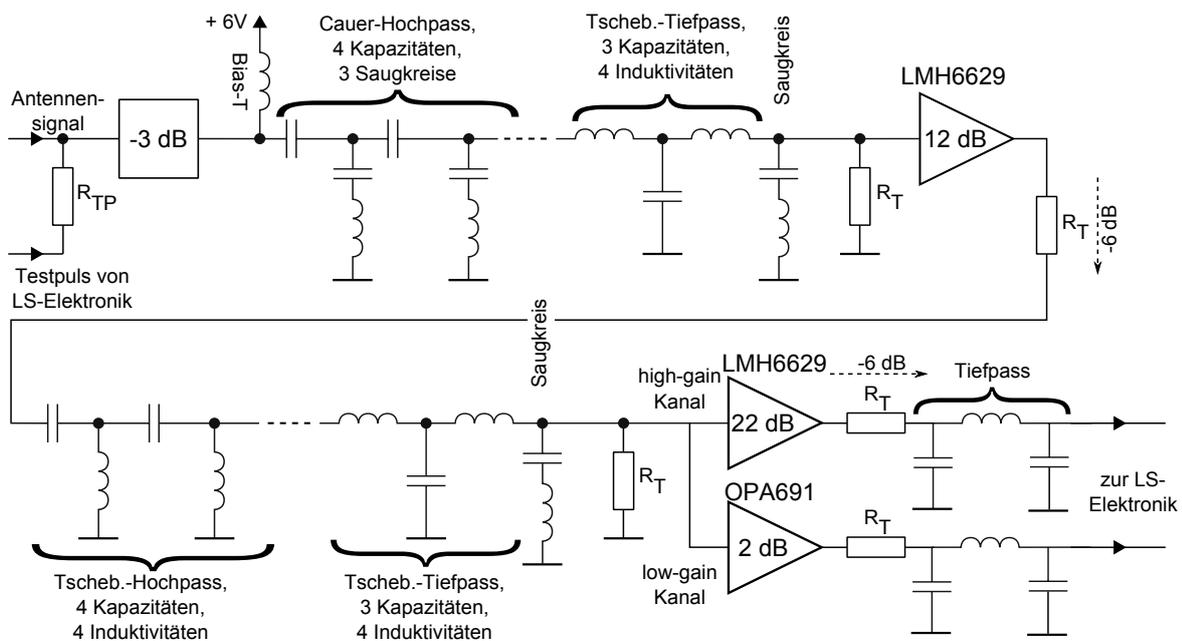


Abbildung 6.11: Blockschaltbild des Filterverstärkers für AERA2.

Hinzugekommen ist zudem ein Dämpfungsglied am Eingang des Filterverstärkers. Es schwächt das Eingangssignal um 3 dB ab und verringert so den Eingangsreflektionsfaktor um 6 dB. Diese Maßnahme verringert Signalanteile, die ansonsten zwischen Filterverstärker und LNA hin- und her reflektiert werden.

Neben diesen Verbesserungen war ein weiteres Ziel, die Fertigungsabweichungen der Frequenzgänge zu verringern. Um dies zu erreichen, wurden im AERA2 Filterverstärker den Frequenzgang bestimmende Induktivitäten und Kapazitäten mit niedrigeren Toleranzen von 2 %, bzw. falls erhältlich, 1 % verbaut.

Wie das Theorem von Fettweis-Orchard [129, 136] zeigt, bietet eine Anpassung der Schaltungstopologie und der Filterabstimmung weitere Möglichkeiten zur Optimierung. Wie auch immer die Bauteilwerte einer beidseitig leistungsangepassten LC-Abzweigschaltung abgeändert werden, die Ausgangsleistung P_{aus} der Schaltung wird sich verringern, da P_{aus} ja nur für die Nominalwerte sein Maximum erreicht. Daher muss für die Änderung von P_{aus} bei der Änderung eines Bauteilwerts x gelten:

$$\frac{\partial P_{out}}{\partial x} = 0, \quad \text{an den Maxima der Übertragungsfunktion bei } \omega = \omega_k. \quad (6.9)$$

Je mehr Frequenzen ω_k existieren, bei denen P_{aus} maximal wird, desto unempfindlicher ist die Schaltung gegenüber Änderungen der Bauteilwerte. Für die Filterabstimmung bedeutet dies, dass Filter mit geringerer Welligkeit im Durchlassbereich weniger empfindlich für Bauteiltoleranzen sind.

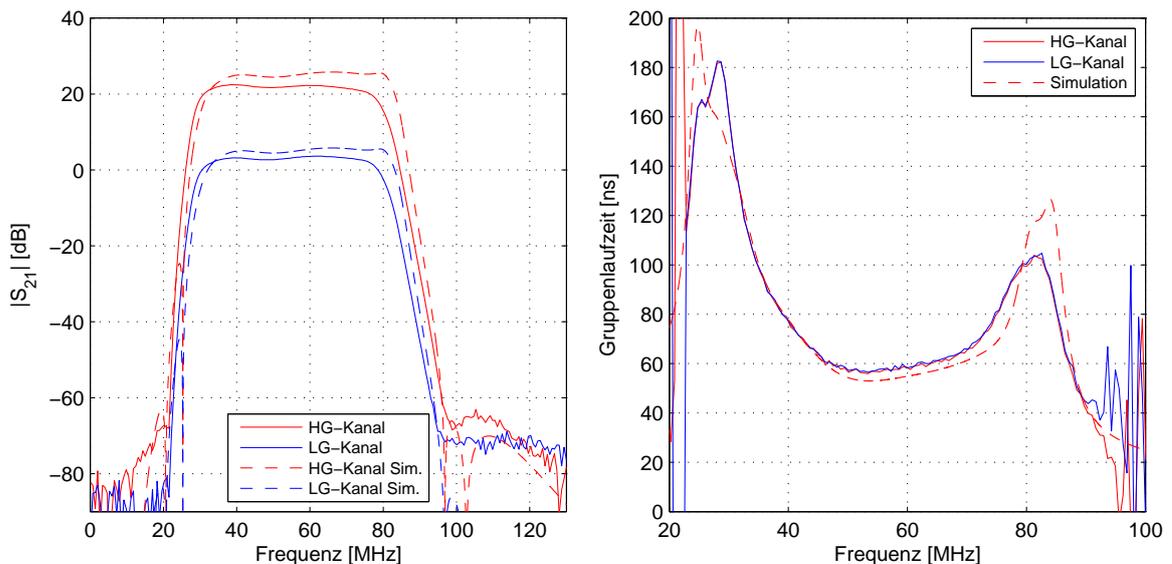


Abbildung 6.12: Frequenzgänge der HG- und LG-Kanäle eines AERA2-Filterverstärker zusammen mit simulierten Frequenzgängen (links). In den HG- und LG-Kanälen gemessene und simulierte Gruppenlaufzeiten (rechts).

Der Hochpassfilter in der ersten Filtersektion ist daher als ein Cauer-Filter siebter Ordnung mit niedriger Welligkeit realisiert. Er hat eine Eckfrequenz von 30 MHz sowie drei durch Saugkreise implementierte, reelle Nullstellen im Sperrbereich, s. Abb. 6.11. Wie der an einem Prototyp gemessene Amplitudengang in Abb. 6.12 (links) zeigt, lässt sich damit trotz der geringen Welligkeit eine hohe Flankensteilheit erreichen. Problematisch ist nur die niedrige Sperrdämpfung des Cauer-Filters von nur 55 dB. Zur Erhöhung der Sperrdämpfung befindet sich in der zweiten Filtersektion ein Tschebyscheff-Hochpassfilter niedriger Welligkeit mit einer Eckfrequenz von 27 MHz. Die Verket-

tung beider Filter erreicht eine Flankensteilheit und Sperrdämpfung ähnlich dem AERA1 Filterverstärker. Auch die Impulswiedergabe des Filterverstärkers verbessert sich durch diese Änderung. Das durch den Cauer-Filter erzeugte Maximum der Gruppenlaufzeit um 30 MHz ist deutlich niedriger als bei den Tschebyscheff-Filtern des AERA1 Filterverstärkers, s. Abb. 6.12 (rechts). Das Maximum des Tschebyscheff-Hochpassfilters der zweiten Filtersektion liegt dagegen bei etwa 27 MHz und damit bereits im Sperrbereich, in dem es keinen Einfluss mehr auf die Pulsform hat.

Unverändert blieb dagegen die Topologie der Tiefpassfilter. Im Laufe der Abstimmungsarbeiten an einem Prototyp war die hohe Flankensteilheit des AERA1 Filterverstärkers jedoch nicht mehr zu erreichen. Grund dafür ist ein Übersprechen auf der Leiterplatte vom Signaleingang in den Eingangsknoten der Endverstärker, die aus Platzgründen relativ dicht beieinander platziert sind. Das Eingangssignal „umgeht“ dabei die gesamte Filterschaltung, was sich bei Frequenzen oberhalb von 90 MHz bemerkbar macht. Damit die Sperrdämpfung dennoch bei hohen Frequenzen nicht abnimmt, befinden sich einfache Tiefpassfilter dritter Ordnung mit einer Eckfrequenz von 100 MHz an den Ausgängen jedes Endverstärkers.

Beim Vergleich der Messwerte in Abb. 6.12 mit der Simulation fällt zudem auf, dass die Simulation die Messungen hier besser annähert als dies bei den AERA1-Filterverstärkern der Fall war. Hauptgrund dafür dürfte der für den Zwischenverstärker eingesetzte OPV sein. Beim Filterverstärker von AERA1 waren für das als Zwischenverstärker eingesetzte MMIC BGA616 keine S-Parameter für die Simulation im verwendeten Frequenzbereich und beim eingestellten Arbeitspunkt verfügbar. Die OPVs können in diesem Frequenzbereich aufgrund ihres hohen Verstärkungs-Bandbreite-Produkt als nahezu ideal angesehen und leichter simuliert werden.

6.5.3. Tests am KIT Campus Nord

Nach Beendigung der Abstimmarbeiten wurde das Zusammenspiel zwischen AERA2-Filterverstärker, Butterfly-Antenne und LS-Elektronik getestet. Während der Entwicklung des AERA1-Filterverstärkers war dies mangels geeigneter LS-Elektronik und Antenne nicht möglich, der folgende Abschnitt zeigt daher nur Ergebnisse der Elektronik für AERA2. Dazu diente ein Testaufbau auf dem Gelände des CROME-Experiments am KIT. Abbildung 6.13 (links) zeigt zunächst das ungefilterte Leistungsspektrum des Ausgangssignals des LNAs, gemessen mit einem Spektrumanalysator vom Typ N9340B von AgilentTM.

Rundfunkträger sind darin als scharfe, hohe Peaks, insbesondere im VHF-Band II um 100 MHz gut zu erkennen. Auffällig sind dabei die rampenförmigen Ausläufer um das VHF-Band II sowie ein kleinerer Anstieg um etwa 200 MHz. Sie entsprechen nicht dem eigentlichen Radiosignal, sondern entstehen als Intermodulationsprodukte dritter bzw. zweiter Ordnung durch Nichtlinearitäten innerhalb des LNAs (vgl. Abschnitt 6.7.2). Der LNA wird durch die radiolaute Umgebung am KIT also über den Bereich linearer Verstärkung angesteuert. Dies bestätigte auch eine Vergleichsmessung mit einer SALLA am gleichen Ort (Abb. 7.7, links, nächstes Kapitel). Die Intermodulationsprodukte waren dabei nicht mehr sichtbar.

Die zweite Messung in Abb. 6.13 (links) zeigt das Antennensignal nach Filterung durch den Filterverstärker. Die Träger im Kurzwellenband sind vollständig unterdrückt, wogegen die Träger aus dem VHF-Band II erst oberhalb von 95 MHz vollständig verschwinden. Anschließend wurde der Filterverstärker in eine LS-Elektronik eingebaut, und an die Butterfly-Antenne angeschlossen. Die aufgebaute Signalkette entspricht der einer AERA2 Station. Abbildung 6.13 (rechts) zeigt die aus den ADC-Daten mittels einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) errechneten Frequenzspektren.

Auch hier sind unter 30 MHz keine Radioträger mehr zu sehen. Das Periodogramm zeigt in diesem Bereich lediglich einige Linien mit Abständen von etwa 5 MHz, die jedoch nur vernachlässigbar zum Untergrund beitragen. Ihr Ursprung ist unbekannt, sie konnten in späteren Tests nicht mehr

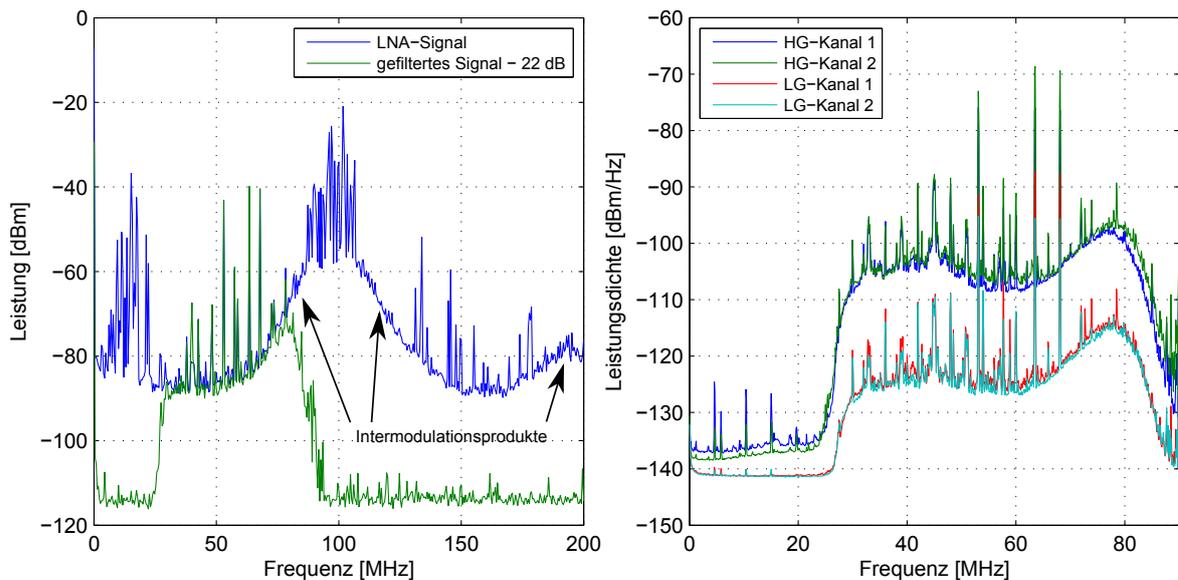


Abbildung 6.13: Mit einem Spektrumanalysator am KIT Campus Nord gemessene Spektren. Einmal direkt an der Butterfly-Antenne und einmal nach dem Filterverstärker (links). Gleiche Messung wie zuvor, jedoch mit Signalaufzeichnung durch die ADCs der LS-Elektronik. Die Einheiten der Hochachse unterscheiden sich aufgrund der verschiedenen Messmethoden (rechts).

reproduziert werden. Auffällig ist zudem der höhere Untergrund unterhalb 30 MHz im HG-Kanal. Es entsteht durch den spektralen Leckeffekt des FFT-Algorithmus, durch den das große Signal des HG-Kanals aus dem Durchlassbereich auch noch im Sperrbereich sichtbar wird. Knapp unterhalb von 90 MHz sind noch vereinzelte Radioträger sichtbar, jedoch mit einer sehr viel geringeren Leistung als das Signal im Durchlassbereich. Sie stammen vermutlich von den zuvor gesehenen Radioträgern oberhalb von 90 MHz, die an der Nyquistfrequenz in das Nutzband gespiegelt wurden. Ihre Leistung ist jedoch deutlich geringer als die der Intermodulationsprodukte des LNAs. Damit ist gesichert, dass die erreichte Sperrdämpfung des Filterverstärkers völlig ausreicht, da bei großen Trägerleistungen vor allem der LNA den Dynamikbereich des Gesamtsystems begrenzt.

6.6. Produktion der Filterverstärker

Nachdem die Prototypenversionen der Filterverstärker für AERA1 und AERA2 abgestimmt waren, wurden in der Layoutabteilung des Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE) aus der entwickelten Schaltung Pläne für die Leiterplattenfertigung erstellt. Die Abmessungen der Leiterplatten des Filterverstärkers für AERA1 sind so dimensioniert, dass sie in hochfrequenz-taugliche ZG4-2 Gehäuse der Firma Telemeter-Electronic passen. Das gewählte Gehäuse hat den Vorteil, dass die Platine direkt auf dem Gehäuseboden aufliegt und das gesamte Gehäuse als Massefläche dient. Die Anschlussbuchsen für Ein- und Ausgangssignale können dann direkt in das Gehäuse geschraubt werden, wodurch ihre Masseanschlüsse direkt mit der Bezugsmasse des Filterverstärkers verbunden sind. Diese Vorgehensweise vermeidet Masseschleifen, die das Nutzsignal negativ beeinträchtigen könnten.

Abbildung 6.14 zeigt einen der für AERA1 gefertigten Filterverstärker im geöffneten Gehäuse. Insgesamt betragen die Materialkosten für einen Filterverstärker etwa 130 €. Größte Kostenpunkte sind die Anschlussbuchsen der Signal Ein- und Ausgänge mit 24 € sowie das Gehäuse mit 40 €.

Für eine Produktion in großen Stückzahlen sollten auch die Kosten für die Filterverstärker verringert werden. Die AERA2-Filterverstärker besitzen daher ein einfacheres, auf die Leiterplatte aufgesetztes Gehäuse, s. Abb. 8.1, Kapitel 8. Für die elektrischen Verbindungen zwischen Leiterplatte und den ADCs der LS-Elektronik werden einfach Stiftleisten eingesetzt. Entsprechend geringer fallen die Materialkosten mit 80 € aus. Größter Kostenpunkt sind die Präzisionskapazitäten und -induktivitäten in den Filtersektionen sowie die OPVs mit zusammen 32 €.

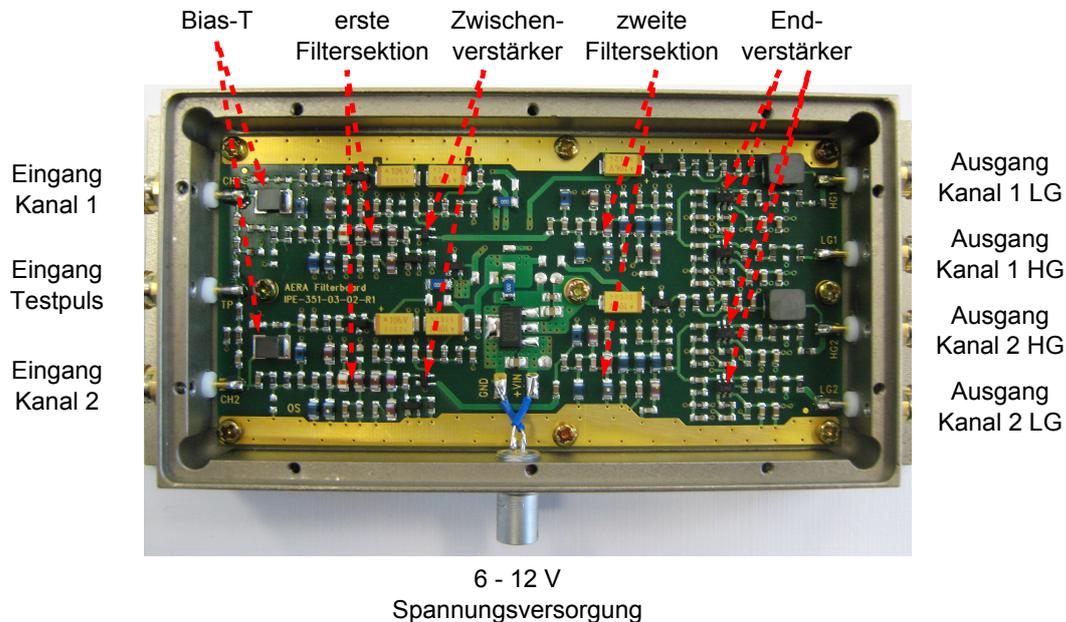


Abbildung 6.14: AERA1-Filterverstärker in geöffnetem Gehäuse.

Aufgrund der hohen Stückzahlen erfolgte die Bestückung der Leiterplatten automatisiert in der Abteilung Aufbau- und Verbindungstechnik (AVT) am IPE in Serie. Dabei wurden alle Filterverstärker zunächst anhand der Bestückungsdaten der Layoutabteilung von einem Bestückungsautomat bestückt, s. Abb. 6.15 (links). Anschließend wurden die Bauelemente in einem Reflow-Lötofen (Abb. 6.15, rechts) mit der Leiterplatte verlötet.

Nach dem Lötprozess konnte die Leiterplatte in das Gehäuse eingebaut und Steckverbinder zur Signalweiterleitung angebracht werden. Insgesamt wurden auf diese Weise 28 funktionsfähige Filterverstärker gebaut. Sie wurden in den Antennenstationen von AERA1 verbaut sowie an sechs Antennenstationen an der BLS für erste Tests der LS-Elektronik eingesetzt. Entsprechend wurden 80 AERA2-Filterverstärker auf die gleiche Art und Weise produziert, von denen 70 bei AERA2 eingesetzt werden.

6.7. Test und Kalibrierung der Filterverstärker

Alle Filterverstärker wurden nach der Fertigung verschiedenen Tests unterzogen. Die Tests dienen der Qualitätssicherung und der Bestimmung von Kalibrierungsdaten für die spätere Datenanalyse.

6.7.1. S-Parameter der Filterverstärker

Solange ein Verstärker im linearen Bereich angesteuert wird, beschreiben S-Parameter sein Verhalten vollständig. Den größten Einfluss auf die Wiedergabe von Radiopulsen haben die Parameter S_{21}



Abbildung 6.15: Bestückungsautomat der AVT-Gruppe (links). Reflow-Lötofen zum Aufschmelzen der Lotpaste [137] (rechts).

sowie S_{11} . Der Ausgangsreflektionsfaktor S_{22} spielt dagegen nur dann eine Rolle, wenn der Eingangsreflektionsfaktor der LS-Elektronik und gleichzeitig S_{22} sehr groß wären. In diesem Fall käme es zu Signalreflektionen zwischen Filterverstärkerausgang und Eingang der LS-Elektronik, die durch zusätzliche Korrekturen miteinbezogen werden müssten. Der Parameter S_{12} hat dagegen einen sehr kleinen Wert, so dass er nicht weiter ins Gewicht fällt.

Als Funktionstest und zur Serienkalibrierung reicht es daher aus, die S-Parameter S_{21} und S_{11} zu messen.

Vorwärtstransmissionsfaktor S_{21}

Abbildung 6.16 (links) zeigt $|S_{21}|$ aller bei AERA eingesetzten Filterverstärker, gemessen mit einem Vektor-Netzwerkanalysator (NWA) vom Typ HP4396A von Hewlett-PackardTM. Man erkennt sehr gut, dass die Fertigungsabweichungen von $|S_{21}|$ bei den Filterverstärkern für AERA2 niedriger sind als bei denen für AERA1. Grund dafür ist die Abstimmung mit einer geringeren Welligkeit von $|S_{21}|$ im Durchlassbereich und die Verwendung von Bauelementen niedrigerer Toleranz. Genauso ist in Abb. 6.16 (rechts) auch niedrigere Toleranzen bei der Gruppenlaufzeit der AERA2-Filterverstärker zu sehen.

Zu Beachten ist, dass die Messungen von AERA1-Filterverstärkern direkt nach ihrer Produktion stammen. Hier wurde im Zwischenverstärker noch ein BGA420 MMIC eingesetzt, das erst später durch einen BGA616 ersetzt wurde. Die hier gezeigten Frequenzgänge haben aufgrund der etwas höheren Verstärkung des BGA420 eine um 2 dB höhere Vorwärtsverstärkung als die bei AERA1 eingesetzten Filterverstärker, vgl. Abb. 6.9. Da die Serientoleranzen aber vor allem durch Abweichungen der Induktivitäten und Kapazitäten im Signalpfad entstehen, sollten diese gleich geblieben sein. Zu Kalibrierungszwecken haben Mitglieder der AERA-Gruppe die Filterverstärker vor dem Einbau im AERA-Feld nochmals mit den in Serie vorgeschalteten LNAs der SBS-Antennen gemessen. Zur besseren Veranschaulichung zeigt Abb. 6.17 die mittels inverser Fouriertransformation aus S_{21} berechneten Antwortfunktionen auf einen Rechteckpuls der Breite 200 ps und der Höhe eins. Die Antwortfunktion ähnelt einem für bandbegrenzte Systeme typischen Sinusburst mit einer mittleren Frequenz von etwa 55 MHz, der durch Dispersion in Folge der frequenzabhängigen Gruppenlaufzeit zerfließt. Zusätzlich sind die Hilbert-Einhüllenden eingezeichnet, wie sie später auch in der Datenanalyse zur Bestimmung der Pulshöhe verwendet werden.

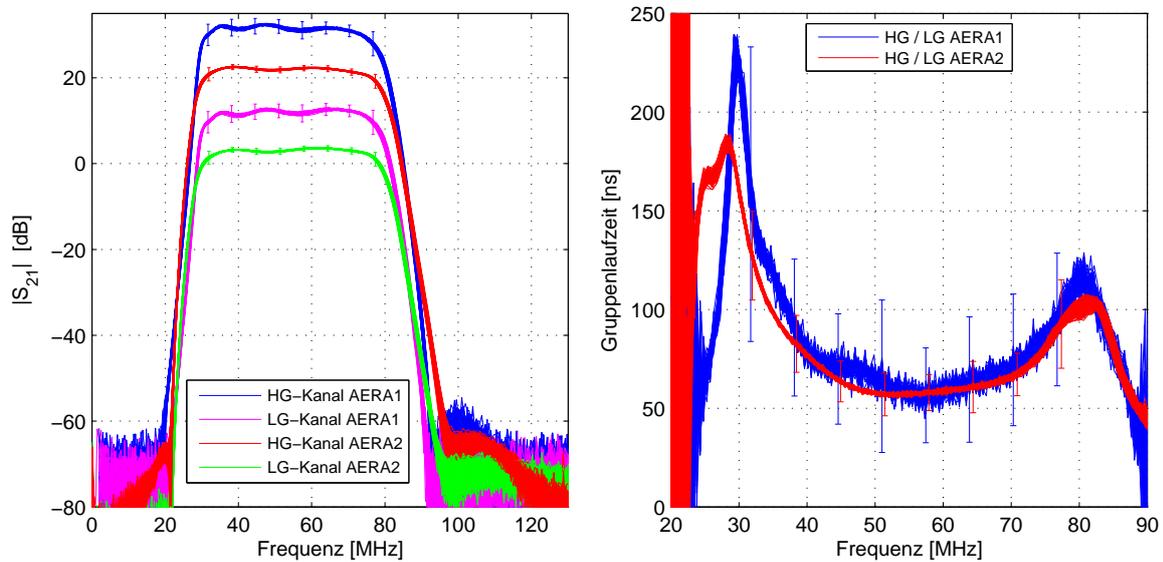


Abbildung 6.16: Überlagerte Frequenzgänge von $|S_{21}|$ (links) und der Gruppenlaufzeit (rechts) aller für AERA1 und AERA2 produzierten Filterverstärker. Die Fehlerbalken stellen die Serienabweichung dar. Sie sind um einen Faktor 10 vergrößert. Unterhalb von etwa 23 MHz ist die Sperrdämpfung so hoch, dass die Gruppenlaufzeit nur noch mit großen Fehlern gemessen werden kann.

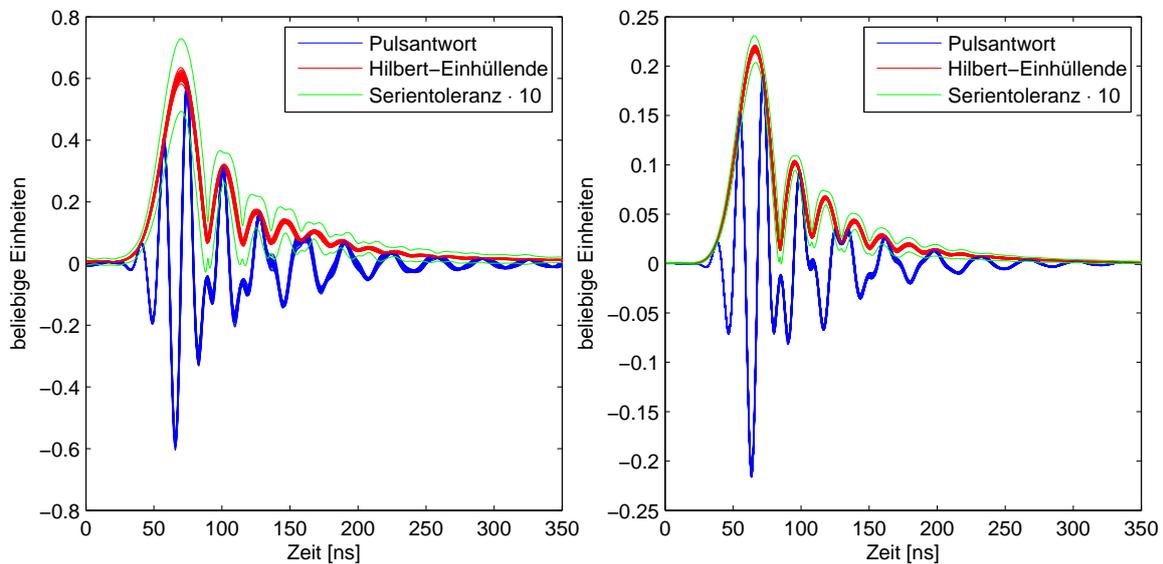


Abbildung 6.17: Aus S_{21} berechnete Antwortfunktionen der HG-Kanäle der Filterverstärker auf einen Rechteckpuls. Gezeigt ist eine Überlagerung der Antwortfunktionen aller produzierter Filterverstärker. Links: AERA1-Filterverstärker. Rechts: AERA2-Filterverstärker.

Auch hier sind die Serienabweichungen der AERA2 Filterverstärker niedriger. Höhe und Zeitpunkt des Maximums der Einhüllenden variieren bei ihnen um 0.7% und 0.14 ns, bei den AERA1 Filterverstärkern dagegen um 1.4% und 0.34 ns. Die Antwortfunktion für einen von der Antenne kommenden Radiopuls lässt sich aus den gezeigten Pulsformen per Faltung errechnen. Aufgrund der Linearität der Faltungsoperation gelten die gezeigten Abweichungen genauso in diesem Fall.

Interessant für eine selbstgetriggerte Datenaufnahme ist die Frage, in wie fern die Dispersion des Filterverstärkers die Amplitude eines Radiopulses verringert. Die Dispersion würde genauso auch zu einer Verringerung des SNRs des Pulses führen und die Triggereffizienzen verringern. Um dies herauszufinden wurden die Pulsantworten zunächst nur von $|S_{21}|$ berechnet, d.h. die Phaseninformation wurde zu null bzw. die Gruppenlaufzeit auf einen konstanten Wert gesetzt. Der so errechnete Puls ist nicht dispergiert und hat daher die größte mögliche Amplitude. Der Vergleich mit den realen Impulsantworten zeigt, dass durch die Dispersion etwa $21.7 \pm 0.1\%$ (AERA1) bzw. $18.7 \pm 0.3\%$ (AERA2) der Pulsamplitude verloren gehen. Mit diesen Werten hat die Verringerung des SNRs noch ein erträgliches Ausmaß. Da der Phasengang der Filterverstärker bekannt ist, kann er in der Datenanalyse mittels einer Entfaltung wieder linearisiert werden. In begrenztem Umfang ist dies auch im Selbsttrigger-Mechanismus der LS-Elektronik möglich [138].

Ursache für den geringeren SNR-Verlust ist der Cauer-Hochpassfilter des AERA2 Filterverstärkers. Er erzeugt um 30 MHz einen niedrigeren Peak der Gruppenlaufzeit (vgl. Abb. 6.16), was zu dem geringeren Amplitudenverlust durch Dispersion führt.

Eingangsreflektionsfaktor

Die S-Matrix einer verlustfreien LC-Abzweigschaltung ist unitär. Das heißt, dass der Anteil einer einlaufenden Welle, der die Schaltung nicht bis zum Ausgang durchläuft, am Eingang zurückreflektiert werden muss. Dieser Effekt ist bei den Eingangsreflektionsfaktoren $|S_{11}|$ der AERA1-Filterverstärker gut zu erkennen, s. Abb. 6.18. Außerhalb des Nutzbandes von 30 MHz bis 80 MHz wird nahezu das gesamte Eingangssignal reflektiert, $|S_{11}|$ beträgt daher etwa 0 dB. Im Nutzband fällt $|S_{11}|$ dagegen ab und hat eine deutliche Welligkeit. Die Welligkeit von $|S_{11}|$ hat im Nutzband gerade da Maxima, wo die Welligkeit von $|S_{21}|$ Minima hat und umgekehrt.

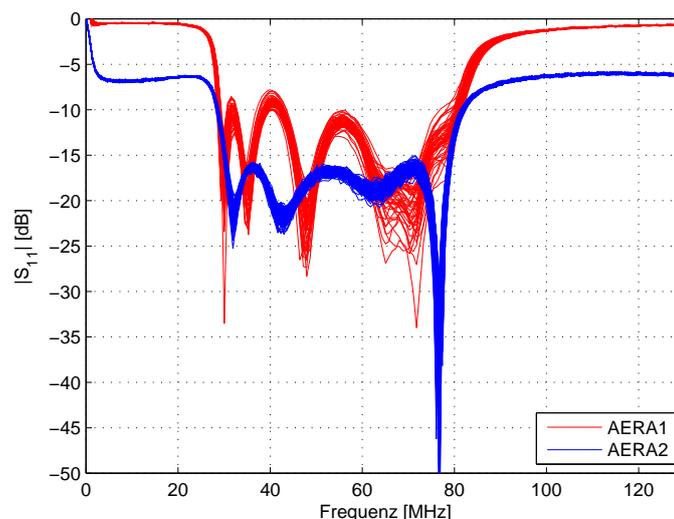


Abbildung 6.18: Eingangsreflektionsfaktoren S_{11} aller AERA1- und AERA2-Filterverstärker.

Im AERA2-Filterverstärker schwächt ein zusätzliches Dämpfungsglied am Eingang (vgl. Abb. 6.8 und Abb. 6.11) das Eingangssignal um 3 dB ab. Der Eingangsreflektionsfaktor wird dadurch im Vergleich zum AERA1-Filterverstärker um 6 dB abgesenkt⁶.

Vorteil des verringerten $|S_{11}|$ sind geringere, zwischen dem Ausgang des LNA und dem Eingang des Filterverstärkers umherlaufende, reflektierte Signalanteile. Im Falle eines Radiopulses führen diese Signalanteile zu dispergierten „Echopulsen“ nach dem ersten Radiopuls. Zudem erhöht sich dadurch das Untergrundrauschen, das ebenfalls hin- und her reflektiert und damit mehrfach vom Filterverstärker zu den ADCs weitergeleitet wird. Dies führt zu einer zusätzlichen Kalibrierunsicherheit. Abbildung 6.19 zeigt ein Signalflussdiagramm, mit dem sich der Einfluss des Ausgangsreflektionsfaktors des LNAs $S_{22,LNA}$ und des Eingangsreflektionsfaktors des Filterverstärkers $S_{11,FS}$, abschätzen lässt. Sind $S_{11,FS}$ bzw. $S_{22,LNA}$ Null, so ergibt sich die Vorwärtsverstärkung der Ver-

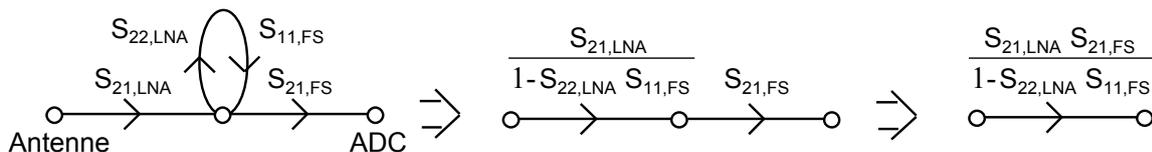


Abbildung 6.19: Signalfluss vom Antennenfußpunkt bis zu den ADCs der LS-Elektronik.

stärkung von LNA und Filterverstärker als Produkt $S_{21,LNA} \cdot S_{21,FS}$. Falls dem nicht so ist, können die reflektierten Anteile durch eine zusätzliche Schleifenkorrektur $C_l = 1/(1 - S_{22,LNA} \cdot S_{11,FS})$ mit einbezogen werden. Bei den LNAs und Filterverstärkern von AERA1 betragen $|S_{11,FS}|$ bzw. $|S_{22,LNA}|$ im Durchlassbereich maximal -7 dB bzw. -10 dB. Wird die Schleifenkorrektur nicht berücksichtigt ergibt sich also eine maximale Kalibrierungsunsicherheit von $|C_l| \approx 1.32$ dB $\approx 16.4\%$. Bei AERA2 betragen $|S_{11,FS}|$ bzw. $|S_{22,LNA}|$ dagegen maximal -15 dB bzw. -30 dB im Durchlassbereich. Damit ergibt sich höchstens $|C_l| \approx 0.049$ dB $\approx 0.57\%$. Eine einfache Multiplikation der Vorwärtsverstärkung der Einzelkomponenten in der analogen Signalkette der AERA2-Stationen nähert die Gesamtübertragungsfunktion also gut an. Bei der physikalischen Analyse der Daten von AERA1-Stationen sollten jedoch die Reflektionsfaktoren $S_{11,FS}$ und $S_{22,LNA}$ mit einbezogen werden, um den systematischen Fehler der Gesamtkalibrierung zu verringern.

6.7.2. Linearität

Ein ideales Zweitor erzeugt ein Ausgangssignal dessen Amplitude linear von der Amplitude des Eingangssignals abhängt. Werden Signale mit bestimmten Frequenzen in das Zweitor eingespeist, treten an seinem Ausgang auch nur Signale mit diesen Frequenzen wieder auf. Bei realen Verstärkern gilt dies nur für infinitesimal kleine Abschnitte der Übertragungskennlinie, die den Zusammenhang zwischen Eingangssignal $u_e(t)$ und Ausgangssignal $u_a(t)$ angibt. Für größere Austeuerungen kann eine Taylorreihe den Verlauf des Ausgangssignals annähern:

$$u_a(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cdot u_e^n(t) = a_1 \cdot u_e(t) + a_2 \cdot u_e^2(t) + a_3 \cdot u_e^3(t) + \dots \quad (6.10)$$

Die in der Nachrichtentechnik übliche Methode zur Charakterisierung von Nichtlinearitäten in Verstärkern ist die Zweitont-Methode [139]. Ein Signalgenerator erzeugt dabei zwei Sinussignale

⁶Das an der Filterkette reflektierte Signal durchläuft das Dämpfungsglied hin und wieder zurück. Die Dämpfung des reflektierten Signals ist dadurch doppelt so groß wie die des durchlaufenden Signals.

(Grundtöne) mit der Amplitude U_s und den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 die als Eingangssignal des Verstärkers dienen:

$$u_e(t) = U_s \cdot \sin \omega_1 t + U_s \cdot \sin \omega_2 t . \quad (6.11)$$

Einsetzen von Gl. 6.11 in Gl. 6.10 liefert bis zur dritten Ordnung:

$$\begin{aligned} u_a(t) = & a_1 U_s + \frac{9}{4} a_3 U_s^3 \cdot (\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) && \text{Grundtöne} && (6.12) \\ & + 2a_2 U_s^2 (\cos(\omega_1 t + \omega_2 t) - \cos(\omega_1 t - \omega_2 t)) && \text{Intermodulation zweiter Ordnung} \\ & + \frac{3}{4} a_3 U_s^3 (\sin(2\omega_1 t - \omega_2 t) - \sin(2\omega_1 t + \omega_2 t)) && \text{Intermodulation dritter Ordnung} \\ & + \frac{3}{4} a_3 U_s^3 (\sin(2\omega_2 t - \omega_1 t) - \sin(2\omega_2 t + \omega_1 t)) && \text{Intermodulation dritter Ordnung} \\ & - \frac{1}{2} a_2 U_s^2 (\sin(2\omega_1 t) + \sin(2\omega_2 t)) && \text{zweite Harmonische} \\ & - \frac{1}{4} a_3 U_s^3 (\sin(3\omega_1 t) + \sin(3\omega_2 t)) && \text{dritte Harmonische} \end{aligned}$$

Demnach entstehen durch nichtlineare Verzerrungen zusätzliche Signalanteile mit neuen Frequenzen. Die Anteile mit den Frequenzen $n \cdot f_1, n \cdot f_2$ sind die sogenannten n-ten Harmonischen. Bei Anteilen mit Frequenzen von $n_1 \cdot f_1 \pm n_2 \cdot f_2$, $n_1 + n_2 = m$ handelt es sich um sogenannte Intermodulationsprodukte m-ter Ordnung. In der Praxis sind Intermodulationsprodukte bis zur dritten Ordnung dominierend. Sie sind für bandbegrenzte Systeme von besonderer Bedeutung. Insbesondere besteht die Möglichkeit, dass zwei Träger innerhalb des Durchlassbereichs Intermodulationsprodukte dritter Ordnung erzeugen, die selbst auch in den Durchlassbereich fallen. Harmonische Anteile fallen dagegen meist außerhalb des Durchlassbereichs und haben eine geringere Amplitude als die Intermodulationsprodukte gleicher Ordnung (vgl. Gl. 6.12). Datenblätter von integrierten HF-Verstärkern geben daher üblicherweise Angaben zu den erzeugten Intermodulationsprodukten zweiter (IM2) und dritter (IM3) Ordnung an.

Messung mit Zweiton-Methode

Zum Test des Intermodulationsverhaltens der Filterverstärker wurden diese mit zwei Grundtönen bei $f_1 = 34$ MHz und $f_2 = 35$ MHz angesteuert. Je ein Intermodulationsprodukt zweiter und dritter Ordnung liegt dann bei $f_1 + f_2 = 79$ MHz und $2 \cdot f_2 - f_1 = 36$ MHz innerhalb des Durchlassbereichs. Die Aufnahme der Ausgangssignale des Filterverstärkers erfolgte durch die ADCs einer LS-Elektronik, also genauso, wie die Filterverstärker auch im Einsatz bei AERA verwendet werden. Die ADCs selbst erzeugen nach Messungen in [140] und [118] nur geringe Intermodulationsprodukte. Anschließend wurden aus den ADC-Messungen durch eine Fourier-Transformation ein Frequenzspektrum ermittelt. Die Intermodulationsprodukte zeigen sich dort als scharfe Peaks bei besagten Frequenzen.

Abbildung 6.20 zeigt die Signalleistungen je eines IM2- und eines IM3-Peaks, aufgetragen über die eingespeiste, addierte Leistung beider Grundtöne. Sie wurde an den Filterverstärkern für AERA1 und AERA2 gemessen. Die ADCs waren bei der Messung auf den maximal möglichen Aussteuerungsbereich von $1.5 V_{pp}$ eingestellt.

Zunächst fällt auf, dass die Grundtonleistung sogar Werte über den Aussteuerungsbereich der ADCs hinaus annehmen kann. Grund dafür ist, dass die Begrenzung des Messsignals durch die ADCs ebenfalls einer nichtlinearen Verzerrung entspricht, die bei Vollaussteuerung plötzlich einsetzt. Ein Vergleich mit dem Grundton-Term in Gl. 6.12 zeigt, dass dann Anteile dritter Ordnung ebenfalls zum Grundtonsignal beitragen, so dass es größer als der Aussteuerungsbereich erscheint. Genauso nehmen auch die IM2 und IM3 schnell zu, sobald die Grundtöne den Aussteuerungsbereich der ADCs

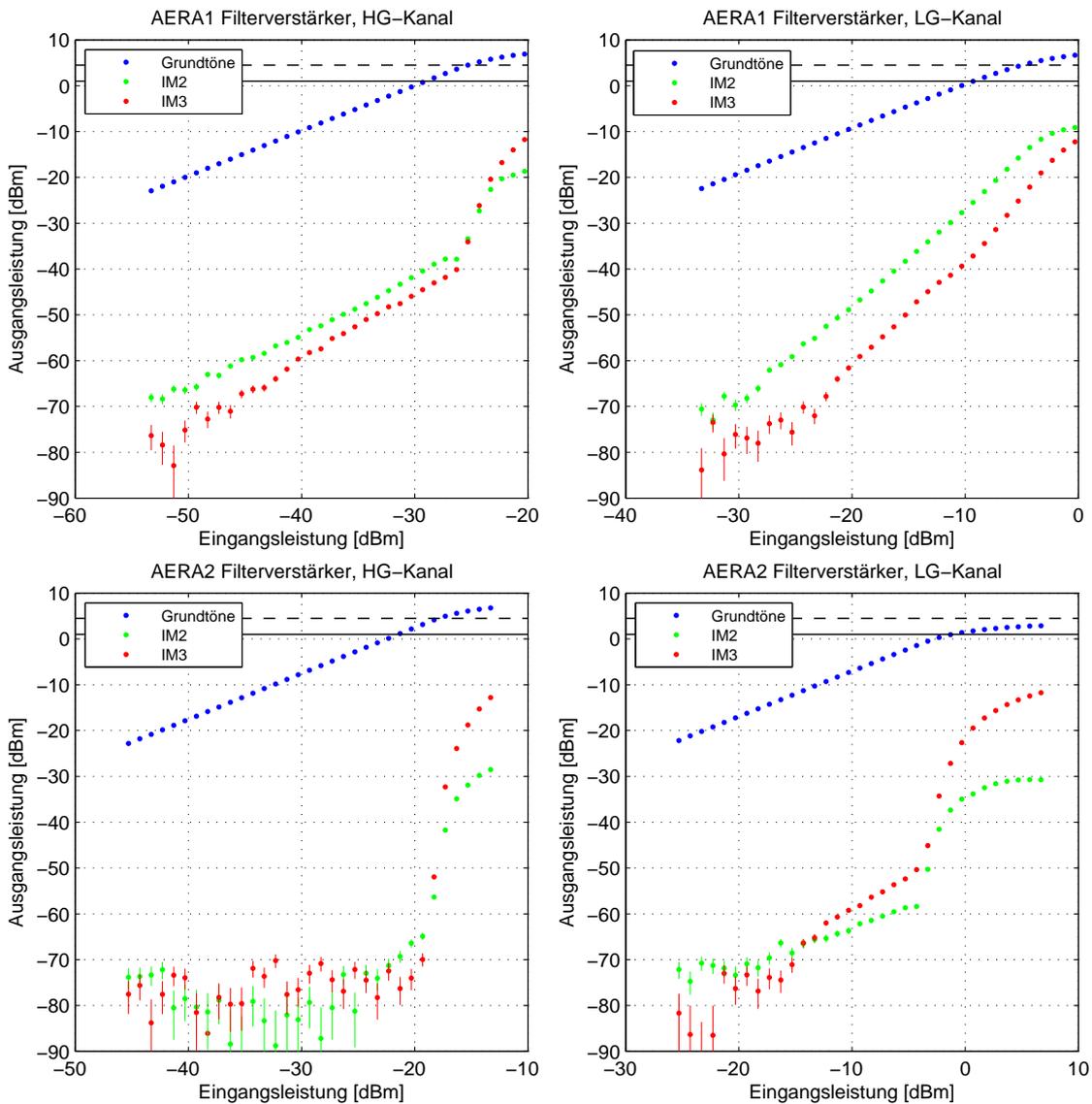


Abbildung 6.20: Ausgangsleistungen von Intermodulationsprodukten und Grundtönen über der Eingangsleistung der Grundtöne. Die vier Graphiken zeigen Messungen an den Filterverstärkern von AERA1 und AERA2, jeweils im HG- und LG-Kanal. Die gestrichelte, schwarze Linie deutet die Grenze an, ab der die addierten Signale beider Grundtöne den maximalen Aussteuerungsbereich ($1.5 V_{pp}$) der ADCs berühren. Die durchgezogene Linie zeigt dies für den Aussteuerungsbereich im Normalbetrieb ($1.0 V_{pp}$).

berühren. Auffällig ist zudem, dass die Leistungen der IM2 und IM3 teilweise bei kleinen Eingangsleistungen nicht quadratisch bzw. kubisch steigen (vgl. Gl. 6.12), sondern nur linear. Die Gründe dafür konnten jedoch nicht ermittelt werden. Die OPVs an den Filterverstärkerausgängen besitzen mit $2100 V/\mu s$ (OPA691) bzw. $1600 V/\mu s$ (LMH6629) sehr hohe Slewrates. Zur Vollaussteuerung des ADCs wird an der oberen Bandgrenze maximal eine Slewrates von $2\pi \cdot 80 \text{ MHz} \cdot 2 \cdot 1.5 \text{ V} \approx 1500 \text{ V}/\mu s$ benötigt⁷. Nichtlineare Effekte aufgrund mangelnder Slewrates können daher ausgeschlossen werden.

⁷Der Faktor zwei entsteht durch die Terminierungswiderstände zwischen Filterverstärkerausgang und ADC-Eingang, die einen Spannungsteiler bilden.

Bei den AERA1-Filterverstärkern sind die IM2 und IM3 bereits bei vergleichsweise geringen Grundtonleistungen sichtbar. Im HG-Kanal werden sie hauptsächlich durch den OPV am Ausgang des Filterverstärkers hervorgerufen. Die gemessenen Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Angaben aus dem Datenblatt [133] des OPVs. Im LG-Kanal, der den gleichen OPV wie der HG-Kanal am Ausgang benutzt, zeigen sich dagegen höhere IM2 und IM3. Der OPV ist hier auf einen Verstärkungsfaktor von etwa eins eingestellt. Die Intermodulationsprodukte werden daher vom Zwischenverstärker erzeugt, der bereits vor dem OPV seine Aussteuerungsgrenze erreicht. Ein Vergleich mit Abb. 6.13 zeigt, dass die Leistung von Radioträgern im Durchlassbereich jedoch nicht ausreicht, um nennenswerte Intermodulationsprodukte zu erzeugen.

Im HG-Kanal der AERA2-Filterverstärker dagegen gehen die Intermodulationsprodukte im Rauschen der ADCs unterhalb etwa -70 dBm unter. Erst beim Erreichen der Aussteuerungsgrenze der ADCs steigen die IM2 und IM3 schlagartig an. Dies ist der Optimalfall, eine Beeinträchtigung des Messsignals durch Nichtlinearitäten ist hier ausgeschlossen. Im LG-Kanal sind jedoch genauso wie beim AERA1-Filterverstärker größere Intermodulationsprodukte zu sehen. Auch diese werden vom Zwischenverstärker erzeugt. Im Gegensatz zum im AERA1-Filterverstärker verwendeten Eintaktverstärker, verhält sich der OPV im AERA2-Filterverstärker innerhalb seines Aussteuerungsbereichs nahezu linear. Grundtöne, die seinen Aussteuerungsbereich überschreiten, schneidet der OPV direkt an der Aussteuerungsgrenze ab. Daher nehmen die Intermodulationsprodukte oberhalb einer Eingangsleistung von -5 dBm plötzlich schnell zu.

Auswirkung auf Pulshöhen

Die Auswirkung der Nichtlinearitäten auf die Messung von Radiopulsen kosmischer Teilchenschauer lässt sich anhand der gemessenen Intermodulationsprodukte nur schwer beurteilen. Um dies besser einschätzen zu können, wurden die Filterverstärker in einer weiteren Messung mit Folgen von ≈ 4 ns langen Pulsen (s. Abb. 6.25, links) mit unterschiedlichen Amplituden angesteuert. Diese Messmethode ist nicht so empfindlich bei der Erfassung von Nichtlinearitäten wie die Zweitton-Methode, liefert jedoch anschaulichere Ergebnisse.

Bei der Auswertung wurden die ADC-Messungen zunächst mittels zehnfachem Upsampling⁸ auf eine Abtastrate entsprechend 1.8 GHz hochgetastet. Anschließend wurde die Hilbert-Einhüllende (vgl. Abb. 6.16) berechnet und deren Pulshöhe bestimmt. Dies ist die gleiche Methode, mit der in der physikalischen Datenanalyse die Pulshöhen von Radioemissionen kosmischer Strahlung bestimmt werden [141]. Die ADCs waren auch hier auf den maximal möglichen Aussteuerungsbereich von $1.5 V_{pp}$ eingestellt. Zu beachten ist, dass die Bandpassfilterung bipolare Pulse erzeugt, wodurch der Aussteuerungsbereich der Pulseinhüllenden auf maximal $1.5 V_{pp}/2 = 0.75 V_{pp}$ begrenzt ist.

In Abb. 6.21 (rechts) ist zu erkennen, dass die Pulshöhe im HG-Kanal des AERA2-Filterverstärkers vollständig linear von der Eingangspulshöhe abhängt. Ähnlich der Grundtonleistung bei der Zweitton-Methode, kann auch hier die Pulshöhe größer als der Aussteuerungsbereich werden. Dabei zeigen sich jedoch erhöhte Abweichungen bei der Bestimmung der Pulshöhe.

Weil der Puls an der Aussteuerungsgrenze abgeschnitten wird, werden Frequenzanteile oberhalb der Nyquist-Frequenz erzeugt. Dies führt zu Mehrdeutigkeiten im Frequenzbereich, was das Upsampling der Pulse verfälscht. Im LG-Kanal ist wie auch bei den Messungen mit der Zweitton-Methode ein Abschneiden der Pulse durch den Zwischenverstärker zu beobachten. Die Pulse können oberhalb dieser Grenze nicht mehr höher werden, eine Vollaussteuerung der ADCs ist nicht mehr möglich. Da die Pulse in der Zwischenstufe abgeschnitten werden, unterdrückt der nachfolgende

⁸Beim Upsampling einer Zeitreihe um einen Faktor n werden zwischen jedem Abtastwert zunächst jeweils $n-1$ Nullwerte eingefügt. Die so erweiterte Zeitreihe wird dann mit einem Tiefpassfilter verarbeitet, dessen Eckfrequenz gerade der Nyquistfrequenz des Anfangssignals entspricht. Das Ergebnis entspricht einer Abtastung mit einer n -fach höheren Abtastfrequenz. Die in der Zeitreihe enthaltene Information bleibt dabei unverändert.

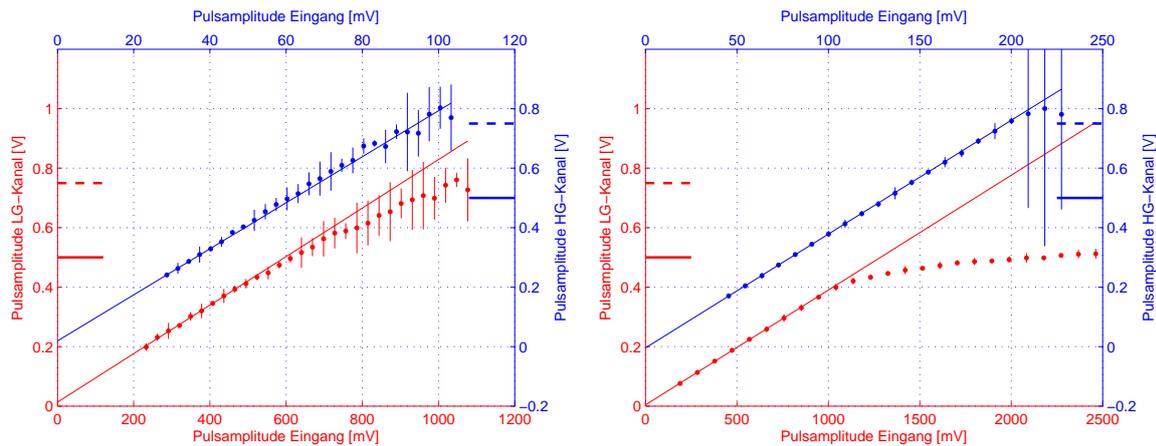


Abbildung 6.21: Pulshöhen im HG- (blau) LG-Kanal (rot) der Filterverstärker aufgetragen über den Pulshöhen am Filterverstärkereingang. Die durchgezogenen, schrägen Geraden zeigen einen linearen Fit an die ersten sechs Messwerte. Die horizontalen Geraden neben den Hochachsen veranschaulichen die Aussteuerungsbereiche der ADCs. Die gestrichelte Linie entspricht $1.5/2 V_{pp}$ und die durchgezogene $1.0/2 V_{pp}$. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung der Pulshöhen vergrößert um einen Faktor 20. Links: AERA1-Filterverstärker. Rechts: AERA2-Filterverstärker.

Bandpass-Filter die dabei entstandenen Intermodulationsprodukte oberhalb der Nyquist-Frequenz. Daher sind sie trotz der Übersteuerung noch mit hoher Präzision messbar.

Im LG-Kanal des AERA1-Filterverstärkers in Abb. 6.21 (links) ist dagegen eine allmählich größer werdende Abweichung der Ausgangspulshöhe von einem linearen Zusammenhang zu sehen, auch hier wieder aufgrund der langsam zunehmenden Nichtlinearität des Zwischenverstärkers. Der HG-Kanal lässt sich dagegen nahezu linear aussteuern. Auffällig bei beiden Kanälen ist eine geringere Präzision bei der Bestimmung der Pulshöhen. Grund dafür sind von den OPVs am Ausgang des Filterverstärkers erzeugte Intermodulationsprodukte, die teilweise auch Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz belegen. Auch dies führt zu einer verringerten Präzision bei der Messung der Pulshöhe. Bei den AERA2-Filterverstärkern werden diese Intermodulationsprodukte von den OPVs am Ausgang nur in geringerem Umfang erzeugt. Zudem unterdrückt der ausgangsseitige Tiefpassfilter (vgl. Abb. 6.11) Frequenzen oberhalb von etwa 100 MHz.

6.7.3. Eigenrauschen

Neben einer hohen Linearität sollte die Signalaufnahmekette nur ein vernachlässigbares Eigenrauschen besitzen. Um dies zu überprüfen, wurden die von der LS-Elektronik für AERA1 und AERA2 während des Normalbetriebs aufgenommenen ADC-Werte analysiert. Bei der Messung waren die jeweiligen Filterverstärker an die ADCs angeschlossen, und die Filterverstärkereingänge mit einem 50Ω Widerstand terminiert. Abbildung 6.22 (links) zeigt die Rauschleistungsdichten, wie sie mit den ADCs der LS-Elektronik von AERA1 und AERA2 gemessen wurden.

Idealerweise sollten die Frequenzspektren nur weißes Rauschen, mit einem flachen, horizontalen Verlauf im Schaubild zeigen. Die Rauschleistungsdichten der AERA1 LS-Elektronik zeigen dagegen einen gewellten Verlauf. Im HG-Kanal ist der Bereich zwischen 30 MHz und 80 MHz im Vergleich zum LG-Kanal etwas erhöht. Diese Erhöhung stammt vom thermischen Rauschen des Filterverstärkers und ist aufgrund der höheren Vorwärtsverstärkung vor allem im HG-Kanal sichtbar. Außerdem

zeigen sich breite Erhebungen um etwa 30 MHz. Die genaue Ursache dafür ließ sich nicht ermitteln. In Frage kommen breitbandige Einstreuungen vom Datenbus des Ethernet-Chipsatzes auf der LS-Elektronik. Er befindet sich in der Nähe der ADCs und wird mit 25 MHz Taktfrequenz betrieben. Das Spektrum des LG-Kanals der AERA2 LS-Elektronik ist dagegen nahezu weiß. Ausnahme ist nur ein schmaler Peak bei 60 MHz, dessen Ursache jedoch nicht gefunden werden konnte. Im HG-Kanal ist dagegen das thermische Rauschen des Filterverstärkers zusehen. Es stammt vor allem vom Zwischenverstärker (vgl. Abschnitt 6.5.2). Da dessen Rauschleistung noch von der zweiten Stufe des Filterverstärkers gefiltert wird, ist es mit dem typischen Filterverstärker-Frequenzgang von etwa 30 bis 80 MHz zu sehen.

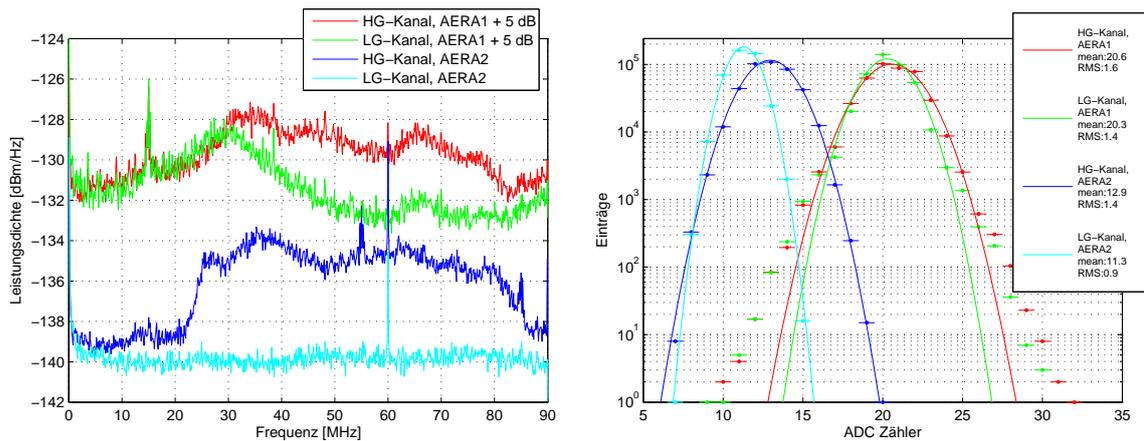


Abbildung 6.22: Frequenzspektren der Rauschleistungsdichten in den HG- und LG-Kanälen der Filterverstärker von AERA1 und AERA2, gemessen mit den ADCs der jeweiligen LS-Elektronik. Die Rauschleistungsdichten der AERA1-Filterverstärker sind der Übersichtlichkeit wegen um 5 dB nach oben verschoben (links). Histogramme der gemessenen ADC-Werte (rechts).

Trotz einiger nicht geklärter Eigenschaften der Rauschleistungsdichten lässt sich aus den Histogrammen in Abb. 6.22 (rechts) folgern, dass das an den ADCs gemessene Rauschen insgesamt nur geringe Ausmaße hat. Auch hier ist aufgrund des zusätzlichen thermischen Rauschens die Standardabweichung der ADC-Werte in den HG-Kanälen größer als in den LG-Kanälen. Das Rauschen der AERA2 Elektronik ist hierbei etwas geringer als das der AERA1 Elektronik. Vermutlich liegt dies an den geringeren Störemissionen der DC/DC-Wandler, die in der LS-Elektronik für AERA2 verwendet wurden. Zudem ist im Vergleich zu AERA1 die Masseanbindung der ADCs so verändert worden, dass sie weniger anfällig gegen elektromagnetische Einstreuungen sind. Die Einstreuungen durch DC/DC-Wandler in der AERA1 LS-Elektronik sind zudem beim Vergleich der ADC-Histogramme mit den Gauß-Fits zu erkennen. An den Ausläufern der Gauß-Verteilung zeigen die Histogramme mehr Einträge, als gemäß der Gauß-Verteilung zu erwarten wären. Eine detaillierte Untersuchung der ADC-Werte im Zeitbereich zeigte, dass es sich dabei um einzelne Pulse handelt, die vermutlich von Schaltvorgängen der DC/DC-Wandler verursacht werden. Insgesamt schädigen diese Pulse das Messsignal nicht wesentlich, da sie nur sehr selten vorkommen und im praktischen Betrieb vom galaktischen Rauschen überdeckt werden. Die Histogramme der ADCs in der AERA2-Elektronik lassen sich dagegen sehr gut mit einer Gauß-Verteilung beschreiben. Transiente Einstreuungen können damit ausgeschlossen werden.

6.7.4. Temperaturdrift

Die Elektronikboxen der Antennenstationen, in denen die LS-Elektronik und die Filterverstärker untergebracht sind, bieten praktisch keine thermische Isolation gegenüber der Außentemperatur. Bei der Messung von Radiosignalen sind daher auch Schwankungen des Frequenzganges aufgrund von Temperatureinflüssen zu erwarten und zu berücksichtigen.

Temperaturdrift des Frequenzganges

Um zu ermitteln, wie groß diese Abweichungen sind, wurden je ein Filterverstärker von AERA1 und AERA2 in einer Klimakammer getestet. Dabei wurde die Vorwärtsverstärkung S_{21} bei verschiedenen Temperaturen im Bereich von -35 °C bis $+65\text{ °C}$ gemessen. Bei beiden Filterverstärkern ist eine Temperaturabhängigkeit der Vorwärtsverstärkung zu erkennen. Besonders hoch ist sie bei den AERA1-Filterverstärkern, s. Abb. 6.23 (links). Sie wird vor allem von der Temperaturdrift der aktiven Bauelemente hervorgerufen. Von den eingesetzten Induktivitäten ist dagegen keine Drift zu erwarten. Die verbauten Kapazitäten wurden aus der Toleranzklasse NPO ausgewählt, also mit der niedrigsten erhältlichen Temperaturdrift von $0 \pm 30\text{ ppm/°C}$.

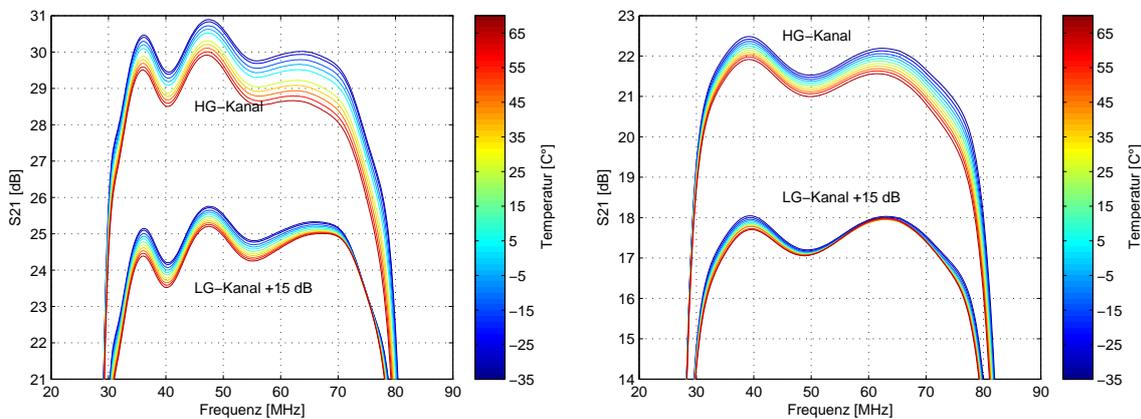


Abbildung 6.23: Temperaturabhängigkeit des Frequenzganges. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Messwerte der LG-Kanäle um 15 dB nach oben verschoben. Links: AERA1-Filterverstärker. Rechts: AERA2-Filterverstärker.

Einen Beitrag zu dieser Drift liefert auch der Zwischenverstärker. Die hier verwendete Darlington-Schaltung zeigt eine für Transistorschaltungen ohne Temperaturkompensation typische Temperaturabhängigkeit. Sie ist im LG-Kanal gut zu sehen, in dem die Temperaturdrift des ausgangsseitigen OPVs vernachlässigbar ist. Einen weiteren Beitrag liefern die OPVs am Ausgang des HG-Kanals. Dies verwundert zunächst, da die OPVs als nichtinvertierende Verstärker mit Gegenkopplung arbeiten, wodurch die Spannungsverstärkung durch Widerstandswerte festgelegt ist. Die Widerstände besitzen nur eine geringe Temperaturdrift. Hinzu kommt aber, dass die OPVs des HG-Kanals auf eine vergleichsweise hohe Spannungsverstärkung von 22 dB eingestellt sind. Dies ist bereits nahe an der Geradeausverstärkung der OPVs von etwa 24 dB bei 80 MHz [133]. Die Verstärkung wird nur dann alleine durch die Widerstandswerte festgelegt, wenn die Geradeausverstärkung viel größer ist als die eingestellte Spannungsverstärkung. Eine solche Näherung trifft hier nicht mehr zu, die Spannungsverstärkung hängt zusätzlich auch von der Geradeausverstärkung ab. Die wiederum verringert sich hin zu höheren Temperaturen, so dass sich die Spannungsverstärkung des OPVs und damit die Vorwärtsverstärkung des HG-Kanals verringert. Entsprechend ist die Temperaturabhän-

gigkeit des LG-Kanals geringer, da die Geradeausverstärkung bedeutend größer als die eingestellte Spannungsverstärkung der OPVs ist.

Bei den AERA2 Filterverstärkern ist die Geradeausverstärkung im HG-Kanal mit etwa 33 dB bei 80 MHz [135] schon deutlich größer als die mittels des Gegenkopplungsnetzwerks eingestellte Spannungsverstärkung von 20 dB. Die Temperaturabhängigkeit ist daher geringer, s. Abb. 6.23 (rechts). Zudem entfällt die Temperaturdrift der Darlington-Schaltung des Zwischenverstärkers, wo nun ein OPV gleichen Typs wie im HG-Kanal, jedoch mit geringer Spannungsverstärkung, verwendet wird. Entsprechend ist im LG-Kanal nur eine geringe Drift zu sehen.

In allen Fällen verändert sich nur die Vorwärtsverstärkung mit der Temperatur, die Form des Frequenzgangs bleibt dagegen nahezu konstant. Die Drift hängt zudem in guter Näherung linear von der Temperatur ab. Es ist daher naheliegend, die Drift der Vorwärtsverstärkung durch einen einfachen linearen Zusammenhang darzustellen. Tabelle 6.3 zeigt die berechneten Korrekturfaktoren für die Drift der Vorwärtsverstärkung gemittelt im Bereich von 35 MHz bis 75 MHz.

	AERA1	AERA2
HG-Kanal	$-1.23 \pm 0.016 \text{ dB}/100^\circ\text{C}$	$-0.60 \pm 0.003 \text{ dB}/100^\circ\text{C}$
LG-Kanal	$-0.51 \pm 0.011 \text{ dB}/100^\circ\text{C}$	$-0.12 \pm 0.016 \text{ dB}/100^\circ\text{C}$

Tabelle 6.3: Korrekturfaktoren für die Temperaturdrift der Vorwärtsverstärkung in den HG- und LG-Kanälen der AERA1- und AERA2-Filterverstärker.

Korrelation mit Temperatursensoren

Der AERA2-Filterverstärker befindet sich im Inneren der LS-Elektronik, deren Innentemperatur von zwei Sensoren überwacht wird. Einer davon befindet sich in der Nähe des Filterverstärkers, so dass seine Messwerte eine Korrektur der Temperaturdrift ermöglichen. Um dies zu überprüfen und die Temperaturdrift der ADCs miteinzubeziehen, wurden Pulse von einem Signalgenerator in eine AERA2-LS-Elektronik eingespeist, während sie sich in einer Klimakammer befand. Dabei wurde ein Temperaturprofil von $+60^\circ\text{C}$ bis -20°C durchfahren, und Pulshöhen und die Messwerte des Temperatursensors aufgezeichnet. Abbildung 6.24 zeigt die erhaltenen Messpunkte.

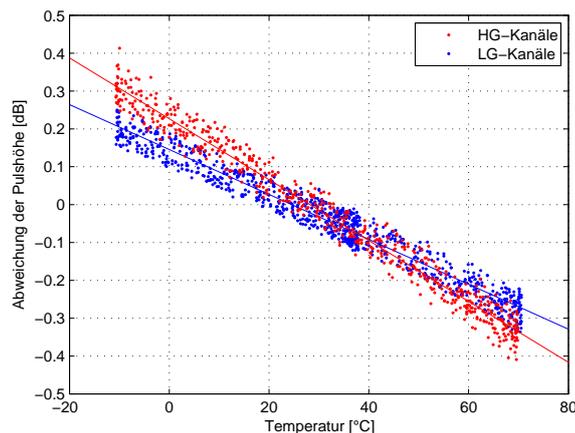


Abbildung 6.24: Pulshöhen gemessen von den ADCs der LS-Elektronik von AERA2 über der von einem internen Sensor ermittelten Temperatur.

Sie lassen sich ebenfalls durch einen linearen Zusammenhang gut beschreiben. Die ermittelten Proportionalitätsfaktoren betragen $-0.80 \pm 0.01 \text{ dB}/100^\circ\text{C}$ im HG-Kanal und $-0.59 \pm$

0.01 dB/100 °C im LG-Kanal. Diese Werte sind etwas größer als die in Tab. 6.3 genannten Werte. Das liegt vermutlich daran, dass in dieser Messung auch die zusätzliche Temperaturdrift der ADCs mit einfließt, die im Datenblatt [118] mit 0.18 dB/100 °C spezifiziert ist. Im Normalbetrieb im AERA-Feld zeichnet die LS-Elektronik die Messwerte der Temperatursensoren ständig auf und versendet sie als Zusatzinformation bei jedem erfassten Schauerereignis. Dies ermöglicht eine nachträgliche Korrektur der Pulshöhen bei der physikalischen Datenanalyse.

6.7.5. ADC-Kalibrierung

Nachdem die S-Parameter jedes AERA2-Filterverstärkers gemessen waren, wurden die Filterverstärker in die LS-Elektroniken eingebaut. Um eine Gesamtkalibrierung dieses Systems zu erhalten, wurden beide Komponenten nochmals im Verbund kalibriert. Sämtliche Kalibrierungskonstanten und S-Parameter wurden danach der Datenanalysegruppe von AERA übergeben, damit sie zur nachträglichen Korrektur der ADC-Messungen verwendet werden können. Zur Kalibrierung wurden Pulse mit ≈ 4 ns Breite in den Filterverstärker eingespeist und mit den ADCs der LS-Elektronik aufgenommen. Die Pulshöhe betrug etwa 70 mV bei der Kalibrierung des HG-Kanals sowie 700 mV beim LG-Kanal. Neben der eigentlichen Kalibrierung wurden die Eingangspulse auch mit einem Oszilloskop aufgezeichnet, so dass die Eingangspulsform genau bekannt war.

Die bei den ADC-Messungen zu erwartende Pulsform $u(t)_{erw}$ (Abb. 6.25, rechts) kann dann aus einer Faltung der Eingangspulsform $u(t)_{ein}$ (Abb. 6.25, links) mit der Pulsantwort $\mathcal{F}^{-1}(S_{21})(t)$ des jeweiligen Filterverstärkerkanals berechnet werden:

$$u(t)_{erw} = \int_0^{\infty} u(\tau)_{ein} \cdot \mathcal{F}^{-1}(S_{21})(t - \tau) d\tau . \quad (6.13)$$

Die Pulshöhe wurde für beide Signalverläufe als Maximum der Hilbert-Einhüllenden bestimmt. Aus dem Verhältnis von gemessener Pulshöhe $max(A_{mess}(t))$ zu erwarteter Pulshöhe $max(u_{erw}(t))$ ergibt sich eine Kalibrierungskonstante $C = max(A_{mess}(t))/max(u_{erw}(t))$ [Zähler/Volt] für die Spannungsempfindlichkeit der ADCs.

Vorteil der Methode ist, dass eine einzige Kalibrierungskonstante ausreicht, um sowohl die Impedanzanpassung zwischen Filterverstärker und LS-Elektronik als auch die ADC-Empfindlichkeit zu beschreiben. Der Frequenz- und Phasengang ist dagegen durch die Messung von S_{21} hinreichend bekannt. Wie der Vergleich der Pulsformen in Abb. 6.25 (rechts) zeigt, stimmen die aus S_{21} berechneten und gemessenen Pulsformen gut überein.

Abbildung 6.26 (rechts) zeigt die bei der Kalibrierung gemessenen Pulshöhen der Filterverstärker in Rohform, noch ohne jegliche Korrektur durch Kalibrierungsdaten. Das Histogramm enthält nur die Messungen von LS-Elektroniken ab Seriennummer⁹ 22. Die Unterschiede zwischen den Mittelwerten der HG- und LG-Kanäle erklären sich durch die unterschiedlichen Verstärkungen dieser Kanäle von ≈ 22 dB bzw. ≈ 3.5 dB. Sie sind nicht wie die Amplituden der Eingangspulse, exakt um 20 dB verschieden. Daher erscheinen die Pulse mit 700 mV Amplitude im LG-Kanal etwas höher als die Pulse mit 70 mV Amplitude im HG-Kanal. Mit etwa 1.4 % Standardabweichung ist die Serienabweichung bereits sehr gering. Für die Echtzeitsignalverarbeitung in den Stationen hat das den Vorteil, dass die Stationen nicht mit individuellen, angepassten Trigger- und Datenaufnahmeeinstellungen betrieben werden müssen. Abgesehen von Kalibrierunsicherheiten aufgrund der von Umweltbedingungen abhängigen Antennencharakteristik, ist davon auszugehen, dass sich die Signalpfade aller Stationen nahezu gleich verhalten.

⁹Einheiten der Seriennummern 1 – 21 wurden mit Pulsen von 100 mV bzw. 1000 mV getestet, was aufgrund des nichtlinearen Verhaltens des LG-Kanals zu erhöhter Kalibrierunsicherheit führte. Bei der Berechnung der Kalibrierungskonstanten wurde dies nachträglich korrigiert.

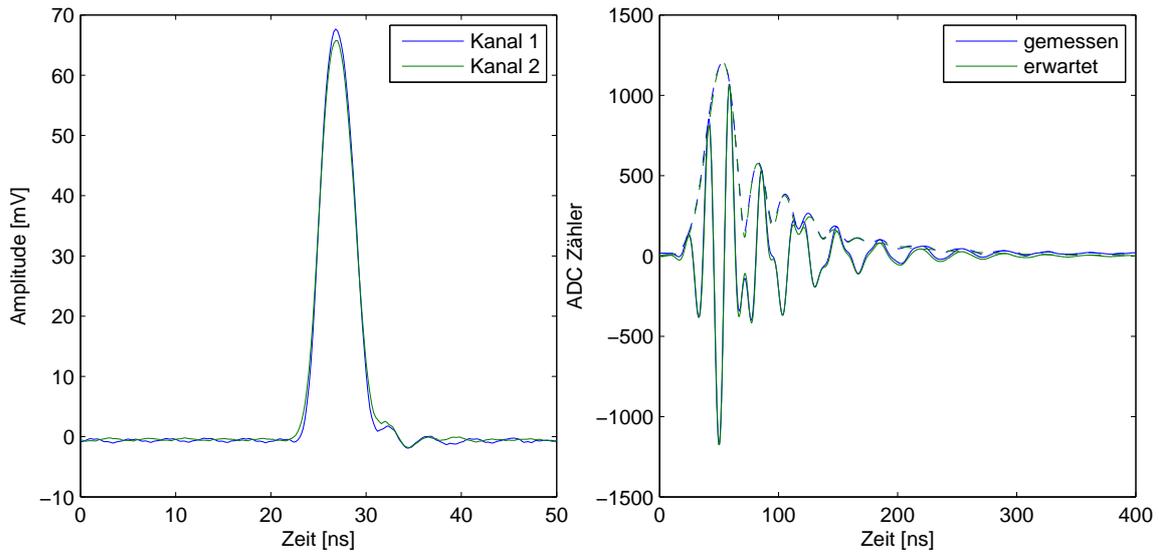


Abbildung 6.25: Mit einem Oszilloskop gemessene Pulsformen von beiden Kanälen des Signalgenerators (links). Durch Faltung eines Pulses vom Signalgenerator mit $\mathcal{F}^{-1}(S_{21})(t)$ erwartete Pulsform im Vergleich mit von den ADCs der LS-Elektronik gemessenen Pulsform. Zusätzlich sind die Hilbert-Einhüllenden des jeweiligen Signals gestrichelt eingezeichnet (rechts).

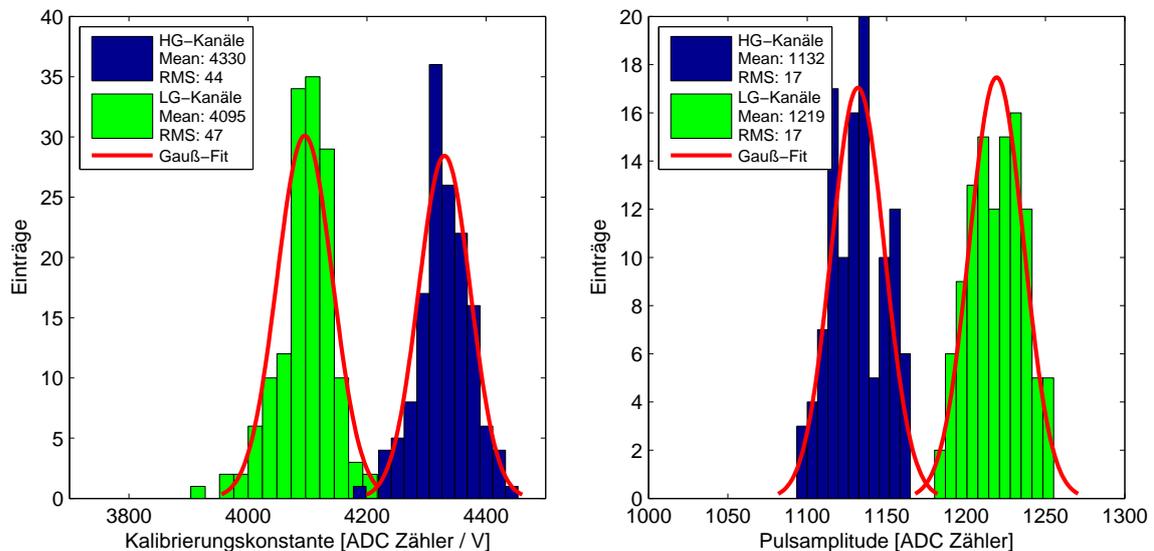


Abbildung 6.26: Histogramme der Kalibrierungskonstanten für die HG- und LG-Kanäle in den LS-Elektroniken für AERA2 (links). Histogramme der unkorrigierten Pulshöhen in den HG- und LG-Kanälen. Nur die AERA2-LS-Elektroniken ab Seriennummer 22 sind mit einbezogen (rechts).

Abbildung 6.26 (links) zeigt die Serienstreuung der berechneten Kalibrierungskonstanten aller getesteten Filterverstärker. Prinzipiell sollte die Konstante im Normalbetrieb der ADCs 4096 [Zähler/Volt] betragen. Auffällig ist jedoch die systematische Abweichung der Konstanten zwischen den HG- und den LG-Kanälen. Die Unterschiede kommen durch die verschiedenen OPVs an den Ausgängen des Filterverstärkers zustande. Ihre Ausgangsimpedanzen weisen geringe systema-

tische Abweichungen voneinander auf, die sich in verschiedenen Übertragungsfaktoren zwischen Filterverstärkerausgang und ADC-Eingängen äußern. Mit etwa 1.0 % Standardabweichung im HG- bzw. 1.1 % im LG-Kanal streuen die Kalibrierungskonstanten etwas weniger als die Amplituden der Pulsmessungen, weil die Übertragungsfunktion der Filter hier bereits mit einbezogen ist.

Eine Ursache für die Streuung der Kalibrierungskonstanten sind Serienstreuungen der ADCs sowie der Bauteile in der Eingangsbeschaltung der ADCs. Die Reproduzierbarkeit der Messung liegt bei etwa 0.7 %. Begrenzende Faktoren sind dabei das Rauschen des Filterverstärkers, der ADCs und vor allem des Funktionsgenerators. Die größte Fehlerquelle ist jedoch die systematische Unsicherheit der Eingangspulsform $u(t)_{ein}$. Der Hersteller des Oszilloskops (Typ 104Xi-A von Teledyne LeCroy™) gibt für die Spannungsmessung eine Genauigkeit von $\pm 1\%$ an.

6.8. Verhalten im AERA-Feld

Nach der Kalibrierung wurden alle produzierten Filterverstärker bis auf einige Reserveeinheiten in Stationen von AERA verbaut. Abbildung 6.27 zeigt beispielhaft die im AERA-Feld mit den LS-Elektroniken aufgenommene Spektren des Untergrundrauschens, überlagert aus Messungen mehrerer Stationen von AERA1 (links) und AERA2 (rechts). Im Vergleich zum Untergrund am KIT in Abb. 6.13 (rechts) sind sehr viel weniger diskrete Linien zu sehen.

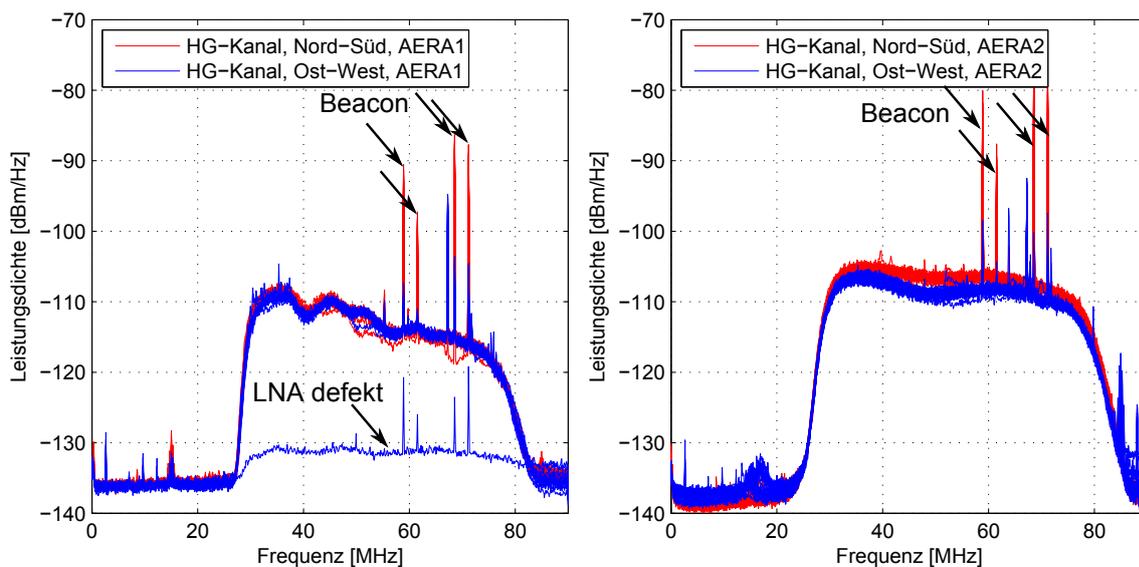


Abbildung 6.27: Aus Untergrunddaten der AERA-Stationen berechnete Rauschleistungsdichten. Messungen von defekten Stationen und Stationen mit hohem Untergrund sind bis auf eine Ausnahme nicht dargestellt. Links: AERA1-Stationen. Rechts: AERA2-Stationen.

Die vier besonders hohen Linien sind das sogenannte Beacon-Signal. Es wird von einem Sender am rund 5 km entfernten FD Standort Coihueco mit Nord-Süd-Polarisation erzeugt und dient als Referenzsignal zur Verbesserung der Zeitauflösung bei der Schauerrekonstruktion [91, 114]. Die Linie bei etwa 67.4 MHz konnte auf einen Rundfunkträger aus Richtung der Stadt Malargüe zurückgeführt werden [142]. Bei den AERA1-Stationen ist zudem ein einzelnes Spektrum zu sehen, das 15 – 20 dB niedriger liegt als die übrigen Spektren. Es stammt von Station Nr. 13, bei der gerade einer der LNAs defekt war. Dies ist ein häufiger Fehlerfall, den man an seinem charakteristischen Spektrum erkennen

kann. Im Spektrum ist dann nur die Rauschleistung des Filterverstärkers und das Beacon-Signal zu sehen, das den LNA noch passiert ohne jedoch verstärkt zu werden.

In den Spektren der AERA2-Stationen ist das Beacon-Signal etwas höher. Das liegt vermutlich am geringeren Abstand zwischen den AERA2-Stationen und Coihueco und an der Richtcharakteristik der Butterfly-Antenne, die eine höhere Sensitivität bei flachen Einfallrichtungen hat, vgl. Abb. 4.9 (links). Auch das hauptsächlich vom galaktischen Rauschen verursachte Grundniveau des Spektrums ist hier etwas höher. Bei den AERA1-Stationen ist eine höhere Welligkeit im Nutzband zu sehen als bei den AERA2-Stationen. Dies hat mehrere Gründe. Zunächst zeigt der Frequenzgang der Small Black Spider (SBS)-Antenne eine höhere Welligkeit (vgl. Abb. 4.9, rechts), aber auch die AERA1-Filterverstärker haben eine höhere Welligkeit. Hinzu kommen die Einflüsse durch Reflektionen zwischen Filterverstärker und LNA, die ebenfalls zur Welligkeit des Frequenzgangs beitragen. Bei den AERA2-Stationen ist dagegen keinerlei Welligkeit zu erkennen. Ursachen dafür sind der glatte Frequenzgang der Butterfly-Antenne und die niedrigere Welligkeit im Frequenzgang der AERA2-Filterverstärker. Außerdem unterdrücken das am Filterverstärkereingang hinzugefügte Dämpfungsglied (vgl. Abb. 6.11) und der niedrige Ausgangsreflektionsfaktor des Butterfly-LNAs Reflektionen zwischen LNA und Filterverstärker nahezu vollständig, was ebenfalls zu einer niedrigeren Welligkeit führt. Das Untergrundrauschen ist aufgrund der etwas höheren Vorwärtsverstärkung der gesamten Analogkette größer. Auffallend ist allerdings, dass der Untergrund in Ost-West Polarisation etwas geringer ist. Simulationen konnten zeigen, dass der asymmetrische Aufbau der AERA2-Stationen (vgl. Abb. 5.3) die Antennenrichtcharakteristiken der beiden Kanäle auf verschiedene Weise beeinflusst [143]. Entsprechend erscheint der Rauschuntergrund unterschiedlich groß.

7. SALLA und Filterverstärker für Tunka-Rex

Die Small Aperiodic Loaded Loop Antenna (SALLA) und ein zugehöriger LNA wurden zunächst in [81] als ein alternativer Antennentyp für AERA entwickelt. Als problematisch stellte sich jedoch der geringe Wirkungsgrad der SALLA heraus, die nur einen kleinen Teil der empfangenen Signalleistung (vgl. Abschnitt 4.3.2) am Antennenfußpunkt zur Verfügung stellt. Der anfangs eingesetzte LNA, der die Antennensignale für die weitere Verarbeitung vorverstärkt, hatte zudem ein relativ hohes Eigenrauschen, wodurch die Sensitivität weiter verringert wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein verbesserter LNA entwickelt, mit dem Ziel die Sensitivität der SALLA durch Verwendung rauscharmer Bauelemente zu erhöhen. Aufgrund des höheren Wirkungsgrads (vgl. Abschnitt 4.3) und des höheren SNRs gab die AERA-Gruppe bei der Wahl geeigneter Antennentypen allerdings der Butterfly- bzw. der SBS-Antenne den Vorzug.

Später entschied sich jedoch die Tunka-REX Kollaboration dafür, die SALLA wegen ihrer preiswerten Konstruktion und ihrer Unabhängigkeit von den elektrischen Eigenschaften des Erdbodens zum Empfang von Radiopulsen kosmischer Teilchenschauer zu verwenden. Das Funktionsprinzip der analogen Aufnahmekette ist das gleiche wie bei AERA, s. Abb. 7.1. Zuerst wandelt eine SALLA die elektrische Feldstärke eines Radiosignals in ein leitungsgebundenes elektrisches Signal um, das von einem LNA vorverstärkt wird. Da auch bei Tunka-REX Radioträger im Kurzwellen- und VHF-Band Störungen verursachen, muss das Ausgangssignal des LNAs auch hier mittels eines Bandpassfilters aufbereitet werden. Es war daher nahe liegend, den für AERA2 entwickelten Filterverstärker für Tunka-REX in angepasster Form weiter zu verwenden.



Abbildung 7.1: Analoge Signalkette von Tunka-REX.

Das Ausgangssignal des Filterverstärkers gelangt zur „Cluster-DAQ“ Elektronik (vgl. Abschnitt 5.2), die das Signal mittels ADCs mit einer Abtastrate von 200 MS/s aufnimmt. Neben Filterverstärkern benötigte Tunka-Rex auch die verbesserten LNAs, die das Signal der SALLA ausreichend vorverstärken. In der ersten Ausbaustufe von Tunka-Rex sollten insgesamt 20 Antennenstationen mit dieser Elektronik ausgerüstet werden. Das folgende Kapitel zeigt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Entwicklung und die Fertigung der Empfangselektronik für Tunka-REX, insbesondere des LNAs.

7.1. Anforderungen an den LNA

7.1.1. Effektive Rauschtemperatur

Das galaktische Rauschen bildet die untere Grenze für die Nachweisschwelle von Radiopulsen kosmischer Teilchenschauer. Empfangssysteme, die das galaktische Rauschen mit großem Abstand zum

selbst erzeugten Systemrauschen aufnehmen, arbeiten natürlicherweise bei maximaler Nachweisefizienz. Die vom galaktischen Rauschen hervorgerufene Antennenrauschtemperatur lässt sich bei Antennen mit großem Öffnungswinkel mit einer in [144] ermittelten Näherungsformel abschätzen. Sie gibt zunächst die Strahlungsdichte I_{gal} des galaktischen Rauschens bei einer Frequenz f in Einheiten von $Wm^{-2}Hz^{-1}sr^{-1}$ an:

$$I_{gal} = I_g f^{-0.52} \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} + I_{eg} f^{-0.8} \exp(-\tau) , \quad (7.1)$$

$$\text{mit } I_g = 2.48 \cdot 10^{-20}, I_{eg} = 1.06 \cdot 10^{-20}, \tau = 5.0 \cdot f^{-2.1} . \quad (7.2)$$

Bei Frequenzen im MHz-Bereich ergibt sich die Rauschtemperatur T_{gal} einer verlustfreien Antenne aus I_{gal} mit dem Rayleigh-Jeans'schen Strahlungsgesetz:

$$T_{gal} = \frac{I_{gal} c^2}{2k_B f^2} . \quad (7.3)$$

Darin entspricht c der Lichtgeschwindigkeit und k_B der Boltzmann-Konstante. Der Faktor $1/2$ rührt daher, dass die Antenne die einfallende Leistung nur in einer Polarisationsrichtung empfangen kann. Durch den geringen Wirkungsgrad η_{SA} der SALLA geht jedoch ein Großteil des galaktischen Rauschens durch Verluste am Terminierungswiderstand am unteren Ende der Antenne verloren (vgl. Abb. 4.8). Die vom galaktischen Rauschen an der SALLA hervorgerufene Rauschtemperatur $T_{SA,gal}$ ergibt sich zu $T_{SA,gal} = T_{gal} \cdot \eta_{SA}$. Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf der so errechneten Rauschtemperaturen. Die Werte von η_{SA} wurden mit dem Simulationprogramm EZNEC [145, 146] für die SALLA bei realistischen Bodenbedingungen simuliert. $T_{SA,gal}$ bewegt sich innerhalb der Nutzbandbreite von 30 – 80 MHz demnach zwischen Werten von 235 K und 490 K. Zu beachten ist, dass der Terminierungswiderstand ebenfalls eine Rauschleistung am Antennenfußpunkt mit der Temperatur $T_{SA,R}$ erzeugt.

Dieser Beitrag kann folgendermaßen abgeschätzt werden: Nach dem Reziprozitätsprinzip für Antennen wird bei einer SALLA im Sendebetrieb mit der Sendeleistung P_s die Leistung $(1 - \eta) \cdot P_s$ im Terminierungswiderstand dissipiert. Für den Empfangsbetrieb heißt das, dass der Eingang des LNAs und der Widerstand sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Am LNA-Eingang erscheint dann neben dem galaktischen Rauschen zusätzlich das Rauschen des Widerstands mit einer Temperatur von etwa $T_{SA,R} = 290 \text{ K} \cdot (1 - \eta)$. Diese Abschätzung stellt allerdings nur eine Obergrenze dar, da der Widerstand seine Rauschleistung aufgrund von Fehlanpassung nicht vollständig an den LNA-Eingang abgibt. Der Verlauf von $T_{SA,R}$ ist ebenfalls in Abb. 7.2 zu sehen. Sein minimaler Wert beträgt, ähnlich dem galaktischen Rauschen, 216 K bei 80 MHz. Für die Entwicklung des LNAs wurde daher angestrebt, eine effektive Rauschtemperatur kleiner 200 K zu erreichen. Zusätzlicher Aufwand für eine weitere Verringerung der effektiven Rauschtemperatur aufzuwenden, würde angesichts des vom Terminierungswiderstand ohnehin erzeugten Rauschens keinen großen Nutzen ergeben.

7.1.2. Linearität

In einer früheren Version des LNAs von O. Krömer diente ein 30 – 80 MHz Bandpassfilter zwischen Antennenfußpunkt und LNA-Eingang dazu, Radioträger aus dem VHF-Band II und dem Kurzwellenband zu unterdrücken [147]. Dies verhinderte, dass der LNA durch die hohen Leistungen der Radioträger Intermodulationsprodukte innerhalb des Nutzbandes erzeugte. Jedoch schwächte der Bandpassfilter auch das Antennensignal um etwa 2 dB ab, wodurch sich die effektive Rauschtemperatur des LNAs erhöhte. Damit dieser Filter wegfallen kann, musste der zu entwickelnde LNA

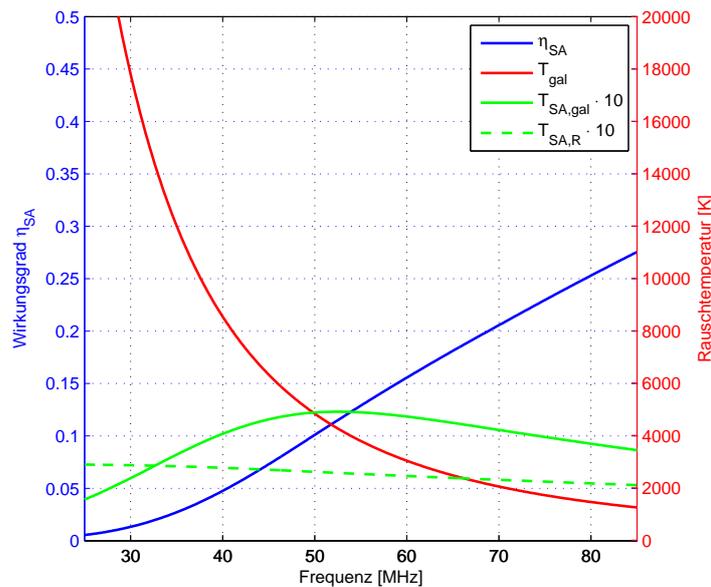


Abbildung 7.2: Wirkungsgrad η_{SA} der SALLA sowie die galaktische Rauschtemperatur an einer verlustfreien Antenne T_{gal} und an der SALLA $T_{SA,gal}$. $T_{SA,R}$ entspricht dem Beitrag des Terminierungswiderstands an der Antennenrauschtemperatur. Zur besseren Vergleichbarkeit sind $T_{SA,gal}$ und $T_{SA,R}$ um einen Faktor 10 vergrößert dargestellt.

einen großen, linearen Aussteuerungsbereich besitzen, so dass trotz hoher Trägerleistungen keine Intermodulationsprodukte erzeugt werden. Der Bandpassfilter der Vorgängerversion des LNAs hatte außerhalb des Nutzbandes eine Sperrdämpfung von 10 – 20 dB. Zur Beschreibung der Linearität gibt das Datenblatt des verwendeten Verstärker-MMICs vom Typ BGA420 von Infineon Tech. AG [130] einen ausgangsseitigen Intercept-Punkt dritter Ordnung (OIP3)¹ von 15 dBm an. Aufgrund des fehlenden Bandpassfilters sollte der OIP3 des neuen LNAs daher etwa 10 – 20 dB größer sein.

7.2. Wahl der Bauelemente

Als signalverstärkendes Bauelement kommen zunächst verschiedene Typen von Bauelementen in Frage. Aufgrund ihrer hohen Linearität geeignet wären prinzipiell OPVs wie der in Kap. 6 verwendete LMH6629. Jedoch beträgt selbst bei diesem, einem der rauschärmsten OPVs auf dem Halbleitermarkt, die minimale Rauschzahl 4 dB [135].

Eine andere Möglichkeit ist der diskrete Aufbau mit Einzeltransistoren, z.B. als Verstärker in Emitterschaltung mit Gegenkopplung und zusätzlichem Stromspiegel zur Arbeitspunktstabilisierung. Damit lassen sich niedrige Rauschzahlen im Bereich von 1 – 2 dB erreichen. Eine Anpassung an die Fusspunktimpedanz der SALLA ist durch geeignete Beschaltung über weite Bereiche möglich. Jedoch ist diese Vorgehensweise vergleichsweise aufwändig, da viele freie Parameter bei der Abstimmung existieren.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung von in MMICs implementierten Verstärkern. Rauscharme Typen sind von Herstellern wie Avago-TechnologiesTM, CREETM oder TriquintTM in vielen verschiedenen Variationen bzgl. Linearität, S-Parametern und Rauschzahlen erhältlich. Sie

¹Der OIP3 ist der gedachte Punkt, an dem bei zunehmender Aussteuerung die linear extrapolierte Ausgangsleistungen der IM3 genauso groß werden wie die der Grundtöne, für Details s. [148] und [149].

implementieren Verstärkerschaltungen z.B. als einfache Sourceschaltungen mit zusätzlichen Anpassungsschaltungen und Schaltungen zur Arbeitspunktregelung. Genauso sind aber auch komplexere MMICs erhältlich welche z.B. ganze Travelling Wave Distributed Amplifiers (TWDAs) enthalten. Bestimmte Bedingungen wie Eingangs-/Ausgangs impedanzen bzw. die entsprechenden S-Parameter sind dadurch allerdings herstellerseitig festgelegt. Eine nachträgliche Anpassung der Parameter durch äußere Beschaltung ist nur in begrenztem Umfang praktikabel. Anstatt also eine diskrete Transistorschaltung mittels zusätzlicher Beschaltung an die Gegebenheiten der SALLA anzupassen, muss bei der Verwendung von MMICs ein Bauelement mit möglichst passenden Eigenschaften gesucht werden.

Eigenschaften des MGA-62563

Um die Komplexität und damit den Entwicklungs- und Fertigungsaufwand des LNAs möglichst gering zu halten, wurde für ein MMIC vom Typ MGA-62563 von Avago-TechnologiesTM entschieden, das sich besonders für den LNA eignete. Das MMIC wurde bereits in den Diamant-Strahlmonitoren (BCM) des ATLAS-Experiments als rauscharmer Breitbandverstärker eingesetzt [150]. Die Verstärkung erfolgt dabei durch einen High-Electron-Mobility-Transistor (HEMT) [151] in Sourceschaltung mit Spannungsgegenkopplung. Ein solcher HEMT funktioniert ähnlich einem MOSFET, jedoch bewegen sich die Elektronen zwischen Drain und Source Anschluss beim HEMT in einem 2D-Elektronengas [152]. Das 2D-Elektronengas wird außerhalb der Donatorregion gebildet, so dass die Elektronen nicht mehr an Donatorzentren streuen können. HEMTs bringen dadurch verschiedene Vorteile mit sich. Sie besitzen mit $6200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei Raumtemperatur [151] eine viel höhere Ladungsträgermobilität als z.B. die Elektronen in Silizium mit $1380 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ [153]. Daher sind die HF-Eigenschaften eines HEMTs weitaus besser als die gewöhnlicher auf Silizium basierenden Transistoren. Da die Elektronen nicht mehr an Donatorzentren gestreut werden, sinkt auch das durch Streuprozesse hervorgerufene Rauschen. Damit sind HEMTs besonders zur Entwicklung rauscharmer HF-Verstärker geeignet.

Auch das Datenblatt des MGA-62563 [154] gibt bei einer Frequenz von 100 MHz eine sehr niedrige Rauschzahl von etwa 1.2 dB entsprechend einer effektiven Rauschtemperatur von $T_{eff} \approx 92 \text{ K}$ an². Diese Zahl gilt jedoch nur für eine Quellimpedanz von 50Ω . Da die Fußpunktimpedanz der SALLA sich frequenzabhängig ändert und von 50Ω abweicht, muss die Rauschzahl allgemeiner betrachtet werden. Einen allgemeine Formel für die Rauschzahl $F(f)$, welche die Quellimpedanz bzw. den Reflektionsfaktor der Quelle $r_{SA}(f)$ mit einbezieht, liefert Gl. 7.4, Herleitung s. [155].

$$F(f) = F_{min}(f) + 4r_{eq}(f) \cdot \frac{|r_{SA}(f) - r_{N,opt}(f)|^2}{(1 - |r_{SA}(f)|^2)|1 + r_{N,opt}(f)|^2} \quad (7.4)$$

Zur Beschreibung des Rauschens ihrer Bauelemente geben Halbleiterhersteller üblicherweise die Werte von $r_{N,opt}(f)$, $r_{eq}(f)$ sowie $F_{min}(f)$ in Datenblättern oder Simulationsmodellen an. $r_{N,opt}(f)$ ist darin der Quellreflektionsfaktor, bei dem die Rauschzahl $F(f)$ gleich der minimalen Rauschzahl F_{min} wird. Der normierte Rauschwiderstand $r_{eq}(f)$ ist ein Maß dafür, wie stark sich die Rauschzahl erhöht, wenn sich $r_{SA}(f)$ von $r_{N,opt}(f)$ entfernt. Von den recherchierten Bauelementen zeigte der MGA-62563 eine besonders geringes $r_{eq}(f)$. Das heißt, er reagiert nur mit einer geringen Erhöhung der Rauschzahl auf eine Fehlanpassung des Quellreflektionsfaktors. Abbildung 7.3 veranschaulicht die Zusammenhänge.

Die gezeigten Rauschkreise entsprechen den Quellreflektionsfaktoren, bei denen die Rauschzahl gerade 1 dB bzw. 2 dB beträgt. Sie wurden aus Herstellerangaben für die Rauschparameter berech-

²Alle im folgenden genannten Parameter beziehen sich auf einen Arbeitspunkt des MGA-62563 von 3 V, 60 mA Biasspannung bzw. -strom.

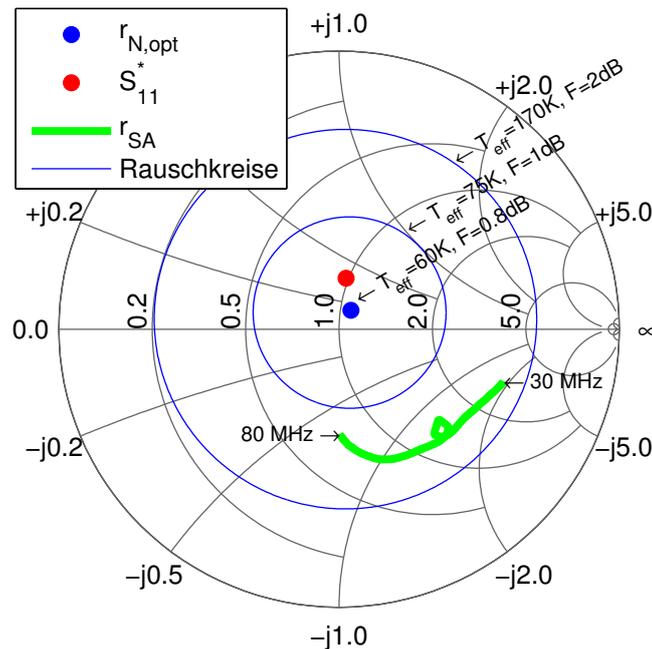


Abbildung 7.3: Reflektionsfaktor r_{SA} der SALLA zwischen 30 und 80 MHz sowie S_{11}^* des MGA-62563 bei 100 MHz laut Datenblatt [154]. Die Rauschkreise entsprechen Rauschzahlen von 1 bzw. 2 dB, die T_{eff} geben die entsprechenden effektiven Rauschtemperaturen an.

net. Diese Angaben waren jedoch nur in Frequenzschritten von 500 MHz verfügbar, weshalb die gezeigten Rauschkreise nur Näherungen an das Verhalten im Frequenzbereich von 30 – 80 MHz darstellen. Dennoch ist eine solche Betrachtung hilfreich, da auf diese Weise für die SALLA ungeeignete MMICs ausgeschlossen werden konnten.

Durch den geringen Wert des normierten Rauschwiderstands von $r_{eq}(f) = 0.12$ besitzen die Kreise einen vergleichsweise großen Radius. $r_{SA}(f)$ befindet sich daher im verwendeten Frequenzbereich vollständig innerhalb des 2 dB Kreises, was einer effektiven Rauschtemperatur kleiner als $T_{eff} = 170$ K entspricht. Zudem ist der komplex konjugierte Eingangsreflektionsfaktor S_{11}^* nahe an $r_{N,opt}(f)$, was bedeutet, dass mit diesem MMIC eine nahezu gleichzeitige Rausch- und Leistungsanpassung möglich ist³. $r_{SA}(f)$ verläuft im kapazitiven Bereich des Smithcharts in geringem Abstand zu $r_{N,opt}(f)$. Dadurch ist mittels weniger zusätzlicher Induktivitäten eine Anpassung in Richtung von $r_{N,opt}(f)$ möglich.

Einen weiteren Vorteil bietet der MGA-62563 bezüglich der Linearität. Er erreicht laut Datenblatt einen OIP3 von 34 dBm, was etwa 20 dB über dem OIP3 des im früheren LNA verwendeten BGA420 liegt. Zu beachten ist allerdings, dass der Biasstrom und damit auch die Leistungsaufnahme, im Vergleich zum BGA420 von 12 mA auf 60 mA steigt. Da die Datenaufnahmesysteme von Tunka-Rex nicht wie bei AERA von einer Solarstromversorgung abhängen, ist die erhöhte Stromaufnahme jedoch unproblematisch.

³Bei Leistungsanpassung gilt $r_{SA}(f) = S_{11}^*$, bei Rauschanpassung dagegen $r_{SA}(f) = r_{N,opt}(f)$.

7.3. Implementierung des LNAs

Abbildung 7.4 zeigt das Blockschaltbild des entwickelten LNAs. Die Spannungsversorgung erfolgt über eine Phantomspeisung vom Eingang des nachfolgenden Filterverstärkers aus. Die dafür nötigen Bias-T's sind der besseren Übersichtlichkeit wegen nicht dargestellt. Die Verstärkerschaltung ist unsymmetrisch aufgebaut. Am Eingang des LNAs wandelt daher ein Balun das symmetrische Antennensignal in ein unsymmetrisches für die weitere Verstärkerschaltung um. Der als Balun verwendete Transformator hat ein Impedanz-Übersetzungsverhältnis von 4:1, wodurch er die hochohmige Eingangsimpedanz der SALLA näher an die Eingangsimpedanz des LNAs im Bereich von $50\ \Omega$ anpasst (vgl. Abb. 7.3). Zusätzlich befindet sich am Mittelabgriff des Baluns ein nach Masse geschalteter,

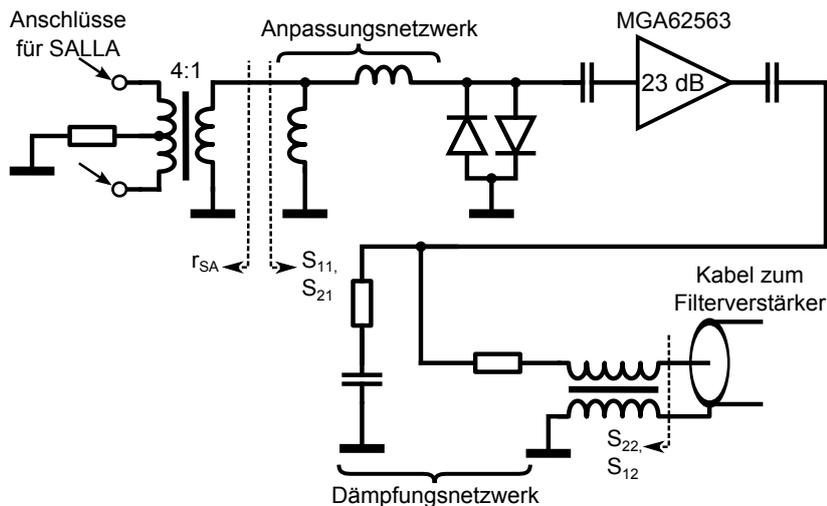


Abbildung 7.4: Blockschaltbild des LNAs. Die gestrichelten Linien deuten die Messebenen der S-Parameter und von r_{SA} an.

hochohmiger Widerstand. Er verhindert, dass der ansonsten elektrisch isolierte Metallring der SALLA sich durch Wind und Regen elektrostatisch auflädt und ein anschließender Funkenüberschlag den LNA schädigt. Die beiden Induktivitäten nach dem Transformator dienen der Impedanzanpassung zwischen SALLA und Eingang des LNAs (s. Abschnitt 7.4.1). Danach folgen zwei antiparallel gegen Masse geschaltete Dioden, die den Eingang des LNAs vor Überspannungspitzen schützen. Die Kapazitäten am Ein- und Ausgang des MGA62563 blockieren Gleichspannungsanteile, so dass äußere Spannungen den Arbeitspunkt des MMICs nicht verschieben können.

Am Ausgang des MMICs befindet sich noch ein Widerstand in Serie und ein RC-Glied parallel zum Signalpfad. Sie wurden hinzugefügt, nachdem bemerkt wurde, dass der LNA bei Quell- bzw. Lastreflektionsfaktoren mit Beträgen nahe 1 instabil werden kann und zu oszillieren beginnt (s. Abschnitt 7.4.3). Sie stabilisieren die Schaltung, indem sie den vom MMICs aus gesehenen Lastreflektionsfaktor verringern und einer entstehenden Oszillation Energie entnehmen.

Aufgrund des unsymmetrischen Aufbaus ist die Schaltung empfindlich für Gleichtaktstörungen. Das Kabel zwischen LNA und Filterverstärker kann selbst als Antenne wirken und Radiosignale in Form von sog. Mantelwellen zum LNA weiterleiten. Wie sich bei Versuchen mit Vorgängerversionen des LNAs an der BLS bei Auger zeigte, waren im Ausgangssignal des LNAs vermehrt Störungen zu sehen, wenn dieser über die mehr als 100 m langen Kabel an die Empfangselektronik in der BLS angeschlossen war. Bei direkter Messung an der Antenne über kurze Kabel verschwanden diese jedoch. Grund war vermutlich, dass Radiostörungen auf den langen Kabeln Mantelwellen erzeugten, die dann zum LNA gelangten, dort teilweise unsymmetriert und als verstärktes Signal zur Elektronik

in der BLS geleitet wurden. Der Einbau von Mantelwellensperren in Form von einfachen Leiter-schleifen in den Zuleitungskabeln milderte die Störungen ab. Aufgrund dieser Erfahrung hat der neue LNA eine stromkompensierte Drossel als Mantelwellensperre direkt am Signalausgang.

7.4. Eigenschaften des LNAs

7.4.1. Impedanzanpassung

Um den LNA bei möglichst geringer effektiver Rauschtemperatur zu betreiben, müsste der Reflektionsfaktor der SALLA r_{SA} auf den optimalen Quellenreflektionskoeffizient $r_{N,opt}$ hin optimiert werden. $r_{N,opt}$ kann messtechnisch im Gegensatz zu S_{11} jedoch nur mit großem Aufwand bestimmt werden, einige Messmethoden zeigt z.B. [155]. Da auch kein Rauschparametermessplatz zur Verfügung stand, wurde stattdessen versucht die SALLA mittels Leistungsanpassung an den LNA anzupassen. Diese Vorgehensweise ist im Allgemeinen zum Erzielen niedriger effektiver Rauschtemperaturen nicht optimal. Beim MGA-62563 bietet sich dies dennoch an, da es sich hier um den Spezialfall handelt, dass S_{11}^* und $r_{N,opt}$ nahezu an den selben Stellen im Smithchart liegen, vgl. Abb. 7.3.

Wie Abb. 7.5 (links) zeigt, liegt sowohl der Verlauf von r_{SA} als auch der von S_{11} des unangepassten LNAs bei Frequenzen von 30 MHz bis 80 MHz im kapazitiven Bereich des Smithcharts. Um die Bedingung für Leistungsanpassung, $r_{SA} \stackrel{!}{=} S_{11}^*$, besser anzunähern, befinden sich am Eingang des LNAs je eine zusätzlichen Serien- und Parallelinduktivität, s. Abb. 7.4. Die Auswirkungen dieser Maßnahme sind in Abb. 7.5 (links) zu erkennen: Durch die Anpassungsschaltung wandert S_{11} des LNAs bei hohen Frequenzen nun in den induktiven Bereich. Der durch Leistungsanpassung zusätz-

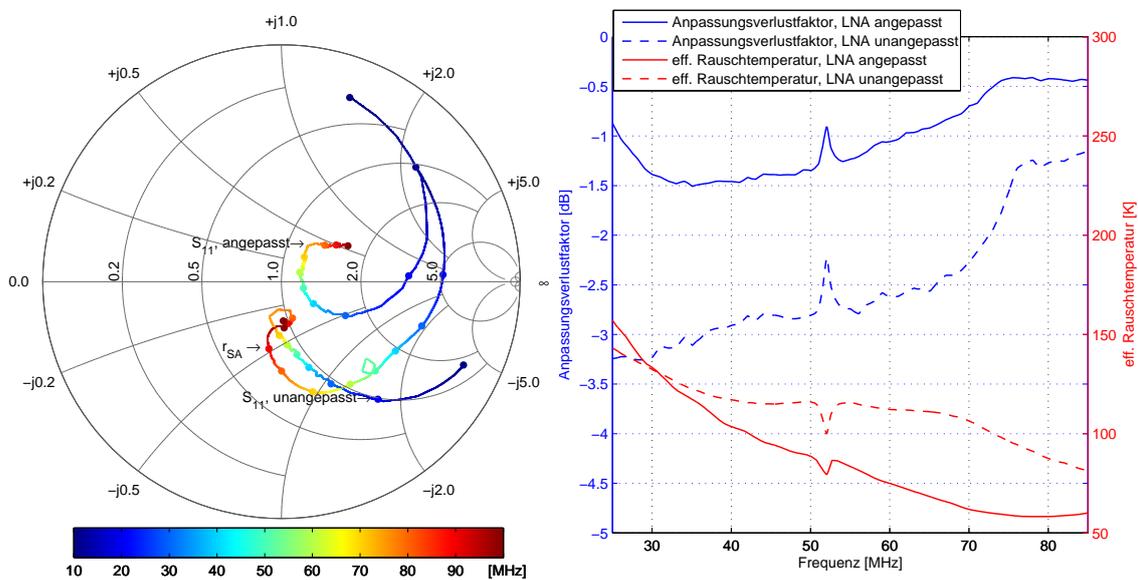


Abbildung 7.5: Smithchart mit Reflektionsfaktor der SALLA r_{SA} sowie S_{11} des LNAs mit bzw. ohne Anpassungsnetzwerk (links). Anpassungsverlustfaktor und effektive Rauschtemperatur mit einer SALLA als Quelle berechnet für einen LNA mit bzw. ohne Anpassungsnetzwerk (rechts).

lich entstandene Gewinn lässt sich aus Gl. 7.5 abschätzen, Herleitung s. [148, 156]. Die Gleichung gibt zunächst in allgemeinsten Form den sog. Übertragungsleistungsgewinn G_T an. G_T beschreibt, welchen Vorteil der LNA bezüglich der Leistungsübertragung bringt, im Vergleich zu einem angenommenen passiven Netzwerk, das die SALLA und den Filterverstärker verlustfrei anpasst.

$$\begin{aligned}
 G_T &= \frac{\text{vom Verstärker an den Verbraucher abgegebene Leistung}}{\text{von der Quelle verfügbare Leistung}} \\
 &= \frac{|S_{21}|^2 (1 - |r_{SA}|^2)(1 - |r'_{FVS}|^2)}{|(1 - S_{11}r_{SA})(1 - S_{22}r'_{FVS}) - S_{12}S_{21}r_{SA}r'_{FVS}|^2} \quad (7.5)
 \end{aligned}$$

Gleichung 7.5 bezieht dabei auch die Rückwirkung durch den Reflektionsfaktor r'_{FVS} des Filterverstärkers einschließlich dessen Zuleitung sowie die Rückwirkung S_{12} des LNAs mit ein. Das Signalflussdiagramm in Abb. 7.6 veranschaulicht sämtliche Beiträge in Gl. 7.5. Für die praktische

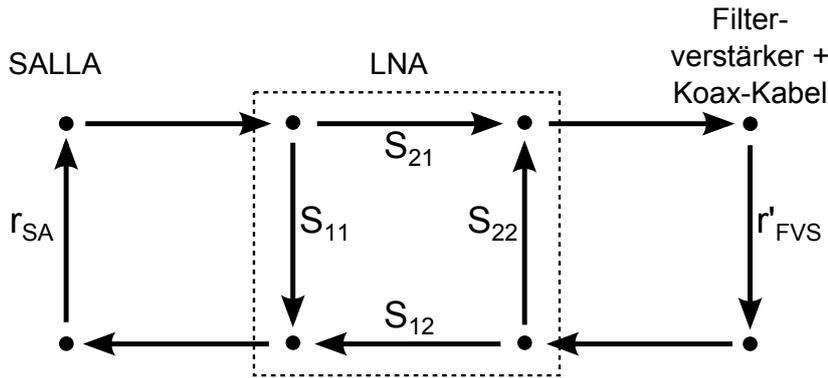


Abbildung 7.6: Signalfluss zwischen SALLA, LNA und Filterverstärker.

Abstimmung ist es jedoch nicht möglich, alle gezeigten Pfade bzw. Gleichungsterme mit einzubeziehen. Vor allem die Phase von r'_{FVS} und damit der Einfluss des Reflektionsfaktors r'_{FVS} ändert sich leicht bei Veränderung der Kabellänge zwischen Filterverstärker und LNA (bei Tunka-Rex etwa 20 m). Daher werden in der Praxis vereinfachende Annahmen gemacht. Der Parameter $|S_{12}|$ wurde im verwendeten Frequenzband zu etwa -30 dB gemessen, auch $|r'_{FVS}|$ ist über das gesamte Nutzband kleiner als -10 dB. Mit $|S_{21}| \approx 20$ dB und $|r_{SA}| < 1$ beträgt der gesamte Term $|S_{12}S_{21}r_{SA}r'_{FVS}|$ weniger als -20 dB und ist damit vernachlässigbar. G_T vereinfacht sich damit zum sog. unilateralen Übertragungsgewinn G_{Tu} [156]:

$$G_{Tu} = \frac{1 - |r_{SA}|^2}{|1 - S_{11}r_{SA}|^2} \cdot |S_{21}|^2 \cdot \frac{1 - |r'_{FVS}|^2}{|1 - S_{22}r'_{FVS}|^2} \quad (7.6)$$

Die Faktorisierung erlaubt nun eine getrennte Betrachtung aller Verstärkungsbeiträge. Von links nach rechts entsprechen die einzelnen Faktoren dem Anpassungsgewinn zwischen SALLA und LNA, der Vorwärtsverstärkung des LNAs sowie dem Anpassungsgewinn zwischen LNA und Filterverstärker. Für die Anpassung zwischen LNA und SALLA ist der erste Faktor interessant. Er gibt an, wie groß die Verbesserung bzw. Verschlechterung der Anpassung der SALLA an den LNA-Eingang im Vergleich zum Betrieb der SALLA an einem Eingang mit $S_{11} = 0$, also mit 50Ω Eingangsimpedanz ist. Setzt man in diesem Faktor $r_{SA} = S_{11}^*$, so erhält man den maximalen Anpassungsgewinn. Entsprechend kann man den sog. Anpassungsverlustfaktor G_V als Quotient aus Anpassungsgewinn und maximalem Anpassungsgewinn errechnen [157]:

$$G_V = \frac{|1 - S_{11}S_{11}^*|^2}{1 - |S_{11}^*|^2} \cdot \frac{1 - |r_{SA}|^2}{|1 - S_{11}r_{SA}|^2} = (1 - |r_{SA}|^2)(1 - |S_{11}|^2) \cdot \frac{1}{|1 - r_{SA}S_{11}|^2} \quad (7.7)$$

Wie Abb. 7.5 (rechts) zeigt, ergibt sich über das gesamte Nutzband hinweg durch die Anpassungsschaltung ein etwa 1 bis 1.5 dB größerer, d.h. besserer Anpassungsverlustfaktor im Vergleich zum Fall ohne Anpassungsschaltung. Mit Anpassungsschaltung erreicht der Anpassungsverlustfaktor zu hohen Frequenzen hin sogar fast den Optimalfall von 0 dB. Als Vergleich sind auch die Verläufe der berechneten Rauschzahlen eingezeichnet. Zu beachten ist jedoch, dass sie auf den vom Hersteller des MGA-62563 gegebenen Rauschparametern bei 500 MHz basieren und daher nur zum qualitativen Vergleich dienen. Auch hier ist eine Verbesserung der Rauschzahl zu erkennen, bei 80 MHz wird nahezu die minimal mögliche effektive Rauschtemperatur von 60 K erreicht. Trotz der Unsicherheiten bei der Berechnung der Rauschzahl, kann die zusätzliche Anpassung mittels der beiden Induktivitäten damit als Verbesserung angesehen werden.

7.4.2. Intermodulation

Im Gegensatz zum zuvor für die SALLA entwickelten LNA, ist für den verbesserten LNA kein Bandpassfilter zur Unterdrückung von Radioträgern außerhalb des Nutzbandes vorgesehen. Dies verhindert, dass die Einfügedämpfung des Bandpassfilters die Rauschzahl zusätzlich verringert. Im Frequenzbereich des VHF-Band II von 87.5 bis 108.0 MHz besitzt die SALLA einen relativ hohen Wirkungsgrad von mehr als 30 %. Es kann also nicht davon ausgegangen werden, dass die Antenne selbst die dortigen Radioträger ausreichend unterdrückt. Um zu überprüfen, ob die Radioträger aus dem VHF-Band II infolge von Nichtlinearitäten am LNA ungewollte Intermodulationsprodukte erzeugen (vgl. Abschnitt 6.7.2), wurde eine SALLA mit dem LNA in der Nähe des CROME-Experiments am Campus Nord des KIT aufgebaut und das LNA-Ausgangssignal mit einem Spektrumanalysator aufgezeichnet. Abbildung 7.7 (links) zeigt eines der erhaltenen Spektren. Die Radioträger im VHF-Band II sind darin deutlich als die größte Untergrundquelle sichtbar. Im Vergleich zu am gleichen Ort und zur gleichen Zeit mit der Butterfly-Antenne aufgenommenen Spektren (Abb. 6.13, links) bilden sich um die Träger jedoch keine Intermodulationsprodukte dritter Ordnung (IM3). Zudem sind keine Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung (IM2) zu erkennen, die sich bei Frequenzen um 200 MHz bemerkbar machen würden. Dieses Ergebnis ist mit den mittels Zweitton-Methode gemachten Messungen gut vereinbar. Der LNA wurde dabei mit zwei Grundtönen bei Frequenzen von 55 MHz und 56 MHz angesteuert und die Leistungen der dabei entstandenen IM2 bei 111 MHz und IM3 bei 57 MHz mit einem Spektrumanalysator aufgezeichnet. Abbildung 7.7 (rechts) zeigt die erhaltenen Messwerte für verschiedene Grundtonleistungen P_{in} . In dem Bereich, in dem der LNA noch nicht voll angesteuert ist ($P_{in} < -15$ dBm), steigen die IM2 und IM3 in guter Näherung proportional zu P_{in}^2 bzw. P_{in}^3 . In der logarithmischen Darstellung entspricht dies einer Steigung von $2 \cdot P_{in}$ [dBm] bzw. $3 \cdot P_{in}$ [dBm]. Der aus Geradenfits an die IM3 und die Ausgangsleistung des Grundtons errechnete OIP3 liegt bei 34.3 dBm und damit in guter Übereinstimmung mit der Angabe im Datenblatt des MGA-62563 von 34.7 dBm [154]. Daneben wurde der LNA auch mit nur einem Grundton mit einer Frequenz von 55 MHz und veränderlicher Leistung angesteuert, um den Wert des P_{-1dB} -Kompressionspunktes⁴ zu bestimmen. Auch der für den P_{-1dB} -Kompressionspunkt gefundene Wert von 17.0 dBm stimmt gut mit dem Wert des Datenblatts von 18.0 dBm überein.

Die gefundenen Werte kann man nun mit dem gemessenen Spektrum vergleichen. Die beiden größten Radioträger haben eine Leistung kleiner als -25 dBm, was etwa $P_{in} = -45$ dBm am LNA-Eingang entspricht. Mit den in Abb. 7.7 (rechts) gezeigten Geradengleichungen ergeben sich deren Intermodulationsprodukte zu $IM3 = -128$ dBm und $IM2 = -97$ dBm. Diese Werte sind viel geringer als das thermische Rauschen von etwa -77 dBm, das der LNA innerhalb der Nutzbandbreite

⁴Der P_{-1dB} -Kompressionspunkt gibt die Leistung an, ab der die Ausgangsleistung des Grundtones um 1 dBm kleiner ist als die aufgrund eines linearen Zusammenhangs mit der Eingangsleistung zu erwartende Ausgangsleistung.

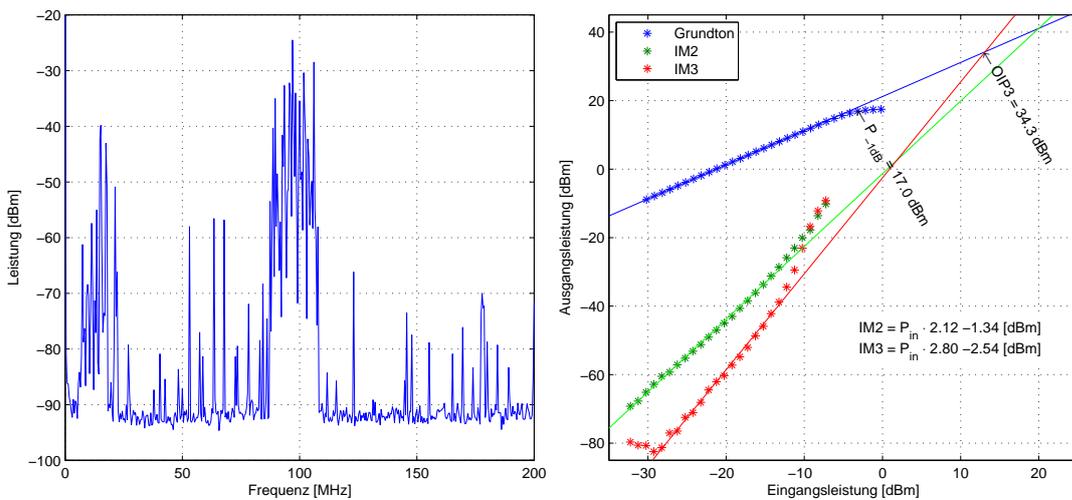


Abbildung 7.7: Am Campus Nord des KIT mit einer SALLA und dem LNA gemessenes Untergrundspektrum (links). IM2 und IM3 des LNAs bei Zweitonaussteuerung sowie Verlauf der Ausgangsleistung bei Aussteuerung mit einem einzelnen Grundton. Das Rauschen des verwendeten Spektrumanalysators liegt bei etwa -80 dBm. Messwerte in diesem Bereich wurden bei den Geradenfits nicht berücksichtigt (rechts).

an seinem Ausgang erzeugt. Intermodulationsprodukte des LNAs können daher die Messung von Radiopulsen kosmischer Teilchenschauer kaum beeinflussen.

7.4.3. Stabilität

Während der Entwicklung des LNAs fiel auf, dass er unter bestimmten Bedingungen instabil wurde. Ein solcher Fall trat z.B. ein, wenn der LNA zusammen mit dem Filterverstärker betrieben wurde und keine Antenne an seinem Eingang angeschlossen war. Der LNA begann dann mit einer Frequenz von etwa 20 MHz zu oszillieren. Gerät der LNA in solch einen instabilen Zustand, kann eine zunächst vom thermischen Rauschen des LNAs angeregte Schwingung so lange anwachsen, bis sie den LNA voll aussteuert. Neben einer Grundschwingung erzeugt dieses Verhalten eine Vielzahl von Harmonischen hoher Leistung, die das Frequenzspektrum kammartig belegen. Physikalisch sinnvolle Messungen sind dann nicht mehr möglich. Der LNA musste daher hinsichtlich der Stabilität untersucht und verbessert werden.

Die Gegebenheiten, unter denen ein Zweitor wie der LNA instabil wird, lassen sich vollständig aus dessen S-Parametern berechnen. Dazu müssen zunächst alle Einträge der S-Matrix eines Zweitores mit einem Vektor-Netzwerkanalysator gemessen werden. Mittels der folgenden Definitionen bestimmt man dann zunächst, ob das Zweitor überhaupt instabil werden kann und bei welcher Frequenz dies der Fall ist.

Ein Zweitor ist genau dann unbedingt stabil, wenn beide Bedingungen nach Gl. 7.8 erfüllt sind, Herleitung s. [155]:

$$k = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \geq 1 \quad \text{und} \quad |\Delta| \leq 1, \quad \text{mit} \quad \Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21} . \quad (7.8)$$

Ist eine dieser Bedingungen verletzt, so kann es in Abhängigkeit von den Quell- bzw. Lastreflektionsfaktoren r_S und r_L zu einem instabilen Verhalten des Zweitores kommen. Da bei der Entwicklung

des LNAs bereits bemerkt wurde, dass dieser instabil werden kann, wurden zusätzliche dämpfende Widerstände in den ausgangsseitigen Signalpfad des LNAs eingefügt (vgl. Abb. 7.4). Man kann ihren Einfluss auf die Stabilität der Schaltung bei Betrachtung von Gl. 7.8 erkennen. Für einen unbedingt stabilen LNA muss zunächst $k \geq 1$ gelten. Die zusätzlichen Widerstände verringern durch ihre Signaldämpfung die Beträge von S_{12} und S_{21} , so dass der Nenner von Gl. 7.8 kleiner und k somit größer wird. Genauso muss auch $|\Delta| \leq 1$ gelten. Hier führen die zusätzlichen Widerstände dazu, dass $|\Delta|$ kleiner wird und damit mehr in den stabilen Bereich rückt. Nachteilig an dieser Vorgehensweise ist allerdings, dass eine Verringerung der Vorwärtsverstärkung des LNAs von 1 – 2 dB in Kauf genommen werden muss.

Für eine abschließende Untersuchung der Stabilität wurde die vollständige S-Matrix eines LNAs im Frequenzbereich von 10 – 3000 MHz mit einem ZVA-24 Vektor-Netzwerkanalysator von Rohde & Schwarz aufgenommen. Das Gerät bestimmt alle Elemente der S-Matrix gleichzeitig und vermeidet somit systematische Fehler, die durch den sonst nötigen Umbau der Messvorrichtung und Neukalibrierung auftreten können. Da Instabilitäten weitab von Frequenzen des Nutzbandes auftreten können, ist auch eine Untersuchung hin zu höheren Frequenzen nötig. Oberhalb von 3 GHz war gerätebedingt keine Messung mehr möglich. Das eingangsseitige Anpassungsnetzwerk verringert das Messsignal des Netzwerkanalysators bei noch höheren Frequenzen bis unter dessen Nachweis-schwelle. Um dennoch einen stabilen Betrieb oberhalb einiger GHz sicherzustellen, verfügt der LNA über ein ausgangsseitiges RC-Glied, das S_{21} und S_{12} in diesem Frequenzbereich zusätzlich verringert. Der Hersteller gibt im Datenblatt zudem ein k größer als eins für Frequenzen über 100 MHz an [154], so dass instabiles Verhalten oberhalb von 3 GHz nicht anzunehmen ist.

Aus der gemessenen S-Matrix wurde dann k bzw. $|\Delta|$ berechnet und auf Werte $k < 1$ bzw. $|\Delta| > 1$ oder nahe 1 untersucht. Der maximale Wert von $|\Delta|$ betrug dabei unkritische $|\Delta| \approx 0.55$ und wird daher nicht weiter betrachtet. Beim Wert von k fiel dagegen der Bereich um 20 MHz auf, in dem zuvor auch Oszillationen bei nicht angeschlossener Antenne beobachtet worden waren, s. Abb. 7.8 (links). Hier sinkt k auf einen Wert nahe eins ab. Da der ZVA-24 Vektor-Netzwerkanalysator wäh-

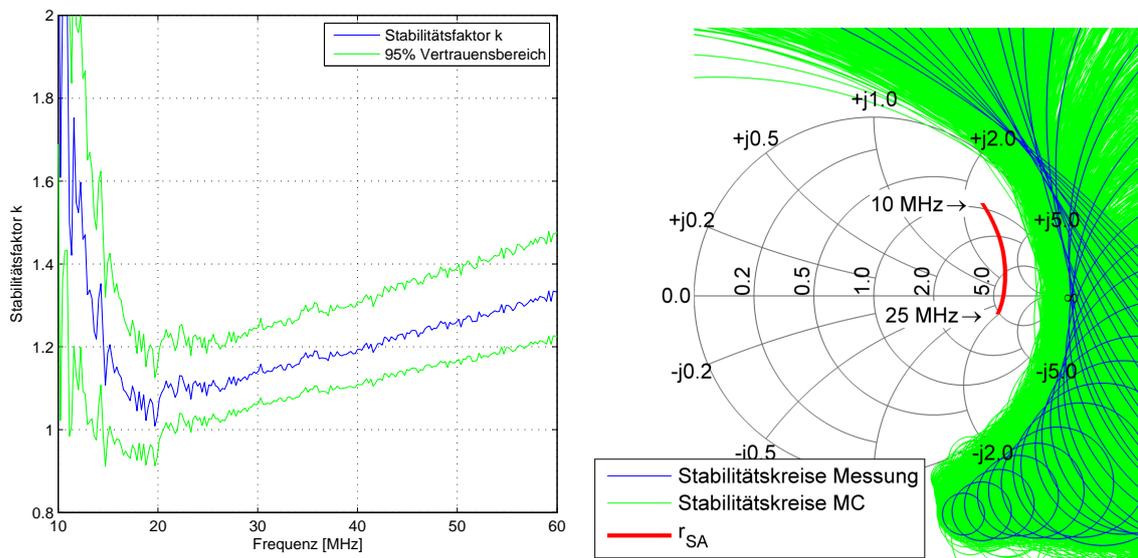


Abbildung 7.8: Aus S-Parametern berechneter Stabilitätsfaktor k . Die grünen Linien zeigen die angenommenen Fertigungsabweichungen an (links). Schar der Stabilitätskreise in der r_{SA} -Ebene aus MC-Analyse im Frequenzbereich 15 – 25 MHz (rechts).

rend der Produktion nicht zur Verfügung stand, war keine Messung der vollständigen S-Matrix aller LNAs möglich. Um dennoch das Verhalten der LNAs aus der Serienproduktion abzuschätzen, wurde die Auswirkung von Abweichungen der S-Parameter auf k in einer Monte-Carlo (MC)-Analyse berechnet. Dabei wurde k für 10000 verschiedene, zufällig um 5% relative Standardabweichung variierte S-Parameter berechnet. Die 5% relative Standardabweichung sind ein Schätzwert, der die Fertigungsstreuung, Fehler bei der Messung mit dem Netzwerkanalysator und auch Bauteilalterung beinhaltet. Die Streuung der S-Parameter wurde dabei als unkorreliert angenommen. Der Vertrauensbereich, in dem sich die variierten k befinden ist zusätzlich in Abb. 7.8 (links) eingezeichnet. Hier ist gut zu erkennen, dass sich k in Folge von Fertigungsstreuungen oder Messfehlern im instabilen Bereich befinden kann.

Das bedeutet, dass Quellreflektionsfaktoren $r_{S,inst}$ existieren können, für die der Ausgangsreflektionsfaktor des Systems Quelle und Zweitor, also SALLA und LNA, größer als Eins wird (Herleitung s. [155]). Ist dies der Fall, kann zusammen mit dem hohen Eingangsreflektionsfaktor des Filterverstärkes r_{FS} bei 20 MHz eine Oszillation angeregt werden. Daher müssen die Werte von $r_{S,inst}$ bestimmt und mit r_{SA} zu verglichen werden. Für eine gegebene S-Matrix werden die Bereiche, in denen die $r_{S,inst}$ liegen, durch die sog. Stabilitätskreise beschrieben, s. Gl. 7.9:

$$M_{S,inst} = \frac{S_{11}^* - S_{22}\Delta^*}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2}, \quad R_{S,inst} = \frac{|S_{12}||S_{21}|}{|S_{11}|^2 - |\Delta|^2} . \quad (7.9)$$

Dabei gibt $M_{S,inst}$ den Mittelpunkt und $R_{S,inst}$ den Radius des Kreises an. Schneidet der Reflektionsfaktor r_{SA} der SALLA einen der Kreise und befindet sich damit innerhalb von $r_{S,inst}$, ist mit instabilem Verhalten zu rechnen. Um die instabilen Bereiche inklusive der zuvor erwähnten Unsicherheiten abzuschätzen, wurden die Stabilitätskreise nicht nur für die gemessenen S-Parameter, sondern auch für die zufällig mit 5% rel. Abweichung variierten berechnet. Abbildung 7.8 (rechts) zeigt die Ergebnisse. Die direkt aus den Messungen berechneten Stabilitätskreise befinden sich noch knapp außerhalb des Einheitskreises, so dass der Quellreflektionsfaktor hier keine Rolle spielt und der LNA unbedingt stabil ist. Die bei der MC-Analyse gewonnenen Kreise reichen jedoch im Bereich des Leerlaufs in den Einheitskreis hinein. Mit einer hochohmigen Quelle ist hier instabiles Verhalten zu erwarten. Ein Vergleich mit dem Reflektionsfaktor der SALLA r_{SA} zeigt jedoch, dass keiner der Kreise r_{SA} schneidet.

Für den praktischen Einsatz heißt das, dass der LNA ohne angeschlossene Antenne und bei hohen Lastreflektionsfaktoren, wie sie der Filterverstärker unterhalb 30 MHz aufweist, instabil werden kann. Schließt man den LNA-Eingang dagegen an eine SALLA an oder etwa kurz, sind keine Probleme zu erwarten.

7.4.4. Effektive Rauschtemperatur

Als nächstes war zu untersuchen, ob die vom LNA erzeugte effektive Rauschtemperatur T_{eff} den gestellten Anforderungen genügt und mit den zuvor gemachten Abschätzungen übereinstimmt. Befindet sich am Eingang eines Zweitores ein leistungsangepasster Widerstand der Temperatur T_0 , so gilt für die Rauschleistung P_{aus} am Ausgang des Zweitors:

$$P_{aus} = Gk_B\Delta f(T_0 + T_{eff}) . \quad (7.10)$$

G entspricht darin der Vorwärtsverstärkung des Zweitors, Δf dem betrachteten Frequenzintervall und k_B der Boltzmannkonstante. Ist G und T_0 hinreichend genau bekannt, kann aus Gl. 7.10 direkt T_{eff} errechnet werden. In der Praxis ist dies nur bei $T_{eff} \gg T_0$ sinnvoll, da ansonsten systematische Fehler bei der Absolutmessung von P_{aus} und G den Wert von T_{eff} zu stark verfälschen.

Da für den LNA $T_{eff} < T_0$ zu erwarten war, wurde eine andere Methode gewählt, die sog. Heiß-Kalt- bzw. Y-Faktor-Methode [155]: Der Eingang des LNAs wurde mit einem $50\ \Omega$ Widerstand, angeschlossen über ein Koaxialkabel, terminiert. Der Widerstand befand sich in einer Klimakammer, während der LNA bei Raumtemperatur betrieben wurde. Das Ausgangssignal des LNAs wurde mit einem der Tunka-Filterverstärker verstärkt und dann mit einem Spektrumanalysator aufgenommen. Damit ist auch das vom Filterverstärker bei der Messung erzeugte Rauschen mit einbezogen.

Das Verhältnis der Rauschleistungen P_h und P_k am Filterverstärkerausgang mit einem heißen bzw. einem kalten Terminierungswiderstand der Temperatur T_h bzw. T_k am LNA-Eingang ist dann:

$$\frac{P_h}{P_k} = \frac{Gk_B\Delta f(T_h + T_{eff})}{Gk_B\Delta f(T_k + T_{eff})} \quad (7.11)$$

Sämtliche Vorfaktoren in Gl. 7.11 fallen nach Vereinfachung weg, so dass G nicht bekannt sein muss. Löst man nach T_{eff} auf ergibt sich:

$$T_{eff} = \frac{T_h - T_k \frac{P_h}{P_k}}{\frac{P_h}{P_k} - 1} \quad (7.12)$$

Anstatt wie bei der Heiß-Kalt-Methode T_{eff} mit nur zwei Rauschquellen verschiedener Temperatur zu bestimmen, wurde der Terminierungswiderstand verschiedenen Temperaturen von $-10\ ^\circ\text{C}$ bis $130\ ^\circ\text{C}$ ausgesetzt. Abbildung 7.9 (links) zeigt die erhaltenen Spektren der Rauschleistungsdichte am Filterverstärkerausgang. Die Messung wurde durch äußere Einstreuungen von Störquellen im Labor erschwert, die im Spektrum als scharfe Peaks sichtbar sind. In den Zwischenbereichen ist jedoch eine deutliche Abhängigkeit der Rauschleistungsdichte von der Temperatur des Terminierungswiderstands zu erkennen. Abbildung 7.9 (rechts) zeigt die bei drei verschiedenen Frequenzen erhaltenen Leistungsdichten und den daraus errechneten effektiven Rauschtemperaturen und Rauschzahlen. Ein Vergleich mit Abb. 7.3 (rechts) zeigt, dass die gemessenen Werte größer sind als die nach Rauschparametern des Datenblatts des MGA-62563 errechneten.

Dies liegt daran, dass der Filterverstärker in der Messung bereits einbezogen ist, wodurch sich die effektive Rauschtemperatur des Gesamtsystems um etwa 23 K vergrößert (vgl. Abschnitt 7.5.1). Ein weiterer Grund ist vermutlich, dass die vollständigen Rauschparameter nur für eine Frequenz von 500 MHz gegeben sind und die Rauschzahl des MGA-62563 an einer $50\ \Omega$ -Quelle hin zu kleineren Frequenzen anwächst, s. Abb. 7.10. Bei 55 MHz und 70 MHz stimmen die erhaltenen Rauschzahlen gut mit einer Extrapolation der Rauschzahl hin zu niedrigeren Frequenzen mit $F \approx 1.2\ \text{dB}$ überein. Einen weiteren Beitrag dürften auch Dämpfungsverluste zwischen dem Terminierungswiderstand und LNA-Eingang liefern. Ungeklärt ist jedoch das Ansteigen der Rauschzahl bei 35 MHz. Eine Übersicht über das frequenzabhängige Rauschverhalten verschiedener HEMT-Typen bietet [158]. Hier wurde ebenfalls ein Anwachsen des Rauschens in dem MGA-62563 ähnlichen HEMT-Typen unterhalb von 50 MHz berichtet, ohne jedoch die Ursache dafür zu nennen.

Zu beachten ist, dass bei dieser Messung der Baluntransformator und das Anpassungsnetzwerk überbrückt waren. Die vom MGA-62563 am Eingang gesehene Impedanz von $50\ \Omega$ nähert dann grob die Impedanz der SALLA zusammen mit dem Balun und dem Anpassungsnetzwerk an. Außerdem ermöglicht dies einen Vergleich der Messwerte mit den Werten des Datenblatts. Die Einfügedämpfung des Baluntransformators wurde zu 0.3 dB gemessen. Damit ist die Rauschzahl bzw. effektive Rauschtemperatur eines unmodifizierten LNAs 0.3 dB bzw. 25 – 30 K höher als die gezeigten Messungen. Die Werte liegen damit aber immer noch im Rahmen der in Abschnitt 7.1.1 gemachten Abschätzungen.

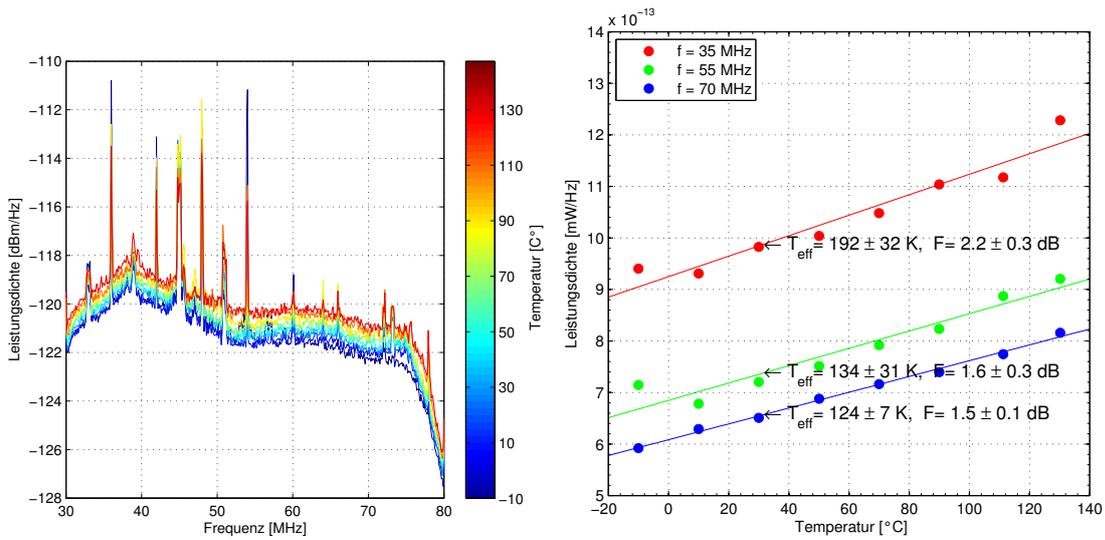


Abbildung 7.9: Rauschleistungsichte des LNAs zusammen mit dem Tunka-Filterverstärker bei verschiedenen Temperaturen des Terminierungswiderstandes (links). Rauschleistungsichte bei bestimmten Frequenzen, mit Geradenfit und daraus errechneten Rauschzahlen und -temperaturen. Die Skalierung der Ordinate ist hier linear (rechts).

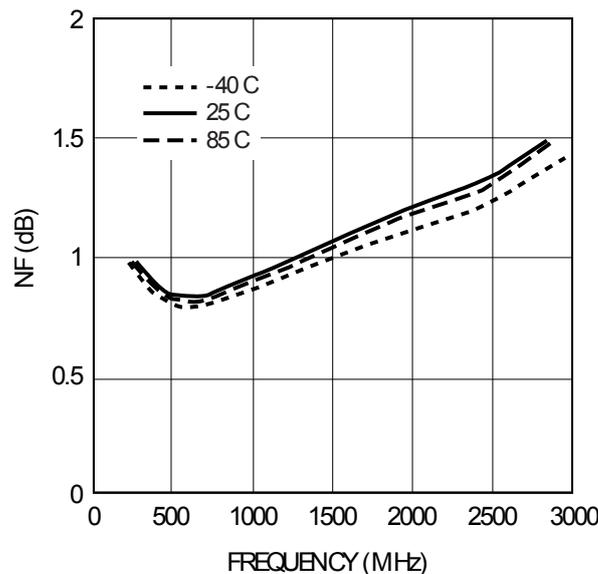


Abbildung 7.10: Rauschzahl des MGA-62563 bei eingangs- und ausgangsseitiger Terminierung mit 50 Ω am Arbeitspunkt 3 V, 60 mA laut Datenblatt [154].

7.4.5. Das galaktische Rauschen

Für Messungen der Antennenempfindlichkeit wird üblicherweise das vom Milchstraßenzentrum emittierte galaktische Rauschen als Referenzsignal verwendet. Wenn die SALLA zusammen mit dem LNA empfindlich genug ist, sollte das gemessene Rauschen vom galaktischen Rauschen dominiert sein und nicht vom Rauschen der Elektronik. In Spektrogrammen erkennt man das galaktische Rauschen durch eine Modulation der Rauschleistung mit einer Periode von einem siderischen Tag. Damit menschengemachte Störungen das galaktischen Rauschen nicht zu stark überlagern, muss eine

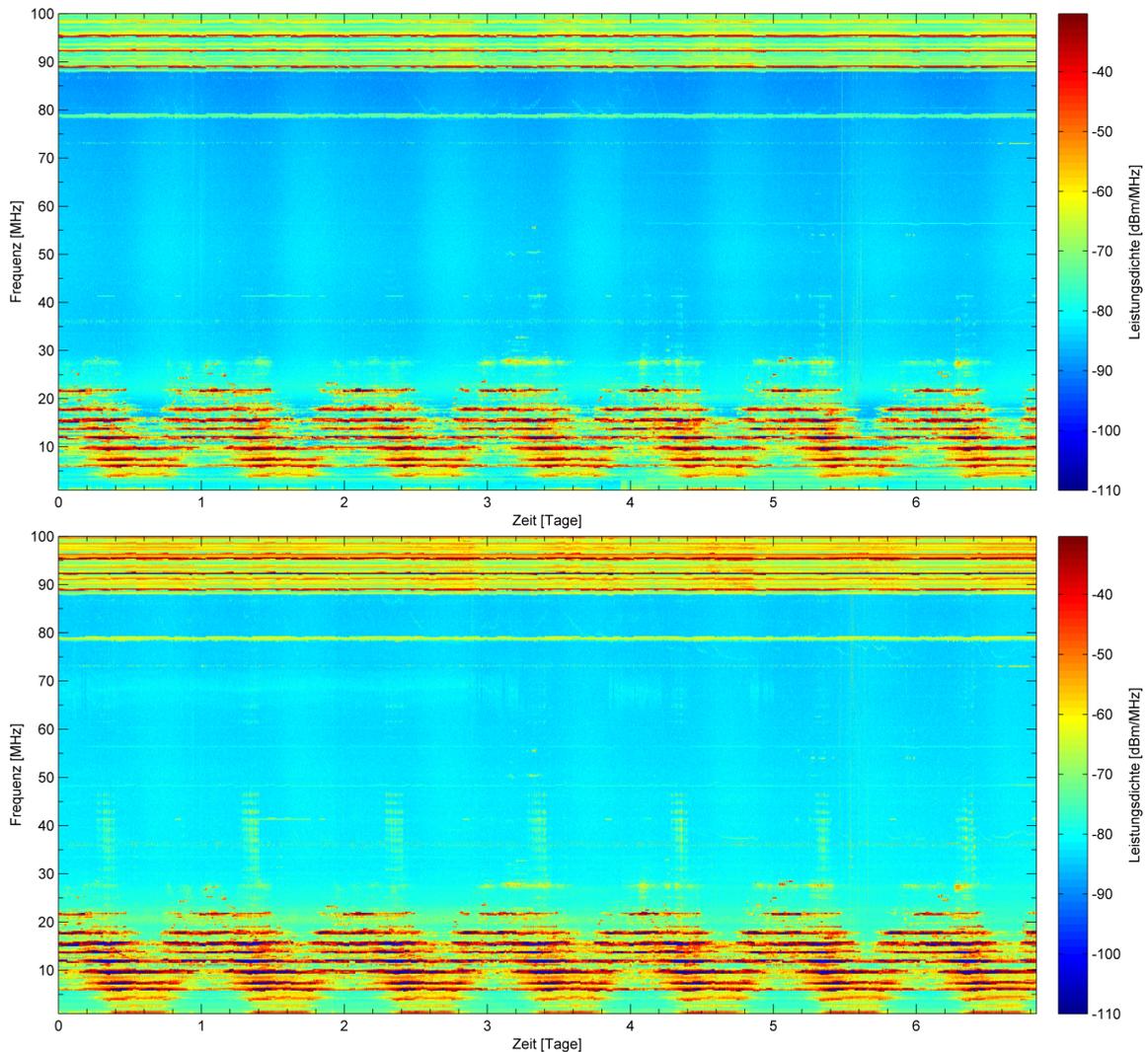


Abbildung 7.11: Spektrogramme des Untergrundrauschens gemessen mit der LWA-Antenne (oben) und der SALLA (unten). Startzeitpunkt ist 06. Mai 2011, 12:30 Uhr Ortszeit.

solche Messung in einer besonders abgelegenen Umgebung durchgeführt werden. Ein solcher Ort ist das Radiobservatorium von Nancay in Frankreich, wo sich auch geeignete Messgeräte und Referenzantennen befinden. Die Rauschleistung einer SALLA wurde hier mit einem Prototypen-LNA über mehrere Tage hinweg aufgezeichnet. Gleichzeitig wurde auch die Rauschleistung einer vom Long Wavelength Array (LWA) Radioobservatorium in New Mexiko [159] stammenden Referenzantenne aufgezeichnet. Von ihr war bereits bekannt, dass sie das galaktische Rauschen gut sichtbar und mit hohem SNR aufnimmt. Abbildung 7.11 zeigt die erhaltenen Spektrogramme der LWA-Antenne (oben) und der SALLA (unten). In beiden Spektrogrammen sind zunächst deutlich von Radioträgern verursachte Linien im VHF-Band II und im Kurzwellenband zu erkennen. Die Kurzwellenträger zeigen zudem eine tägliche Modulation. Sie rührt von der tageszeitveränderlichen Reflektivität der Ionosphäre für Radiowellen mit Frequenzen bis zu 30 MHz, s. [149]. Bei genauerem Vergleich erkennt man im Spektrogramm der SALLA zeitweise Intermodulationsprodukte der Kurzwellenträger im Bereich 30 – 50 MHz und zwischen den Trägern im VHF-Band II im Bereich 87 – 100 MHz. Bei der LWA-Antenne sind diese dagegen nicht oder nur schwach zu erkennen. Die Herkunft der

Intermodulationsprodukte konnte nicht geklärt werden. Der OIP3 des LNAs ist mit 34.3 dBm sogar größer als der OIP3 des nachfolgenden Verstärkers im Aufnahmesystem des Observatoriums vom Typ ZFL-500HLN von Mini-Circuits [160]. In Messungen am Campus Nord des KIT war dieses Verhalten nicht reproduzierbar, obwohl Radioträger dort mit viel höherer Leistung einstrahlen (vgl. Abb. 7.7).

Um die Modulation der Rauschleistungsdichte durch das galaktische Rauschen besser sichtbar zu machen, ist diese in Abb. 7.12 separat für beide Antennen bei den Frequenzen 35, 55 und 75 MHz dargestellt. Bei der LWA-Antenne (links) ist die Modulation mit einer Periode von einem Tag deutlich zu sehen, der Modulationshub beträgt bei allen drei Frequenzen etwa 2 dB. Bei der SALLA (rechts) dagegen beträgt der Modulationshub bei 55 und 75 MHz nur etwa 1 dB, bei 35 MHz ist der Hub mit geschätzt 0.7 dB noch geringer. Die Rauschleistung der LWA-Antenne ist nahezu vollständig vom galaktischen Rauschen dominiert. Für die SALLA bedeutet das, dass die von der Antenne

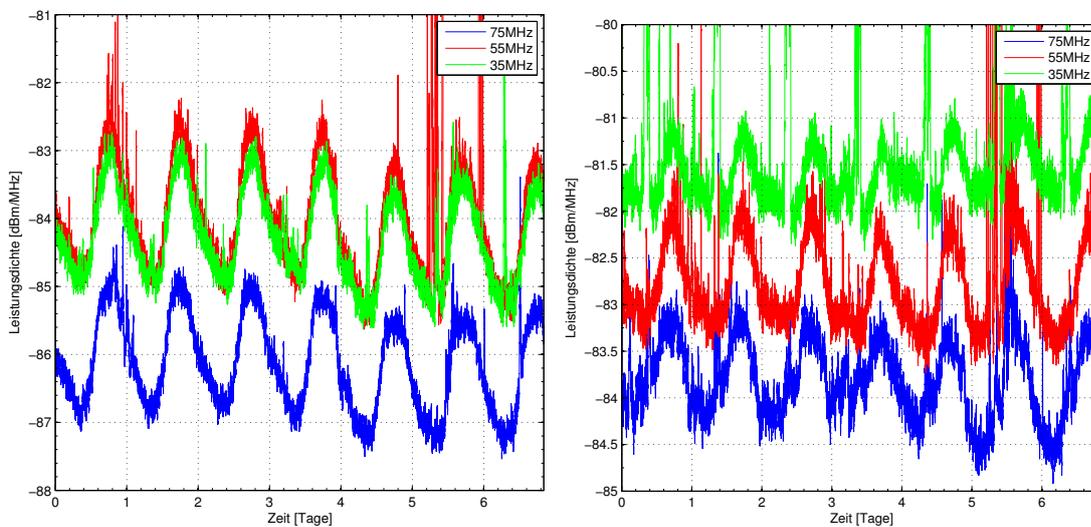


Abbildung 7.12: Auszug der Werte in den Spektrogrammen in Abb. 7.11 bei bestimmten Frequenzen. Links: LWA-Antenne. Rechts: SALLA.

und von dem LNA erzeugten Rauschleistungen jeweils etwa die Hälfte der gesamten Rauschleistung ausmachen. Dies lässt sich gut mit den in Abschnitt 7.1.1 gemachten Abschätzungen vereinbaren. Die vom Terminierungswiderstand erzeugte Rauschtemperatur $T_{SA,R}$ beträgt bei 55 MHz 270 K. Zusammen mit der geschätzten effektiven Rauschtemperatur $T_{eff} \approx 160$ K des LNAs liegt das gesamte thermische Rauschen der SALLA inklusive LNA dann bei $T_{eff} + T_{SA,R} = 430$ K. Dies ist nahezu genauso groß wie die vom galaktischen Rauschen am Antennenfußpunkt erzeugte Rauschtemperatur von $T_{SA,gal} \approx 490$ K. Bei 35 MHz ist der Hub demnach geringer, da hier auch $T_{SA,gal}$ infolge des geringeren Antennenwirkungsgrades auf $T_{SA,gal} \approx 330$ K abgefallen und T_{eff} auf ≈ 220 K angestiegen ist.

7.5. Fertigung und Kalibrierung

7.5.1. Filterverstärker

Tunka-REX verwendet den Filterverstärker von AERA2 mit einigen Abänderungen in den bestückten Bauteilwerten. Vorteil dieser Bestückungsvariante ist, dass die Filterverstärker für AERA2 und Tunka-Rex zeitgleich produziert werden konnten. Insgesamt wurden 37 Filterverstärker für Tunka

produziert. Um den geringen Wirkungsgrad der SALLA auszugleichen, wurde der Filterverstärker für Tunka auf eine Vorwärtsverstärkung von etwa 30 dB eingestellt und das -3 dB Dämpfungsglied am Eingang (vgl. Abb. 6.11) überbrückt. Die Anzahl der ADC-Kanäle der Cluster-DAQ von Tunka reicht nur aus, um die Signale der HG-Kanäle aufzuzeichnen. Daher sind die LG-Kanäle nicht mit Bauelementen bestückt worden.

Die Ausgänge und Stromversorgung des Filterverstärkers sind zunächst als Stiftleisten auf dessen Unterseite herausgeführt. Mitarbeiter des IKP haben eine Adapterplatine entwickelt und produziert, welche die Ausgangssignale und die Stromversorgung auf gesonderte Buchsen herausführt. Die Filterverstärkerausgänge können damit leicht über Koaxialkabel an die ADCs der Tunka-DAQ angeschlossen werden.

Nach der Produktion wurden die S-Parameter S_{21} und S_{11} aller Filterverstärker gemessen. Bei diesen S-Parametern sind die größten Fertigungsschwankungen zu erwarten. Die Rückwärtstransmission S_{12} ist wie bei den AERA Filterverstärkern unmessbar niedrig und damit vernachlässigbar. Der Ausgangsreflektionsfaktor S_{22} hat keinen großen Einfluss, da die ADC-Eingänge der Tunka-DAQ als nahezu reflektionsfrei anzunehmen sind. Abbildung 7.13 zeigt die Ergebnisse der Messungen. Im Nutzband liegt $|S_{21}|$ (links) bei 33 dB, mit einer Fertigungsabweichung von 0.1 dB. Im Vergleich zum AERA2-Filterverstärker ist $|S_{11}|$ (rechts) aufgrund des überbrückten Dämpfungsglieds 5 bis 6 dB größer. Abgesehen von diesem Versatz ähneln sich die Verläufe und auch deren Fertigungsabweichungen, (vgl. Abb. 6.18).

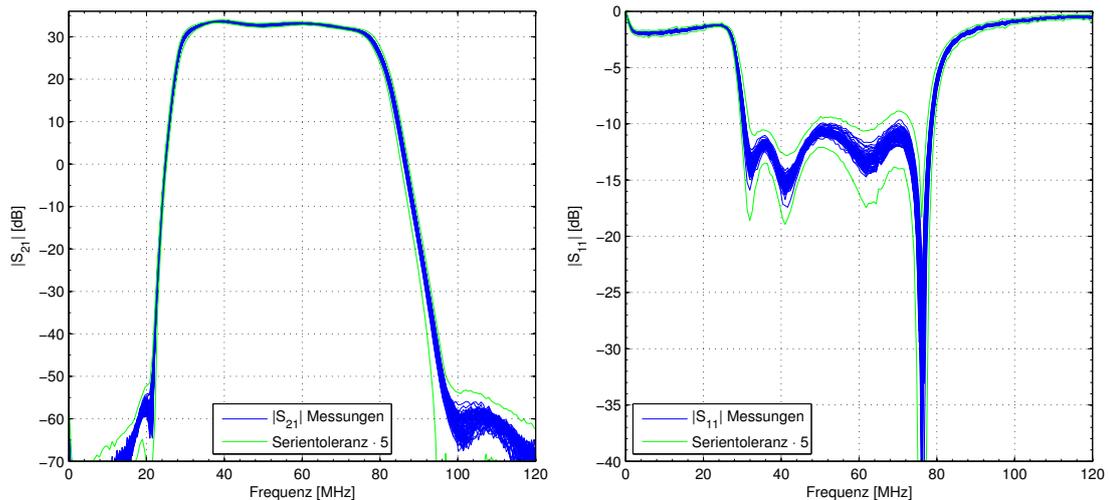


Abbildung 7.13: $|S_{21}|$ (links) und $|S_{11}|$ (rechts) der Tunka-Filterverstärker.

Durch die veränderte Beschaltung der Verstärker und die Überbrückung des Dämpfungsglieds hat sich auch die Rauschzahl des Filterverstärkers verändert. Abbildung 7.14 (links) zeigt die am Ausgang des Filterverstärkers mit einem Spektrumanalysator gemessene Rauschleistungsdichte. Der Eingang des Filterverstärkers war dabei mit einem 50Ω Abschlusswiderstand terminiert, der bei Raumtemperatur eine Rauschleistungsdichte von $P_t = k_B \cdot T \approx -174$ dBm/Hz erzeugt. Mit etwa $P_n = -131.5$ dBm/Hz ist die gemessene Rauschleistungsdichte ähnlich groß wie die des AERA2 Filterverstärkers (vgl. Abb. 6.22). Mit Gl. 7.10 lässt sich die effektive Rauschtemperatur zu $T_{eff} \approx 2300$ K und die Rauschzahl zu $F \approx 9.5$ dB abschätzen. F ist damit um mehr als 10 dB kleiner als die Vorwärtsverstärkung S_{21} des LNAs. Gemäß der Frijs'schen Formel (Gl. 6.5) erhöht das Rauschen des Filterverstärkers die effektive Rauschtemperatur des Systems nur um etwa $T_{eff}/S_{21} \approx 23$ K (mit $S_{21} = 20$ dB).

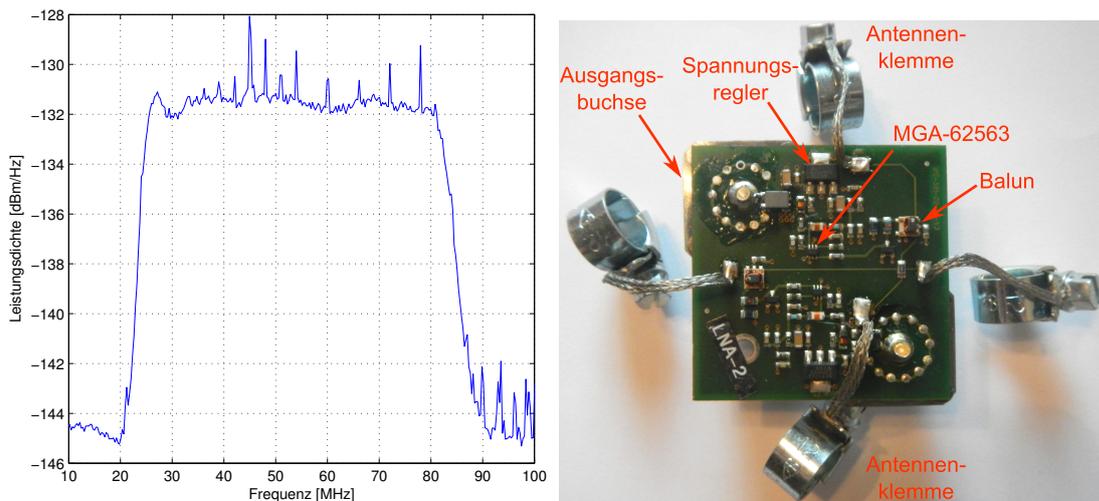


Abbildung 7.14: Rauschleistungsdichte am Ausgang des Tunka-Filterverstärkers (links). Bestückte Leiterplatte des LNAs (rechts). Der Übersichtlichkeit wegen ist nur ein Kanal beschriftet. Der Aufbau des zweiten Kanals ist spiegelsymmetrisch dazu.

7.5.2. LNA

Die beiden Verstärkerkanäle des LNAs befinden sich zusammen auf einer Platine, die auf den Ausgangsbuchsen (Typ N) aufliegt und fest ist mit ihnen verlötet, s. Abb. 7.14 (rechts). Zum Anschluss der Antennenenden der SALLA dienen vier Schellen, die über Litzen auf die LNA-Platine führen. Die komplette Einheit ist so dimensioniert, dass sie in die obere Box an der SALLA (vgl. Abb. 4.8) passt. Von den LNAs wurden insgesamt 35 Einheiten produziert. Wie die Filterverstärker, so wurden auch die LNAs von der AVT des IPE gefertigt und anschließend die S-Parameter S_{21} und S_{11} mit einem Netzwerkanalysator aufgezeichnet.

Mit dem verwendeten Netzwerkanalysator konnten nur Zweitore mit unsymmetrischen Ein- und Ausgängen untersucht werden. Um ein symmetrisches Eingangssignal für den LNA zu erzeugen, wurde daher ein Messadapter verwendet. Er besteht aus dem gleichen Balun-Transformator, der sich am Eingang des LNAs befindet, jedoch sind seine Sekundär- und Primärseite vom LNA aus gesehen vertauscht. Der Anschluss erfolgt über die Anschlussklemmen des LNA-Eingangs. Durch diese Serienschaltung hebt sich die Wirkung der beiden Transformatoren gerade auf, die S-Parameter werden in dem auf 50Ω bezogenen, unsymmetrischen System des Netzwerkanalysators vermessen. Abbildung 7.4 zeigt die dadurch erzielte Lage der Messebenen.

Die Ergebnisse der Kalibrierungsmessungen aller produzierter LNAs sind in Abb. 7.15 dargestellt. Laut Datenblatt hat der MGA-62563 eine Vorwärtsverstärkung von 23.5 dB bei 100 MHz. Da der LNA jedoch nicht an die Systemimpedanz, sondern mittels zweier Induktivitäten an die SALLA angepasst ist, ergibt sich hier eine Vorwärtsverstärkung, die von 23 dB bei 25 MHz auf 20 dB bei 100 MHz abfällt. Zunächst verwunderlich ist die große Serientoleranz der Messungen. Die Standardabweichung von $|S_{21}|$ beträgt im Nutzband etwa 0.1 dB und ist damit ähnlich groß wie bei den deutlich komplexeren Filterverstärkern. Tests zur Reproduzierbarkeit der Messungen, bei denen die selben LNA-Kanäle mehrmals vermessen wurden zeigten, dass die niedrige Präzision der Messung am meisten zu den Toleranzen beiträgt. Grund dafür sind die Anschlussleitungen zu den Antennenklemmen, die das Messsignal zunächst durchqueren muss. Sie konnten im Gehäuse des LNAs nicht eindeutig reproduzierbar verlegt werden, was vor allem bei höheren Frequenzen eine verringerte Präzision verursacht. Dieses Verhalten ist auch bei den Messungen von $|S_{11}|$ in Abb. 7.15 (rechts)

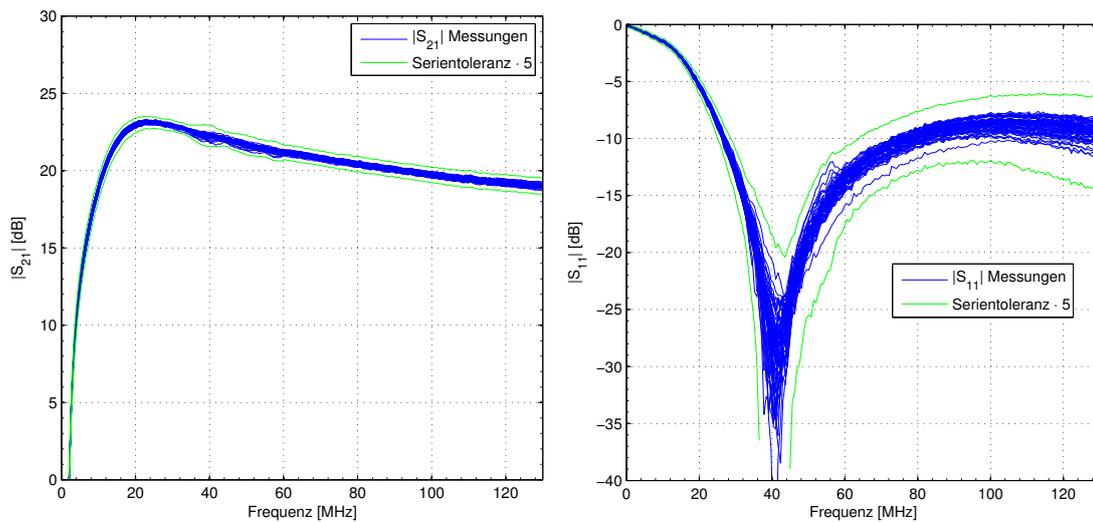


Abbildung 7.15: $|S_{21}|$ (links) und $|S_{11}|$ (rechts) aller LNAs.

zu erkennen, wo die Toleranzen zu höheren Frequenzen hin ansteigen. Da die Antennenenden der SALLA auf die gleiche Art angeschlossen sind, ist auch bei der Messung im Feld von ähnlichen Abweichungen auszugehen.

7.6. Einsatz bei Tunka-Rex

Im Aug. 2012 haben Mitglieder des IKP und der Tunka-Kollaboration 20 SALLAs mit den produzierten LNAs und Filterverstärkern bei Tunka-133 aufgebaut. Die Antennen gingen im Okt. 2012 erstmals in Betrieb. In Abb. 7.16 (links) ist ein typisches Untergrundspektrum einer der Antennen zu sehen. Der Durchlassbereich des Filterverstärkers ist darin gut zu erkennen, Radioträger aus dem Kurzwellen und VHF-Band II werden stark unterdrückt. Die noch vorhandenen Peaks sind mittlerweile größtenteils verstanden. In [116] wurden ihnen folgende Ursachen zugeordnet: Die bei 20 MHz auftauchende Linie wird von einer Heizungssteuerung innerhalb der Cluster-DAQ erzeugt. Die anderen Linien bei 25, 50 und 75 MHz werden von der DAQ-Elektronik erzeugt und sind auch in den Signalen der PMTs von Tunka-133 zu sehen. Sie können nachträglich herausgefiltert werden und sind daher für die Analyse nicht weiter problematisch. Dagegen noch ungeklärt ist die Ursache einiger Linien die mit Abständen von 5 MHz auftauchen sowie einer manchmal auftretenden, breitbandigen Erhöhung des Untergrunds im Bereich 30 – 40 MHz.

In der Messperiode vom 6. Nov. 2012 bis zum 17. März 2013 konnte Tunka-Rex insgesamt mehr als hundert Schauerereignisse aufzeichnen, die die vorgegebenen Qualitätsschnitte erfüllen [161]. Zunächst muss in den Signalen von mindestens drei Antennen ein Radiopuls mit einem SNR größer vier sichtbar sein. Weiterhin darf die rekonstruierte Ankunftsrichtung des Schauers höchstens um 5° von der mit Tunka-133 rekonstruierten Richtung abweichen. Diese zusätzliche Einschränkung der erlaubten Ankunftsrichtung unterdrückt den größten Teil der Untergrundereignisse, die zufällig die SNR-Bedingung erfüllen. Eine Übersicht über die mit Tunka-Rex erfassten Ereignisse liefert Abb. 7.16 (rechts). Darin sind nur Ereignisse mit einem Zenitwinkel $\Theta < 50^\circ$ aufgeführt. Dieser Schnitt ist notwendig, da Tunka-133 nur für $\Theta < 50^\circ$ zuverlässige Schätzungen von X_{max} und der Primärenergie liefert. Die Detektionseffizienz von Tunka-Rex steigt demnach mit der Primärenergie und

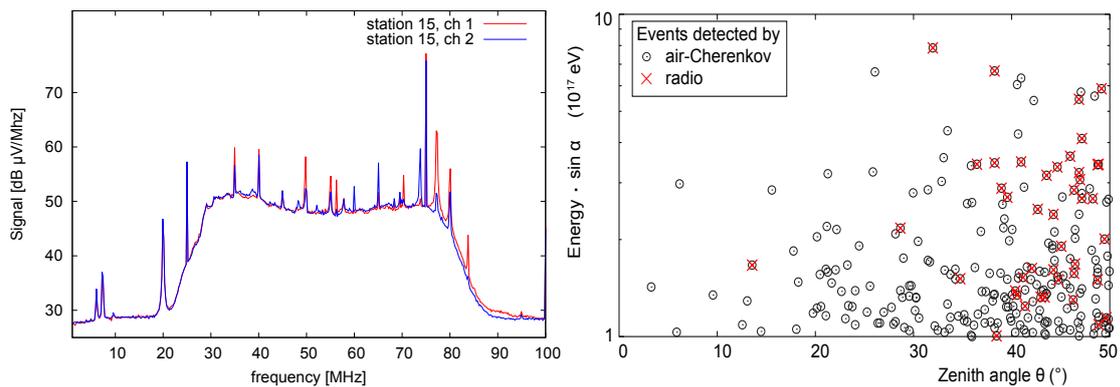


Abbildung 7.16: Über eine Nacht gemitteltes Untergrundspektrum gemessen an Station 15 von Tunka-Rex [116] (links). Seit dem Aufbau von Tunka-Rex mit Tunka gemessene Schauerereignisse mit Primärenergien größer als 10^{17} eV. Ereignisse von Tunka-133 sind als Kreise dargestellt, Ereignisse von Tunka-Rex nach Qualitätschnitten sind als rote Kreuze markiert [161] (rechts).

dem Sinus des geomagnetischen Winkels⁵ α an, was dem typischen Verhalten von Radioemissionen kosmischer Teilenschauer entspricht. Genauso ist eine höhere Effizienz mit steigendem Zenitwinkel zu sehen, da bei größerem Zenitwinkel auch eine größere Bodenfläche und damit mehr Antennen von der Schauerfront abgedeckt werden. Um die Ereignisrate weiter zu erhöhen, fand im Herbst 2013 ein Ausbau von Tunka-Rex auf insgesamt 25 Antennen statt.

⁵Der geomagnetische Winkel ist der Winkel zwischen Erdmagnetfeld und Schauerachse.

8. Die lokale Datenakquisition

Die vorherigen Kapitel beschrieben Entwicklung und Fertigung der LNAs und Filterverstärker, die das elektrische Feld einer Radioemission in ein analoges, elektrisches Signal umwandeln und vorverarbeiten. Die nächste Komponente in der Auslekette zur Rבודetektion kosmischer Strahlung bildet nun die LS-Elektronik, die das analoge Signal mittels schneller ADCs digitalisiert und zur zentralen AERA-DAQ zur Aufzeichnung weiterleitet. Damit die LS-Elektronik innerhalb einer AERA-Station (vgl. Abschnitt 5.1.3) die ADC-Messdaten an die zentrale AERA-DAQ übermitteln kann, wird ein Programm als Vermittlungsschicht zwischen LS-Elektronik und AERA-DAQ benötigt. Dieses sogenannte LS-DAQ Programm wurde im Rahmen dieser Arbeit implementiert und auf den AERA1- und AERA2-Stationen in Betrieb genommen. Die LS-DAQ läuft auf dem Betriebssystem uClinux und kommuniziert über die betriebssystemeigenen Gerätetreiber mit den verschiedenen Elektronikkomponenten der LS-Elektronik. Daneben verwaltet und initialisiert die LS-DAQ Hardwarefunktionen und liefert Monitoringdaten über den Zustand der AERA-Station an eine Datenbank.

Da es sich bei der LS-Elektronik um eine Eigenentwicklung mit spezialisierten Hard- und Firmwarekomponenten handelt, ist die LS-DAQ sehr hardwarenah programmiert. Zum besseren Verständnis ihrer Funktionsweise, gibt der folgende Abschnitt daher zunächst einen Überblick über die Hard- und Firmwarekomponenten der LS-Elektronik. Ein ähnlicher Überblick findet sich auch in [140] und [77].

8.1. Hardware der LS-Elektronik

Die LS-Elektronik ist die komplexeste Komponente in einer AERA-Station und auch der größte Energieverbraucher. Aufgrund der Solarstromversorgung der AERA-Stationen musste die LS-Elektronik bei der Entwicklung auf eine hohe Energieeffizienz optimiert werden. Für die Ausbaustufen AERA1 und AERA2 wurde die LS-Elektronik von Ingenieuren des IPE mit Unterstützung der Bergische Universität Wuppertal (BUW) in zwei verschiedenen Versionen entwickelt [140]. Im Folgenden wird nur die in Abb. 8.1 gezeigte LS-Elektronik für AERA2 beschrieben. Sie unterscheidet sich von der LS-Elektronik für AERA1 vor allem im als Aufsteckmodul integrierten Filterverstärker und durch eine verbesserte interne Spannungsversorgung. Eine Übersicht über ihre Komponenten ist in Abb. 8.2 zu sehen.

ADCs

Die LS-Elektronik nimmt die Signale der beiden HG- und LG-Ausgangskanäle des Filterverstärkers (vgl. Kapitel 6) mit vier ADCs vom Typ AD9626 von Analog DevicesTM[118] mit 180 MHz Abtastrate und 12 Bit Auflösung auf. Die Digitalisierung des Signals findet nach dem Pipeline-Prinzip statt, was im Vergleich zu ADCs nach dem Flash-Prinzip eine höhere Energieeffizienz und Auflösung ermöglicht [162]. Damit beträgt die Leistungsaufnahme pro ADC inklusive Wandlungsverlusten in der Spannungsversorgung nur etwa 0.4 W. Die Kombination der HG- und LG-Kanäle erweitert den Dynamikbereich des Gesamtsystems auf etwa 15.3 Bit. Bei der Entwicklung der LS-Elektronik für AERA2 wurden auch der Wechsel von vier 12 Bit ADCs auf zwei 14 Bit ADCs vom Typ ADS4149 von Texas InstrumentsTM in Betracht gezogen. Das Design-Risiko und der Aufwand beim Wechsel wurde jedoch als zu hoch und der Nutzen als zu gering eingeschätzt. Der ADS4149 bietet nur eine

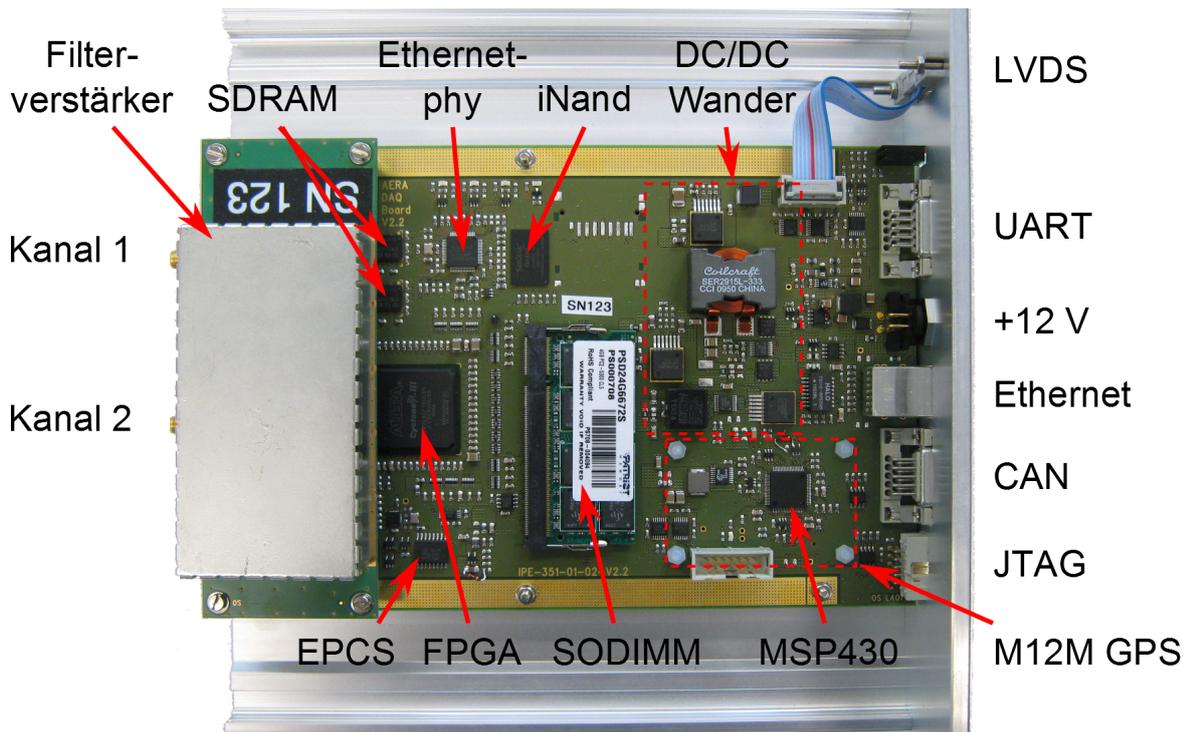


Abbildung 8.1: Komponenten auf der Leiterplatte der LS-Elektronik. Die M12M GPS-Uhr befindet sich auf der Rückseite der Leiterplatte, die vier ADCs unter dem Filterverstärker.

effektive Auflösung von 11.3 Bit [163], während der AD9626 bereits eine effektive Auflösung von 10.5 Bit hat [118].

FPGA

Zur Verarbeitung der digitalisierten Signale sind die Datenbusse der ADCs an ein FPGA angeschlossen. Mit diesem FPGA können Algorithmen zur Verarbeitung der ADC-Daten besonders energieeffizient und jederzeit änderbar implementiert werden. So hat der in [77] in den FPGA implementierte Filter-Algorithmus eine Leistungsaufnahme von etwa 3 W. Er filtert im Fourier-Raum Radioträger aus dem Antennensignal und führt dabei FFTs und iFFT in Echtzeit auf den ADC-Zeitreihen aus. Die Echtzeitverarbeitung einer solchen Datenmenge auf z.B. mehreren, parallelen x86er CPUs würde dagegen eine deutlich höhere Leistungsaufnahme bedeuten.

Da das IPE mit den Entwicklungswerkzeugen der Firma Altera™ in der Vergangenheit bereits viel Erfahrung gesammelt hatte, wurde entschieden, ein FPGA aus der energieeffizienten Cyclone-III Reihe von Altera™ zu verwenden. Auf der LS-Elektronik wurde der größte Typ der Baureihe, ein EP3C80F780 mit 80.000 Logic Elements (LEs) verbaut. Neben der Triggereinheit enthält die Firmware (s. Abschnitt 8.2) des FPGAs eine als Softcore implementierte NIOS2-CPU von Altera. Sie läuft unter einem uClinux Betriebssystem, welches auch von den Prozessen der lokalen DAQ genutzt wird. Als Arbeitsspeicher für die CPU dienen zwei an den FPGA angebundene SDRAMs mit insgesamt 128 MByte Speicherplatz.

DDR2-SODIMM

Ein an das FPGA angebundenes, 4 GByte großes DDR2-SDRAM Modul im SODIMM Format dient als Ringpuffer, der den ADC-Datenstrom der HG-Kanäle (540 MByte/s) über etwa 7.4 s kontinuierlich zwischenspeichert. Es handelt sich dabei um ein handelsübliches Speichermodul, das auch in

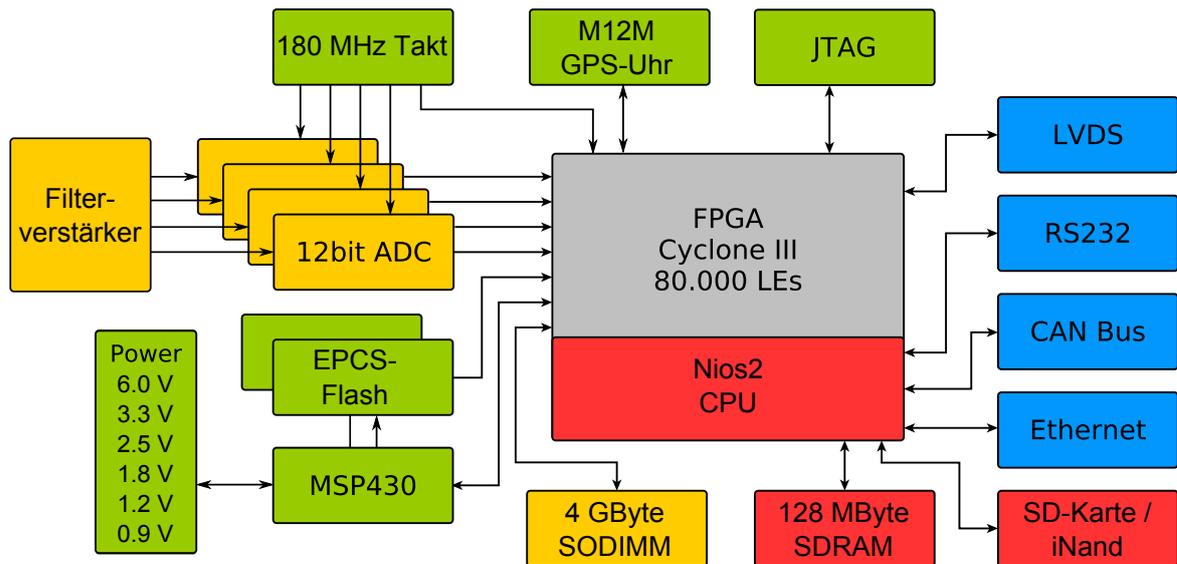


Abbildung 8.2: Blockschaltbild der LS-Elektronik. Die Farben deuten die Zugehörigkeit zu verschiedenen Funktionseinheiten an. In Blau die Schnittstellen der Kommunikation mit der Außenwelt, in Rot die zur Nios2-CPU zugehörigen Komponenten und in Gelb die Komponenten zur Aufnahme und Zwischenspeicherung des Antennensignals. Zusätzliche Hilfskomponenten sind grün gekennzeichnet [77].

zahlreichen Laptops verwendet wird. Dieses SODIMM ermöglicht eine externe Triggerrung der LS-Elektronik, selbst wenn das Triggersignal eine Latenz von einigen Sekunden hat, wie es bei Augers SD oder FD der Fall ist. Genauso ist damit auch eine nachträgliche Datenauslese möglich, falls die AERA-DAQ in einer benachbarten Antennenstationen ein interessantes Ereignis gefunden hat.

GPS-Uhr

Für eine zeitliche Zuordnung der gemessenen ADC-Daten befindet sich eine GPS-Uhr vom Typ M12M von Motorola auf der LS-Elektronik. Sie ist das Nachfolgemodell der Motorola OnCoreUT⁺ GPS-Uhr, die beim SD und FD mit guter Präzision erfolgreich eingesetzt wird. Die GPS-Uhr leitet aus Laufzeitmessungen der Signale von GPS-Satelliten eine lokale Uhrzeit ab. Auf Basis dieser Messungen erzeugt sie zu Beginn jeder Sekunde ein 1PPS-Signal, das vom FPGA als Startmarkierung einer neuen Sekunde erfasst wird. Die GPS-Uhr besitzt eine RS232 Schnittstelle, über die sie sekundlich neben der aktuellen Zeit auch Informationen zum Status (sichtbare Satelliten, Signalstärke, Fehlermeldungen, etc.) an den FPGA weiterleitet. In diesen Informationen ist auch der Sawtooth-Parameter (SWP) enthalten. Der SWP ist ein Korrekturwert, der angibt, um wie viele Nanosekunden das 1PPS-Signal zu früh oder zu spät im Vergleich zum wirklichen Sekundenanfang ausgegeben wird. Er muss von der LS-DAQ berücksichtigt werden, um die erforderliche Zeitpräzision bei der Datennahme zu erreichen.

DC/DC-Wandler

Die Komponenten der LS-Elektronik müssen mit verschiedenen Betriebsspannungen versorgt werden. Dazu verfügt die LS-Elektronik über DC/DC-Wandler, die nach dem Synchronwandler-Prinzip aus der variablen Batteriespannung einer AERA-Station (etwa 12 – 15 V) mehrere Versorgungsspannungen erzeugen. Um die Batteriespannung möglichst effizient herunterzusetzen, geschieht die Spannungswandlung in zwei Stufen. Zur Versorgung der digitalen Komponenten erzeugt einer der DC/DC-Wandler aus der Batteriespannung zunächst eine Spannung von 3.3 V, die Hilfskomponen-

ten wie Schnittstellentreiber, das iNand und die GPS-Uhr versorgt. Weitere DC/DC-Wandler nutzen diese 3.3 V, um die Spannungen 2.5 V (FPGA), 1.8 V (FPGA, ADC digital, SODIMM), 1.2 V (FPGA) und 0.9 V (SODIMM) zu erzeugen. Die analogen Schaltungskomponenten werden zur Vermeidung von Einstreuungen durch Schaltvorgänge des FPGAs und SODIMMs in einem gesonderten Spannungszweig versorgt. Für den Filterverstärker werden zunächst 6.0 V erzeugt, die anschließend nochmals auf 1.8 V für die Eingänge des ADCs heruntersetzt werden.

MSP430

Zur Überwachung der Grundfunktionen der LS-Elektronik wird ein Microcontroller aus der für geringe Leistungsaufnahme optimierten MSP430-Familie von Texas InstrumentsTM eingesetzt. Er schaltet die Betriebsspannungen für die verschiedenen Komponenten je nach Bedarf ein und aus und überwacht die Statussignale der DC/DC-Wandler. Weiterhin besitzt der MSP430 integrierte ADCs, mit denen er die Spannungen und Ströme von den DC/DC-Wandlern überwacht. Über die I^2C Schnittstelle des MSP430 kann die im FPGA integrierte NIOS2-CPU diese Messwerte und Statussignale auslesen. Genauso kann die NIOS2-CPU auch Statusregister des MSP430 beschreiben, um gezielt bestimmte Betriebsspannungen ein- u. auszuschalten. Neben den Spannungen der DC/DC-Wandler überwacht der MSP430 auch die Batteriespannung. Fällt diese unter eine einstellbare Schwelle, schaltet der MSP430 die übrige LS-Elektronik mittels eines Hauptschalters ab, um die Batterie vor Tiefentladung zu schützen. Der MSP430 erhält seine Versorgungsspannung direkt von der Batteriespannung und ist selbst nicht abschaltbar. Er erkennt, wenn die Batterie wieder geladen wird, und schaltet die LS-Elektronik gegebenenfalls selbstständig ein.

iNand und SD-Karte

Ein über Serial Peripheral Interface (SPI) an den FPGA angebundener, 4 GByte großer sogenannter iNAND Flash-Speicher kann zur nicht-flüchtigen Speicherung beliebiger Daten verwendet werden. Bei der LS-Elektronik von AERA1 wurde an dieser Stelle noch eine auswechselbare Secure Digital (SD)-Karte eingesetzt. Diese wurde, um Kontaktproblemen an den Steckkontakten vorzubeugen, durch das fest verlötete iNAND ersetzt. Beide Varianten sind auf die gleiche Weise verwendbar.

CAN, RS232, JTAG, Ethernet

Zur Kommunikation verfügt die LS-Elektronik über mehrere Schnittstellen. Die RS232 Schnittstelle ist für verschiedene Zwecke konfigurierbar. In den AERA2 Stationen ist der Laderegler des Photovoltaiksystems, die Power Control Unit (PCU), über diese Schnittstelle an die LS-Elektronik angeschlossen, so dass die NIOS2-CPU dessen Statusinformationen auslesen kann. Sie kann jedoch auch als Kommandozeilen-Terminal zur Steuerung der LS-Elektronik konfiguriert werden.

Die Ethernetschnittstelle dient zum Transfer von Messdaten von und zur zentralen AERA-DAQ und ermöglicht den Betrieb Internet Protocol (IP)-basierter Dienste wie z.B. Telnet oder dem File Transfer Protocol (FTP) auf der NIOS2-CPU. Über Telnet lässt sich die LS-Elektronik leicht aus der Ferne administrieren, während FTP z.B. zum Download neuer Firmware verwendet werden kann. Der Transport der IP-Pakete kann dabei flexibel mittels eines Glasfaser- oder Funknetzwerks erfolgen (vgl. Abschnitt 5.1.3). Dem gleichen Zweck dient auch die Controller Area Network (CAN)-Schnittstelle, über die eine Verbindung zu der in [164] entwickelten Subscriber Unit (SU) hergestellt werden kann. Anstatt über die Ethernetschnittstelle, kann die LS-Elektronik dann Messdaten mittels eines proprietären Funknetzwerkprotokolls über die SU an die zentrale AERA-DAQ senden.

Die Joint Test Action Group (JTAG)-Schnittstelle ermöglicht ein direktes Aufspielen der FPGA-Firmware und bietet auch Zugriff auf eine Kommandozeile des internen uClinux. Sie dient nur Entwicklungs- und Inbetriebnahmezwecken.

8.2. FPGA-Firmware

Die Firmware des FPGAs besteht im Wesentlichen aus drei Funktionsblöcken. Abbildung 8.3 zeigt die Firmwarekomponenten in verschiedenen Farben und deren Verbindungen untereinander.

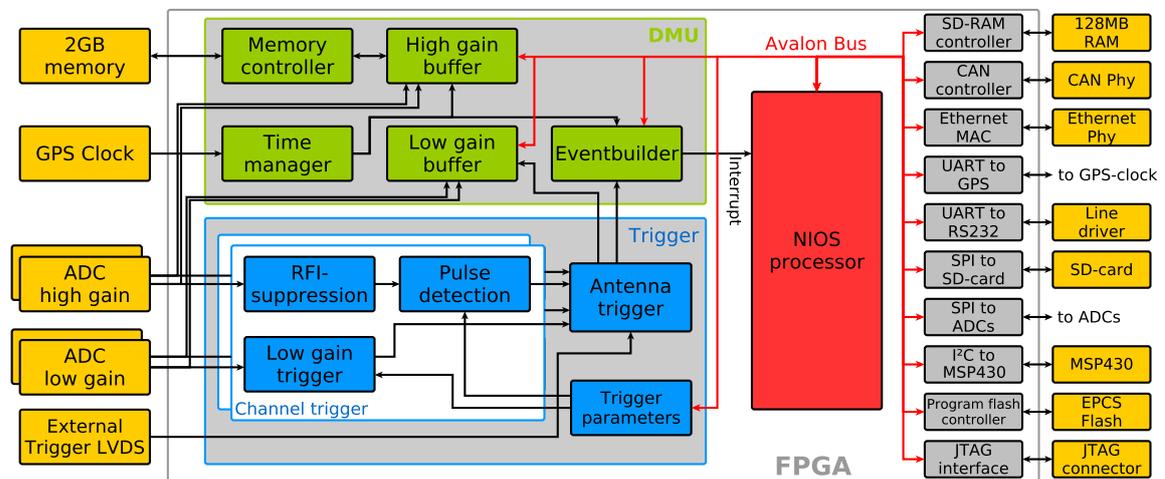


Abbildung 8.3: Blockdiagramm der FPGA-Firmware [77].

Einer der Funktionsblöcke ist die von Ingenieuren des IPE entwickelte **Data Management Unit (DMU)**, der mehrere verschiedene Aufgaben zufallen. Zunächst ist die DMU für die kontinuierliche Zwischenpufferung der ADC-Werte der HG-Kanäle im SODIMM Modul und das spätere Abrufen der ADC-Werte durch die CPU verantwortlich. Da das SODIMM gleichzeitig beschrieben und auch gelesen werden soll und zusätzliche periodische SDRAM-Auffrischungszyklen den Datentransfer blockieren können, ist ein kontinuierliches Schreiben nicht möglich. Um die zwischenzeitlich anfallenden ADC-Werte nicht zu verlieren, werden sie zuerst im „High gain buffer“ zwischengespeichert und dann blockweise durch einen DDR2-SDRAM Speichercontroller in das SODIMM geschrieben. Bei dem Speichercontroller handelt es sich um ein Intellectual Property (IP)-Core von Altera. Er wandelt die Spalten- und Zeilenadressierung des SODIMMs in einen linearen Adressraum um, sorgt automatisch für die notwendigen Auffrischungszyklen und ermöglicht ein schnelles, blockweises Schreiben der ADC-Werte im „Burst-Modus“ des DDR2-SDRAMs.

Beim Schreiben der ADC-Werte wird der Adresszähler so lange inkrementiert, bis das Ende des Adressraums erreicht wird und er wieder auf Null zurückspringt, so dass sich der Vorgang wiederholt. Um die zu einem gegebenen Zeitpunkt gespeicherten ADC-Werte wieder zu finden und zu lesen, befindet sich im „Time-Manager“ ein Taktzähler, der mit dem 180 MHz-Takt der ADCs hochgezählt wird. Am Anfang einer Sekunde wird er vom 1PPS-Signal der GPS-Uhr zurückgesetzt und sein letzter Wert als sogenannter DMU-Taktzählerstand (TZS) der CPU zur Verfügung gestellt. Zusammen mit den Zeitinformationen der GPS-Uhr kann die CPU dann die genaue ADC-Taktfrequenz innerhalb der letzten Sekunde berechnen. Für Details s. Abschnitt 8.7. Zudem wird der aktuelle Stand des Adresszählers in einem 3 Bit adressierbaren, also acht Einträge tiefen Ringpuffer zwischengespeichert. Die Adresse des Ringpuffer-Eintrags entspricht dabei den niederwertigsten 3 Bit der GPS-Zeit¹ und ist bei der Initialisierung der DMU von der LS-DAQ auf einen entsprechenden Anfangswert zu setzen. Dadurch kann unter der Angabe eines Sekundenwertes und eines Taktstands

¹Die GPS-Zeit gibt die Anzahl der Sekunden seit dem 6. Januar 1980, 00:00:00 UTC an. Im Gegensatz zur koordinierten Weltzeit (UTC) enthält sie keine Schaltsekunden, wodurch Mehrdeutigkeiten vermieden werden.

immer die Adresse der entsprechenden ADC-Werte innerhalb der letzten acht Sekunden berechnet und die Werte aus dem SODIMM gelesen werden.

Weiterhin sorgt die DMU auch für die Speicherung der ADC-Werte der LG-Kanäle. Diese sind allerdings nur in dem seltenen Fall von Interesse, in dem die ADCs der HG-Kanäle übersteuert wurden. Sie werden daher nur in zwei sich abwechselnden 2048 Worte tiefen Ringpuffern zwischengespeichert. Wird ein HG-Kanal durch einen großen Radiopuls übersteuert, so wird der erste Ringpuffer angehalten und kann von der CPU ausgelesen werden, während der zweite weiterhin ADC-Werte aufzeichnet, bis eine weitere Übersteuerung auftritt. Weitere Übersteuerung werden ignoriert, bis die Ringpuffer von der CPU ausgelesen wurden. Die Ringpuffer werden dabei gerade so angehalten, dass der auslösende Radiopuls in der Mitte des aufgezeichneten Bereichs liegt.

Die in [77] entwickelte **Triggereinheit** ist die zweite Komponente der FPGA-Firmware. Sie untersucht die als kontinuierlicher Datenstrom eingelesenen ADC-Werte auf Radiopulse und löst gegebenenfalls ein Triggersignal aus. Um eine niedrige Detektionsschwelle zu erreichen, filtert die darin enthaltene „RFI-suppression“ [138] zunächst als Linien im Frequenzspektrum erkennbare Rundfunkträger aus dem Empfangssignal. Dazu unterteilt die RFI-suppression den ADC-Datenstrom zunächst in 1024 ADC-Werte lange, sich teilweise überlappende Blöcke. Ein FFT IP-Core von Altera transformiert die einzelnen Blöcke in den Frequenzraum, wo ein Median-Filter durch Rundfunkträger hervorgerufene Peaks im Frequenzspektrum „abschneidet“. Eine iFFT wandelt die Blöcke dann wieder in den Zeitbereich um, wo eine Hilbert-Einhüllende auf das von Rundfunkträgern befreite Signal berechnet wird. Abbildung 8.4 zeigt die Auswirkungen dieser Methode auf einen von zwei Rundfunkträgern gestörten Radiopuls. Zur besseren Vergleichbarkeit ist das Signal ohne Einhüllende dargestellt.

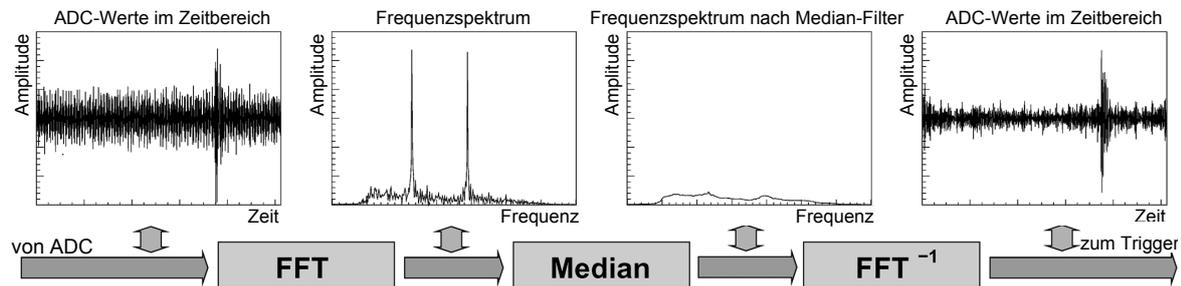


Abbildung 8.4: Blockdiagramm der RFI-suppression in der Triggereinheit mit den Signalform vor, während und nach der Filterung [138].

Die einzelnen Blöcke werden anschließend wieder zu einem kontinuierlichen Signal zusammengesetzt. Überschreitet die Einhüllende den Schwellwerttrigger der folgenden „Pulse detection“ Einheit, löst diese einen sogenannten T1-Trigger aus. Die „Pulse detection“ Einheit untersucht das auslösende Signal daraufhin genauer, d.h. sie bestimmt Parameter wie Breite und SNR des Pulses und entscheidet anhand dieser Werte, ob der T1-Trigger weitergeleitet werden soll. Des weiteren enthält die Trigger-Einheit eine Phase Locked Loop (PLL), die auf periodisch auftretende T1-Trigger auf-synchronisieren kann. Solche periodische, transiente Störungen können z.B. durch Koronaentladungen an Überlandleitungen entstehen und zeigen daher eine typische 50 Hz bzw. 100 Hz Periodizität auf. Ein mit der PLL synchronisierter Veto kann dann zur Unterdrückung eingeschaltet werden. Die Einstellung der verwendeten Trigger-Parameter kann während des laufenden Betriebs von der CPU aus geändert werden. Hat ein T1-Trigger sämtliche Triggerbedingungen passiert, erzeugt die Triggereinheit an ihrem Ausgang einen einfachen Impuls (genannt T2-Impuls), der zum „Eventbuilder“ der DMU weitergeleitet wird. Der Eventbuilder bestimmt aus dem Sekunden- und Taktzählerstand des Time-Managers den Zeitstempel des T2-Impulses, genannt Sekunden-Subsekunden-Zähler (SSZ).

Dieser SSZ besteht aus den unteren 3 Bit der aktuellen GPS-Sekunde, sowie dem Taktzählerstand zum Zeitpunkt des T2-Impulses. Zusätzlich bietet der Eventbuilder die Möglichkeit, Latenzen der Triggereinheit auszugleichen, indem er einen einstellbaren Wert vom SSZ subtrahiert.

Die dritte, große Komponente der FPGA-Firmware ist die **NIOS2-CPU**, eine 32 Bit Softcore CPU von Altera. Vorteil der Verwendung dieser im FPGA integrierbaren CPU ist, dass eine gesonderte, externe CPU eingespart wird und die NIOS2-CPU sich vergleichsweise leicht durch den „Avalon-Bus“ an andere Komponenten der Firmware anbinden lässt. Arbeitsspeicher sowie Schnittstellen sind an dasselbe Bussystem angebunden und unter verschiedenen Speicheradressen ansprechbar. Verwendet wird die f (fast)-Version der NIOS2-CPU, die im Vergleich zur einfachsten e (economic)-Version zur Erhöhung der Verarbeitungsgeschwindigkeit u.a. über zusätzliche Daten- und Instruktions Caches, eine 6-stufige Pipeline sowie Multiplikations- und Divisionseinheiten verfügt. Die Integration der Komponenten in das Gesamtsystem erfolgt durch den sogenannten System on a Programmable Chip (SOPC)-Builder. Dies ist ein in der FPGA-Entwicklungsumgebung Quartus II von Altera enthaltener Codegenerator, mit dem jeder an den Avalon-Bus angebundenen Komponente Speicheradressen und Interrupt-Leitungen zugewiesen werden können. Der SOPC-Builder erzeugt anschließend die entsprechenden VHDL²-Quelltexte zur Kompilierung der FPGA-Firmware sowie eine sogenannte „PTF-Datei“. In der PTF-Datei sind sämtliche angebundenen Komponenten mit Adressen und Interrupt-Nummer aufgelistet. Sie wird später bei der Kompilierung des uCLinux benötigt um diese Komponenten an den entsprechenden Speicheradressen wieder aufzufinden. Neben der DMU und der Trigger-Einheit sind auch sämtliche Schnittstellen zur Kommunikation wie z.B. die Ethernetschnittstelle und zu Komponenten der LS-Elektronik wie z.B. die RS232 Schnittstelle zur GPS-Uhr ebenfalls an den Avalon-Bus angebunden. Diese Schnittstellen wurden mit bereits existierenden IP-Cores von Altera bzw. „opencores.org“ implementiert.

8.3. uCLinux-Firmware

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, enthält die FPGA-Firmware viele verschiedene Geräte zur Kommunikation mittels komplexer Protokolle wie z.B. Ethernet mit dem TCP/IP-Stack oder das ext3-Dateisystem auf dem iNand. Damit die LS-DAQ diese Geräte und Protokolle verwenden kann, sind Softwareschnittstellen nötig, die einen Zugriff darauf ermöglichen. Um all diese Softwarekomponenten nicht neu entwickeln zu müssen, war es nahe liegend, ein existierendes Betriebssystem das diese bereits mit sich bringt zu verwenden. Da die NIOS2-CPU keine Memory Management Unit (MMU) hat, fiel die Wahl auf das Betriebssystem uCLinux, das von Ingenieuren des IPE an die LS-Elektronik angepasst wurde. uCLinux ist eine Linux-Distribution, mit einem für CPUs ohne MMU angepassten Kernel, optimiert für den Einsatz in eingebetteten Systemen auf denen nur wenig Speicherplatz zur Verfügung steht. Ein Vorteil bei der Verwendung von uCLinux ist zudem, dass eine weitgehend POSIX-konforme Programmierschnittstelle³ vorhanden ist. Unter Linux lauffähige Programme können damit nach geringfügigen Anpassungen auch für uCLinux kompiliert werden. Die Kompilierung des uCLinux-Kernels sowie der Benutzerprogramme erfolgt dabei mit einem von Altera an den Befehlssatz der NIOS2-CPU adaptierten GCC-Compiler, dem *nios2-linux-gcc*.

Gerätetreiber

Wie bei einem herkömmlichen Linux-System, werden auch hier die an den Avalon-Bus angebundene Komponenten über entsprechende Gerätedateien in das Dateisystem des uCLinux eingeblendet. Für

²Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language.

³Das Portable Operating System Interface (POSIX) ist eine für Unix-artige Betriebssysteme entwickelte Softwareschnittstelle zur Anwendungsprogrammierung.

allgemein übliche Schnittstellen, wie z.B. RS232 oder I2C, bringt das Betriebssystem bereits vorgefertigte Gerätetreiber mit sich. Sie erlauben Benutzerprogrammen einen einfachen Zugriff auf die Hard- und Firmwarekomponenten. Um Benutzerprogrammen den Zugriff auf die DMU zu ermöglichen, haben Ingenieure des IPE dagegen einen eigenen Gerätetreiber entwickelt.

Er behandelt zunächst die folgenden beiden von der DMU ausgelöstem Interrupts: Das 1PPS-Signal der GPS-Uhr löst zu Beginn jeder neuen Sekunde einen Interrupt aus. Der Treiber liest dann den TZS sowie die unteren 3 Bit eines vom 1PPS-Signal inkrementierten Zählers vom Time-Manager der DMU. Anschließend signalisiert der Treiber dem gerade schlafenden Benutzerprogramm, dass es aufwachen und die neuen Daten des Time-Managers von der entsprechenden Gerätedatei lesen kann. Hat dagegen die Triggereinheit einen Interrupt infolge eines oder mehrerer Radiopulse erzeugt, so beginnt der Treiber den Triggerzeitpunkten entsprechende SSZ aus einem First In First Out (FIFO)-Puffer des Evenbuilders zu lesen. Wie zuvor, weckt er anschließend das Benutzerprogramm auf und stellt ihm den SSZ zum Lesen zur Verfügung. Vorteil dieser Mechanismen ist, dass die DMU nicht ständig auf neue Daten kontrolliert werden muss.

Daneben dient der DMU-Treiber auch zur Anforderung von ADC-Werten aus dem SODIMM. Der Treiber bietet die Möglichkeit unter Angabe eines SSZ die entsprechenden ADC-Werte aus dem SODIMM zu lesen. Der DMU-Treiber liest die ADC-Werte dann über die DMU in einen treiberinternen Zwischenspeicher, und sendet ein Wecksignal an das Benutzerprogramm, damit es die abgeholten ADC-Werte entgegen nimmt.

Die Parameter der Trigger-Einheit müssen dagegen nur einmal beim Start der LS-DAQ gesetzt werden, eine Reaktion auf Interrupts durch die CPU ist nicht notwendig. Der Zugriff geschieht hier der Einfachheit wegen nicht über einen Gerätetreiber sondern direkt mittels memory-mapping. Dabei werden die Register, die Trigger-Parameter enthalten, direkt in den Adressraum des Arbeitsspeichers eingebündelt. Zur Änderung eines Parameters muss nur auf die entsprechende Speicheradresse geschrieben werden.

Speicherschutz

Der Wegfall der MMU hat im Vergleich zu einem herkömmlichen Linux-System verschiedene Konsequenzen, die bei der Entwicklung der LS-DAQ zu beachten waren. Eine MMU stellt üblicherweise jedem Prozess sowie dem Betriebssystemkernel einen eigenen, virtuellen Adressraum innerhalb des physischen Adressraums zur Verfügung, beginnend bei der Adresse 0. Sie verfügt dazu über einen „Translation Lookaside Buffer“, also eine Tabelle, in der die Zuordnungen zwischen virtuellen Adressräumen und dem physischen Adressraum abgelegt sind. Der virtuellen Adressraum kann damit leicht durch Änderung der Tabelleneinträge erweitert werden, falls der Stack des Prozesses wächst oder der Prozess neuen Speicherplatz auf dem Heap alloziert. Versucht ein Prozess, auf Speicherbereiche jenseits der Stackgrenzen oder auf nicht allozierte Stellen des Adressraums zuzugreifen, verweigert die MMU den Zugriff und signalisiert eine Schutzverletzung. Daraufhin fängt der Kernel dieses Signal ab und beendet den fehlerhaften Prozess. Fehlt die MMU, ist ein solcher Speicherschutz nicht gewährleistet. Jeder Prozess kann dann auf beliebige Stellen des Adressraums zugreifen, und somit z.B. durch einen Programmierfehler, unbemerkt Speicherbereiche des Kerns oder anderer Prozesse überschreiben. Je nach betroffenem Speicherbereich kann das System dann nicht mehr erreichbar sein. Bei der Softwareentwicklung für ein uClinux-System ist daher sorgfältig auf Einhaltung von Speicherbegrenzungen zu achten. Zudem ist zu beachten, dass der Stack nicht beliebig groß werden kann, sondern seine Größe bereits zur Kompilierung festgelegt ist. In den Standardeinstellungen von *nios2-linux-gcc* beträgt die Stackgröße nur 4 kByte, kann jedoch mit der Compileroption `-elf2ft= "-s Stackgröße in Bytes "` beliebig angepasst werden⁴.

⁴Die LS-DAQ verwendet für den Stack 128 kByte.

Bootvorgang und gestartete Prozesse

Wird die LS-Elektronik eingeschaltet, wird zunächst die FPGA-Firmware aus dem gerade aktiven EPCS geladen und die NIOS2-CPU gestartet. Diese lädt wiederum den uClinux-Kernel und danach ein Image des uClinux Root-Filesystems aus dem EPCS in ein RAMFS⁵ im SDRAM.

Wie bei einem herkömmlichen Linux wird als erster Prozess der */bin/init* Daemon gestartet. Er führt das Initialisierungsscript in der Datei */etc/rc* aus. Zu beachten ist hier, dass uClinux im Gegensatz zu einem herkömmlichen Linux nur ein Runlevel besitzt und daher auch nur eine einzige */etc/rc* Datei existiert. Bei der Ausführung der */etc/rc* werden zunächst wichtige Dateisysteme (wie z.B. das iNand unter */mnt*) eingehängt und anschließend die in */mnt/ip.conf* gespeicherte IP-Adresse für die Ethernetschnittstelle gesetzt. Dabei erhält die Ethernetschnittstelle auch eine gerätespezifische, einzigartige Media Access Control (MAC)-Adresse, die aus einem Seriennummerchip auf der LS-Elektronik mit dem Programm */bin/aeramacaddr* ausgelesen wird. Ebenso wird auch die CAN-Schnittstelle auf eine Übertragungsgeschwindigkeit von 1 MBit/s initialisiert (eine Adressvergabe ist bei CAN nicht nötig). Als nächster Schritt setzt das Programm */bin/gpssetup* die Betriebssystemzeit auf die letzte von der GPS-Uhr erhaltene Uhrzeit. Das Programm */bin/aerawatchdog* wird dann als Hintergrundprozess gestartet. Es setzt alle 10 s den im MSP430 integrierten Watchdog zurück, der ansonsten die LS-Elektronik nach einer Auszeit von 60 s neu starten würde. Falls die Datei */mnt/syslog.conf* existiert, wird nun ein */sbin/syslogd* und ein */sbin/klogd* Daemon gestartet. Diese Daemone sammeln Log-Meldungen verschiedener Prozesse und leiten sie an in */mnt/syslog.conf* gegebene Dateien bzw. über Netzwerk verbundene Rsyslog-Server weiter. Die Details zur Konfiguration sind in [165] beschrieben.

Zuletzt startet die */etc/rc* das auf dem iNand gespeicherte Skript */mnt/startup.sh* im Hintergrund und beendet sich. Das Skript ruft individuelle, gerätespezifische Einstellungen auf, die unabhängig von den Einstellungen der uClinux-Firmware sind. Im Falle der AERA Stationen enthält */mnt/startup.sh* ein Skript, das periodisch versucht per FTP einen Tarball⁶ mit der aktuellen LS-DAQ von einem der AERA-DAQ Rechner herunterzuladen. War dies erfolgreich, wird der Tarball entpackt und die LS-DAQ mitsamt der im entpackten Verzeichnis gefundenen Triggereinstellungen gestartet. Weitere Details sind in Abschnitt 8.5 beschrieben.

Wurde die Ausführung des */etc/rc*-Skripts beendet, startet */bin/init* entsprechend der Konfiguration in */bin/inittab* den */bin/inetd* Daemon und erzeugt ein Kommandozeilenterminal (*/bin/sh*) für die JTAG-Schnittstelle, um einen Login per JTAG zu ermöglichen. */bin/inetd* ist ein sogenannter Superserver, der dafür konfiguriert⁷ ist, auf den Ports des Telnet- und des FTP-Diensts auf eingehende Verbindungen zu warten. Falls eine Verbindung angefragt wird, startet */bin/inetd* die entsprechenden Telnet bzw. FTP-Serverprozesse, die einen Login (Telnet) oder Dateitransfer (FTP) ermöglichen und stoppt diese nach Verbindungsabbruch wieder.

8.4. Die zentrale AERA-DAQ

Die zentrale AERA-DAQ dient der Aufnahme von Messdaten der AERA-Stationen, ausgelöst durch externe wie auch interne Triggerung. Sie läuft auf Servern, die im FD-Gebäude Coihueco untergebracht sind und speichert die Messdaten auf den dortigen Redundant Arrays of Independent Disks (RAIDs). Die Kommunikation zwischen den AERA-Stationen und der AERA-DAQ erfolgt über Funkverbindungen mittels Bullet-SUs (AERA2) bzw. ein Glasfasernetzwerk (AERA1), das in der CRS über ein Bullet-SU an das Netzwerk in Coihueco angebunden ist (s. Abschnitte 5.1.3 und 9).

⁵RAMFS ist ein direkt in den Arbeitsspeicher der CPU integriertes Dateisystem.

⁶Tarball ist ein Dateiformat, welches das Packen ganzer Verzeichnisstrukturen in eine einzige Datei vorsieht.

⁷Die Konfiguration befindet sich in */etc/inetd.conf*.

Die Netzwerktopologie ist so angelegt, dass sich alle AERA-Stationen mit der hier gezeigten LS-Elektronik im selben logischen Netzwerk wie die AERA-DAQ befinden.

Die AERA-DAQ besteht aus drei Linux-Prozessen: dem Postmaster, T3Maker und dem Eventbuilder, sowie einer Netzwerk-Socket Bibliothek, genannt Rc-Lib, die zur Interprozesskommunikation und zur Kommunikation mit den AERA-Stationen dient. Die Aufteilung in mehrere Prozesse und die Kommunikation über Netzwerk-Sockets ermöglicht auch die Verteilung der AERA-DAQ auf mehrere Rechner, falls z.B. mehr CPU-Ressourcen benötigt werden. Die AERA-DAQ wurde von Mitgliedern der AERA-Gruppe am Subatech in Nantes, Frankreich (T3Maker, Rc-Lib) sowie am IKP am KIT (Postmaster, Eventbuilder) entwickelt. Ihre prinzipielle Funktionsweise orientiert sich an der DAQ des SD bei Auger, vgl. Abschnitt 3.1.1.

AMGSs

Die Übertragung von Daten zwischen den Stationen und der AERA-DAQ und Prozessen innerhalb der AERA-DAQ erfolgt über ein eigenes, paketorientiertes Nachrichtenformat. Zum Transport der DAQ-Nachrichten, genannt AMGSs, wird das Verbindungs- und streamingorientierte TCP/IP Protokoll verwendet. Mechanismen zur Fehlerkontrolle und -Korrektur gewährleisten bei TCP/IP einen sicheren Datentransport. Ein Nachteil bei der Verwendung von TCP/IP ist jedoch der stream- und nicht paketorientierte Datentransport. Das bedeutet, dass TCP/IP alle nach Verbindungsaufbau versendeten Daten als eine einzige, lange Bytefolge betrachtet. Das Konzept paketisierter Datensätze wird nicht unterstützt.

Um die AMGSs in den TCP/IP-Datenstrom einzubetten, wurde die Rc-Lib entwickelt. Sie bietet einen einfachen Container an, in den AMGSs eingebettet und verschickt werden können. Am Anfang des AMGS-Containers steht dessen Länge, danach folgt eine beliebige Anzahl AMGSs und am Ende des Containers eine Kontrollzahl (genannt „Magic“) als Endmarkierung, s. Abb. 8.5. Beim Empfang eines AMGS-Containers wartet die Rc-Lib, bis der AMGS-Container vollständig angekommen ist und gibt ihn dann erst für darauf wartende Benutzeranwendungen frei.

DAQ-Prozesse

In der AERA-DAQ spielt der Postmaster die Rolle eines zentralen Vermittlers und Zwischenpuffers für AMGSs. Er baut als TCP-Client zunächst Verbindungen⁸ zu den AERA-Stationen (TCP-Server) auf, überwacht diese und versucht im Fehlerfall eine neue Verbindung aufzubauen. Der T3Maker sucht in den Zeitstempeln (genannt T2s) der Stationen, die angeben, wann deren interner Selbsttrigger auslöst, nach zeitlichen Koinzidenzen. Wurde eine Koinzidenz zwischen mindestens drei Stationen gefunden, rekonstruiert der T3Maker die Ankunftsrichtung des Radiopulses aus den erhaltenen T2s und den bekannten Positionen der Stationen⁹.

Der „Cone-Algorithmus“ des T3Makers [166] vergleicht die berechnete Ankunftsrichtung mit den Richtungen früherer Radiopulse. Treten innerhalb von 10 Minuten mindestens zwei Radioereignisse innerhalb eines Raumwinkels von 5° auf, so schaltet der Cone-Algorithmus einen Veto für diesen Ankunftsrichtung. Auf diese Art werden menschengemachte, transiente Störquellen unterdrückt, die meist aus ein und denselben Richtungen Radiopulse vortäuschen. Hat der T3Maker eine Koinzidenz gefunden, die durch keines der Vetos unterdrückt wird, veranlasst er ein Auslesen und Abspeichern der entsprechenden Messdaten von den AERA-Stationen. Für die Speicherung dieser Daten sorgt dann der EventBuilder. Er erhält sie nicht direkt von den Stationen, sondern ebenfalls nach Pufferung durch den Postmaster. Die erhaltenen Daten werden nicht einfach gespeichert, sondern müssen zuvor noch verschiedene Plausibilitätstests passieren.

⁸Unter Verbindungsaufbau versteht man bei TCP/IP einen 3-Wege-Handshake, initiiert vom Client und akzeptiert vom Server.

⁹Die IP-Adressen und Positionen der AERA-Stationen sind in den Dateien `/home/daq/conf/pm.init`, `/home/daq/conf/array.conf` und `/home/daq/conf/t3maker.conf` enthalten.



Abbildung 8.5: In Gelb die Datenstrukturen der wichtigsten AMSGs zur Kommunikation mit und innerhalb der AERA-DAQ. Zusätzlich sind die Datenbreiten der mitgesendeten Werte vermerkt. In Grün die Struktur des AMSG-Containers zum Transport der AMSGs.

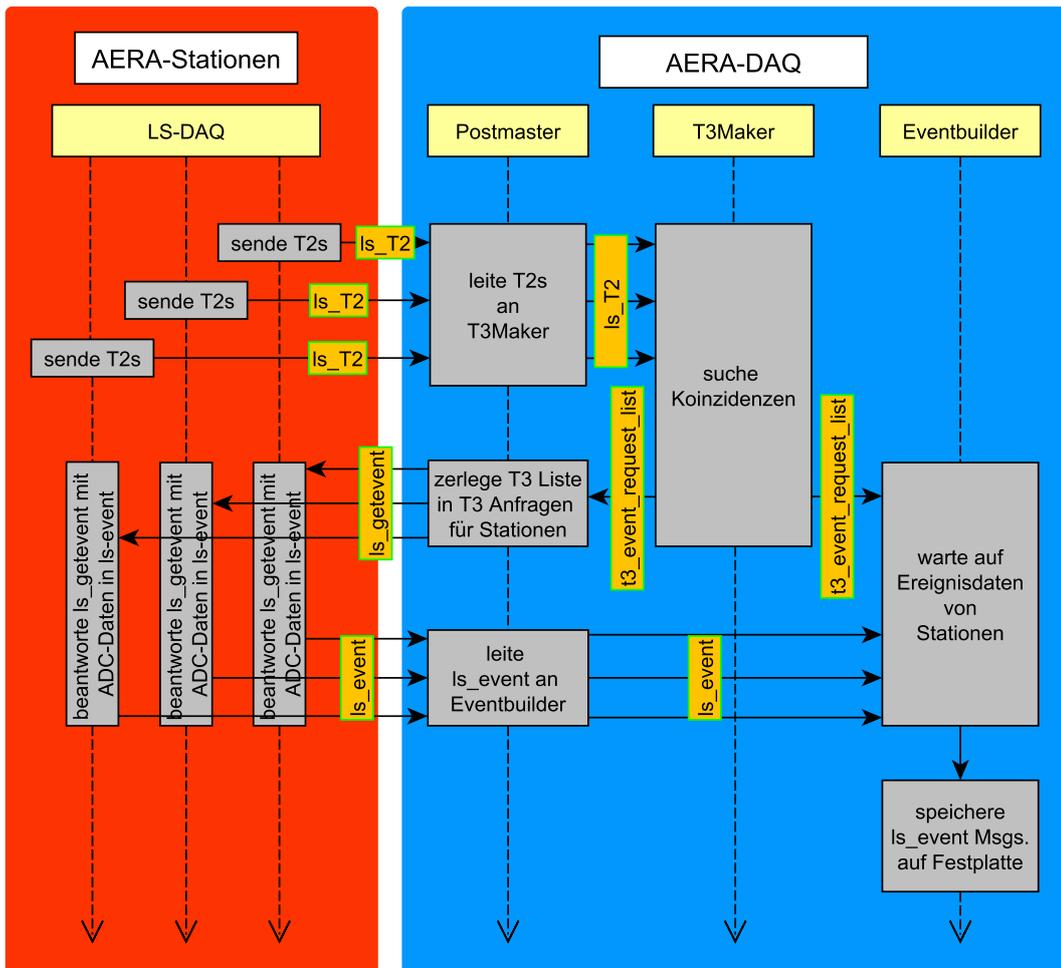


Abbildung 8.6: Sequenzdiagramm der Abläufe in der LS-DAQ während der Auslese eines Radioereignisses nach Selbsttriggerung.

Aufnahme eines Ereignisses

Abbildung 8.6 zeigt die Abläufe innerhalb der AERA-DAQ bei der Aufnahme eines Ereignisses. Für eine selbstgetriggerte Datenauslese schicken die AERA-Stationen ihre T2-Zeitstempel, an denen ihr interner Selbsttrigger auslöste, an den Postmaster der AERA-DAQ. Die T2s sind in der AMMSG **ls_T2** enthalten, s. Abb. 8.5. Nach dem Standard AMMSG Header, also Länge und Typ der AMMSG, enthält **ls_T2** die Stationsnummer (**LS_ID**) und die GPS-Sekunde innerhalb der die T2s erzeugt wurden. Darauf folgt für jeden T2 ein 4 Byte großes Feld, das in den niederwertigen 3 Bytes die Anzahl der Nanosekunden, geteilt durch 64, enthält. Das obere Byte ist vorgesehen, um Information über den auslösenden Puls, wie z.B. die Pulshöhe, mit zu übertragen. Es wird momentan jedoch nicht verwendet. Der Postmaster leitet die **ls_T2** AMMSGs dann weiter zum T3Maker, s. Abb. 8.6. Hat der T3Maker in den Listen der ihm zugesandten T2s ein koinzidentes Ereignis (genannt T3) zwischen mehreren Stationen gefunden, sendet er die **t3_event_request_list** AMMSG sowohl an den Eventbuilder als auch an den Postmaster. Nach dem Standard Header enthält diese AMMSG zunächst eine vom T3Maker vergebene, laufende Ereignisnummer, um verschiedene Ereignisse während der Datenaufnahme unterscheiden zu können. Darauf folgt eine Liste mit **LS_IDs** der Stationen, die ausgelesen werden sollen, sowie der T2-Zeitstempel, mit dem die jeweilige Station zum Auslösen des T3s beitrug. Mit Erhalt der **t3_event_request_list** AMMSG ist der Eventbuilder informiert, dass von den darin genannten Stationen ein Ereignis angefordert wurde und er beginnt auf das Eintreffen der entsprechenden Ereignisdaten zu warten. Der Postmaster dagegen beginnt nach Erhalt der **t3_event_request_list** AMMSG, diese gemäß der darin enthaltenen **LS_IDs** in **ls_getevent** AMMSGs zu zerlegen. Anschließend schickt er die **ls_getevent** AMMSGs an die betreffenden Stationen. Als Antwort senden diese Stationen eine AMMSG vom Typ **ls_event**. Nach dem Standard Header enthält diese zunächst die in der **ls_getevent** AMMSG gegebene laufende Ereignisnummer. Da der Header Bereich der **ls_event** AMMSG beliebig lange sein kann, um eine Anpassung an Gegebenheiten der LS-Elektronik zu erleichtern, folgt nun zunächst die Länge dieses Bereichs. Danach folgt der Zeitstempel mit einer GPS- und Nanosekundenangabe in voller Auflösung von 1 ns, der den Zeitpunkt der nachfolgenden ADC-Werte angibt. Die weiteren Angaben im Header dieser AMMSG sind der auslösende ADC-Kanal (Trigger Flag), die Position des auslösenden Signals innerhalb der ADC-Werte (Trigger Pos.), die ausgelesenen Kanäle (Channel Mask) sowie Eigenschaften der ADCs (ADC-Freq., ADC Res.). Der Bereich „Add. header info“ enthält zusätzliche, LS-Elektronik spezifische Informationen, wie z.B. Messwerte von Temperatursensoren sowie Triggerraten und -schwellen. Am Ende folgt der Block mit den gemessenen ADC-Werten. Nach Erhalt der **ls_event** AMMSGs von den Stationen sendet der Postmaster sie an den Eventbuilder. An der laufenden Ereignisnummer der **ls_event** AMMSGs erkennt dieser die bereits erwarteten Ereignisdaten, und speichert sie auf dem RAID.

Externe Triggerung

Neben der internen Triggerung durch Koinzidenzfindung unterstützt die AERA-DAQ auch die Auslese von Radioereignissen, getriggert von Augers SD-Wassertanks. Auf den Servern des CDAS (vgl. Abschnitt 3.1.1) läuft ein ursprünglich für das AMBER-Experiment [167] entwickeltes Programm, das in den T2s der SD-Tanks mit kurzer Latenz Koinzidenzen auffinden kann. Wurden eine solche gefunden, sendet es über das Funknetzwerk von Auger ein UDP-Paket¹⁰ mit den T2 Zeitstempeln und Identifikationsnummern der betreffenden SD-Tanks an den T3Maker der AERA-DAQ. Enthält das UDP-Paket die Identifikationsnummer mindestens eines der SD-Tanks im bzw. um das AERA-Feld, sendet der T3Maker den T2 Zeitstempel des nächstgelegenen SD-Tanks als

¹⁰Das User Datagram Protocol (UDP) ist ein einfaches, paketorientiertes Netzwerkprotokoll ohne Absicherung gegen Datenverlust. Im Vergleich zu TCP/IP sind geringere Latenzen möglich.

t3_ext_SD_event_request_list AMSG¹¹ zum Eventbuilder und Postmaster. Der T3Maker korrigiert dabei den Zeitoffset der Tankelektronik durch Subtraktion von $\approx -13 \mu\text{s}$.

Der Postmaster zerteilt diese wiederum in **ls_get_ext_SD_event** AMSGs und sendet diese zu den Stationen. Da zu diesem Zeitpunkt noch nicht bekannt ist, wo das Zentrum des auslösenden Luftschauers lag, sendet der Postmaster die **ls_get_ext_SD_event** AMSGs an alle Stationen. Der Inhalt der **t3_ext_SD_event_request_list** und **ls_get_ext_SD_event** AMSGs entspricht den AMSGs zur Anforderung von Messdaten nach interner Triggerung. Wie bei einem internen Trigger, antworten die AERA-Stationen dann mit einer **ls_event** AMSG, welche die ADC-Werte zum in der **ls_get_ext_SD_event** AMSG gegebenen Zeitstempel enthält. Das Feld „Trigger Flag“ markiert das Ereignis jedoch als extern getriggert. Der weitere Ablauf entspricht dem Fall der internen Triggerung. Neben dem SD, können auch die Fluoreszenzteleskope FD und HEAT als externe Triggerquelle für die AERA-DAQ dienen. Die Datenaufnahme erfolgt nach den gleichen Abläufen.

8.5. Implementierung

Die LS-DAQ kontrolliert den Betrieb der Hardware-Komponenten der LS-Elektronik und dient als Kommunikationsschnittstelle zwischen Hardware und AERA-DAQ. Sie muss zunächst dafür sorgen, dass die LS-Elektronik bei Systemstart wunschgemäß konfiguriert wird. Danach ist ihre Aufgabe, aus den von der DMU gelieferten Daten T2s zu berechnen und zum Postmaster der AERA-DAQ zu schicken sowie dessen T3 Anfragen zu beantworten. Dabei ist zu beachten, dass die LS-DAQ in einem Großexperiment mit 77 Antennenstationen in der argentinischen Pampa im Dauerbetrieb arbeiten muss. Sie muss deshalb nicht nur unter idealen Laborbedingungen funktionieren, sondern auch Fehler, in der LS-Elektronik oder im Kommunikationsnetzwerk, erkennen und nach Möglichkeit korrigieren. Falls eine Fehlerbehandlung scheitert, muss sie sich selbst in einen sicheren Zustand bringen. Zudem handelt es sich bei der NIOS-CPU um eine vergleichsweise einfache, wenig performante CPU. Die LS-DAQ muss daher möglichst effizient mit den gegebenen CPU-Ressourcen umgehen. Während des Betriebs muss die LS-DAQ auf von verschiedenen Datenquellen (z.B. GPS-Uhr, DMU, Postmaster) und -senken (z.B. Postmaster) ausgelöste Ereignisse schnell reagieren, z.B. falls von der GPS-Uhr neue Zeitinformation verfügbar sind oder die AERA-DAQ mittels einer **ls_getevent** AMSG Ereignisdaten anfordert.

8.5.1. Multithreading

Eine Möglichkeit der ressourcenschonenden Implementierung für eine schnelle Reaktion auf externe, möglicherweise gleichzeitig auftretende Ereignisse ist die Verwendung von Multithreading bzw. -processing. Dabei sind mehrere Threads bzw. Prozesse für die Bearbeitung der von verschiedenen Datenquellen und -senken ausgelösten Ereignisse zuständig. Im Falle eines Ereignisses holt der Scheduler des Betriebssystems den zuständigen Prozess aus dem Wartezustand und teilt ihm CPU-Zeit zur Bearbeitung zu. Der Prozess kann seine Bearbeitungsergebnisse anderen Prozessen zur Verfügung stellen, die dann aufwachen und die Ergebnisse weiterverarbeiten. Ist die Bearbeitung abgeschlossen und kein neues Ereignis wurde ausgelöst, hält der Prozess an, und die CPU befindet sich wieder im Leerlauf. Im Gegensatz zu Polling-Verfahren, die Datenquellen aktiv wiederholend nach neuen Ereignissen abfragen, ist diese Methode sehr ressourcenschonend.

¹¹Seit November 2013 akzeptiert die LS-DAQ weitere AMSG-Typen, mit denen Ereignisse nach externer Triggerung z.B. durch FD oder HEAT unterschieden werden. Im weiteren Verlauf werden diese AMSGs der Einfachheit wegen ebenfalls als **t3_ext_SD_event_request_list** AMSG bezeichnet.

Abbildung 8.7 (links) zeigt die Anordnung zweier Prozesse im Adressraum des Arbeitsspeichers. Jeder Prozess verfügt über ein eigenes Adresssegment, in dem Instruktionen des ablaufenden Programms (Text-Bereich), globale initialisierte (.data-Bereich) und nicht initialisierte Variablen (.bss-Bereich) sowie der prozesseigene Stack vorliegen. Zusätzlich können die Prozesse dynamisch Speicherplatz vom globalen, vom Ende des Speicherbereichs aus wachsenden Heap-Bereich, allozieren. Da verschiedene Prozesse dynamisch an beliebige Stellen des physischen Speichers geladen werden können, kann ein Prozess nicht wissen, an welcher Stelle im Adressraum ein anderer Prozess seine Variablen vorhält. Daher sind gesonderte Kommunikationsstrukturen, wie etwa die POSIX-Sockets nötig, mit denen z.B. die Prozesse der AERA-DAQ miteinander AMsGs austauschen.

Um den Implementierungsaufwand gering zu halten, hat die LS-DAQ daher eine Multithreading- anstatt einer Multiprocessing-Architektur. Threads verhalten sich bei ihrer Ausführung genauso wie Prozesse. Das Betriebssystem führt sie also nebenläufig und auf Multiprozessorsystemen sogar gleichzeitig aus. Wie jeder Prozess, hat auch jeder Thread seinen eigenen Program Counter (PC), Stack Pointer (SP) und Stack. Jedoch teilen sich alle innerhalb eines Prozesses erzeugten Threads den selben Adressbereich, s. Abbildung 8.7 (rechts). Jeder Thread hat Einblick in den Datenbereich seines Prozesses, und kann diesen zur Kommunikation mit anderen Threads über die dort untergebrachten Variablen verwenden. Genauso ist auch eine Kommunikation über Variablen auf dem Heap möglich. Zur Synchronisation der Schreib- und Lesezugriffe werden sogenannte Mutual Exclusion (Mutex) verwendet. Beim Zugriff auf eine von mehreren Threads verwendeten Variable, schließt ein Thread zuerst den Mutex, greift auf die Variable zu und öffnet den Mutex dann wieder¹². Stößt in dieser Zeit ein anderer Thread auf den geschlossenen Mutex, wird er an dieser Stelle blockiert.

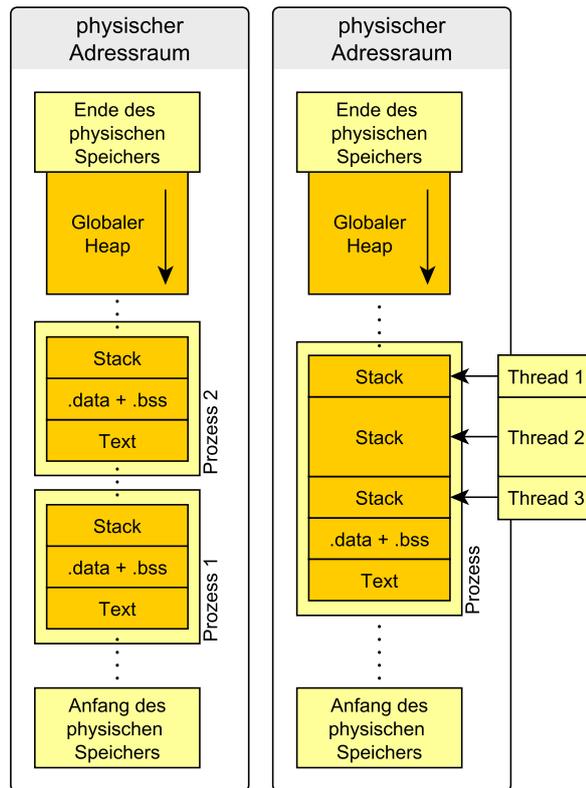


Abbildung 8.7: Speichermodell mit mehreren Prozessen (links). Speichermodell eines Prozesses mit mehreren Threads (rechts).

Bei der praktischen Implementierung ist zu beachten, dass die Stacks der einzelnen Threads direkt hintereinander im Adressraum liegen und mit den Standardeinstellungen des Compilers nur einige kByte groß sind. Der Stackbedarf muss also zuvor abgeschätzt und bei der Threaderzeugung ausreichend groß eingestellt werden¹³. Ansonsten können sich die Stacks der Threads überlappen, was zu schwer nachvollziehbaren Fehlern führt.

¹²Verwende dazu `pthread_mutex_lock()` bzw. `pthread_mutex_unlock()`.

¹³Die Stackgröße kann mittels `pthread_attr_setstacksize()` eingestellt werden.

8.5.2. Threads

Die LS-DAQ besteht aus einem einzigen Prozess, der zur Laufzeit bis zu fünf verschiedene Threads startet. Die Aufteilung der LS-DAQ in verschiedene Threads orientiert sich an den zu bearbeitenden Aufgaben und Datenquellen bzw. -senken. Die hier genannten Threadbezeichnungen weichen zur besseren Anschaulichkeit von den Bezeichnungen im Quelltext ab. Letztere sind jedoch in Fußnoten vermerkt.

RX-Server und TX-Server-Thread

Der RX-Server- bzw. TX-Server-Thread¹⁴ empfängt bzw. sendet AMMSGs vom und zum Postmaster. Ersterer akzeptiert zunächst vom Postmaster ankommende Verbindungsanfragen, und sorgt im Falle eines Verbindungsfehlers für den Neuaufbau einer Verbindung. Trifft ein AMMSG-Container über diese Verbindung ein, arbeitet der RX-Server schrittweise die gemäß des gefundenen AMMSG-Typs auszuführenden Funktionen ab. Eine solche Funktion kann z.B. das Auslesen von ADC-Werte nach einer `ls_getevent` AMMSG sein.

Der TX-Server wird periodisch alle etwa 0.3 s aktiv und sendet den Inhalt von zur Interthreadkommunikation angelegten FIFO-Puffern zum Postmaster. Andere Threads (wie z.B. der RX-Server) legen hierin zu versendende AMMSGs ab, welche der TX-Server zu AMMSG Containern zusammenfasst und abschickt. Es existieren drei verschiedene Puffer, je einer für T3, für T2 und für alle übrigen AMMSGs¹⁵.

GPS-Thread

Der GPS-Thread¹⁶ sammelt die sekundlich von der GPS-Uhr ausgesendeten Zeitinformationen und speichert diese temporär in einem Zwischenspeicher. Daneben prüft er auch die von der GPS-Uhr erhaltenen Statusflags und sorgt für einen Systemstop, falls unzureichende Signale von GPS-Satelliten empfangen werden.

DMU-Thread

Der DMU-Thread¹⁷ wird nach zwei verschiedenen Ereignissen aktiv: Erstens, wenn das 1PPS-Signal der GPS-Uhr einen Interrupt auslöst. Der für die DMU zuständige Gerätetreiber liest dann zunächst die Anzahl der innerhalb der letzten Sekunde vom Time-Manager der DMU gezählten Takte, den TZS, sowie den aktuellen Stand des 3 Bit Sekunden Zählers aus. Danach signalisiert er dem DMU-Thread der LS-DAQ, dass er aufwachen und die letzten TZSe lesen kann. Der DMU-Thread speichert die TZSe dann zusammen mit der aktuellen GPS-Sekunde und dem SWP von der GPS-Uhr im acht Einträge tiefen „GPS-Ringpuffer“.

Genauso wird der DMU-Thread auch aktiv, falls die Triggereinheit einen Interrupt auslöst. Auch hier liest zunächst der DMU-Treiber den Triggerzeitpunkten entsprechende SSZ von der DMU. Danach wacht der DMU-Thread auf und liest die SSZ vom DMU-Treiber. Mit den Korrekturwerten aus dem GPS-Ringpuffer berechnet er dann den Absolutzeitpunkt des Triggerereignisses und speichert dessen Zeitstempel im „T2-FIFO-Puffer“.

¹⁴Implementiert durch die Funktionen `check_server_data()` bzw. `main()` in der Quelltextdatei `LS.c`.

¹⁵Implementiert durch die Ringpuffer `T2_ringbuffer`, `T3_ringbuffer` und `ARB_ringbuffer` in der Quelltextdatei `buffer_LX.c`.

¹⁶Die Funktionen `GPS_Clocker()` in der Quelltextdatei `LS.c`.

¹⁷Die Funktionen `T2_Writer()` in der Quelltextdatei `LS.c`.

Monitoring-Thread

Zur Überwachung des Betriebs der LS-Elektronik dient ein zusätzlicher Monitoring-Thread¹⁸. Er greift nicht in den eigentlichen Datennahmebetrieb ein. Die übrigen Threads können ihm über einen Zwischenspeicher Werte über den aktuellen Betriebszustand, wie etwa die aktuelle T2-Rate, übergeben. Diese Werte schickt er dann alle 30 s an einen MySQL-Datenbankserver¹⁹ innerhalb des AERA-Netzwerks. Daneben liest der Monitoring-Thread auch periodisch Informationen vom MSP430 und von der PCU des Photovoltaiksystems über die verschiedenen Spannungen, Ströme und Temperaturen der LS-Elektronik und in der AERA-Station. Da diese Werte sich nur vergleichsweise langsam ändern, werden sie nur alle 300 s an den Datenbankserver geschickt.

8.5.3. Anpassung an KITcomms

Während der ersten Ausbaustufe von AERA wurde die LS-DAQ ausschließlich über ein für Ethernet transparentes Glasfasernetzwerk an die AERA-DAQ angebunden. Die Kommunikation konnte daher über POSIX-Netzwerk-Sockets mittels TCP/IP erfolgen. In der zweiten Ausbaustufe sollte die Kommunikation ursprünglich über die eigens am IPE entwickelte KITcomms-Hardware erfolgen, die im Rahmen der Arbeit von Y. Zhu [164] entwickelt wurde. Das verwendete TDMA Protokoll ist nicht direkt mit TCP/IP kompatibel und erfordert eine Anpassung der LS-DAQ. Die KITcomms-Hardware wurde jedoch nur testweise in 30 der 77 AERA-Stationen in Betrieb genommen, weil inzwischen das kommerzielle Funkkommunikationssystem von Ubiquiti (vgl. Abschnitt 5.1.3) am Markt verfügbar war und höhere Datenraten ermöglicht.

LS-Comms Daemon

Zur Kommunikation über das KITcomms-System waren Anpassungen der LS-DAQ nötig. Die KITcomms verwendet ein proprietäres Netzwerkprotokoll, das nach dem TDMA-Verfahren jeder SU und damit jeder Station einen eigenen Zeitschlitz zum Versenden von Datenpaketen zuteilt. Jede Station erhält dabei drei Zeitschlitze pro Sekunde, in denen sie jeweils bis zu drei Datenpakete mit einer maximalen Länge von $L_{max} = 456$ byte übertragen kann. Die KITcomms-SU ist über eine CAN-Schnittstelle an die LS-Elektronik angebunden. Als Software-Schnittstelle zwischen LS-DAQ und KITcomms-SU wurde in [164] zunächst der uCLinux-Daemon `LS-Comms` entwickelt, der bei Systemstart geladen wird. Der `LS-Comms` Daemon erzeugt zwei Server-Sockets zur Kommunikation mit der LS-DAQ. Startet die LS-DAQ, so verbindet sie sich mit diesen Sockets. Die Kommunikation zwischen den beiden Programmen erfolgt dann mittels AMMSGs, die der LS-Comms Daemon über die Sockets entgegen nimmt und weiterleitet. Ist eine zu versendende AMMSG größer als L_{max} , sorgt der LS-Comms Daemon für eine Zwischenspeicherung mit anschließender fragmentierten Übertragung der AMMSG in mehreren Datenpaketen. Eine Besonderheit im Vergleich zur Kommunikation via Ethernet ist die unterschiedliche Priorisierung der Kommunikation über die beiden Sockets. Sie wurde eingeführt, da die KITcomms eine vergleichsweise geringe Bandbreite von $3 \cdot 3 \text{ s}^{-1} \cdot L_{max} \approx 2.7 \text{ kbyte/s}$ pro Station zur Verfügung stellt. Eine `ls_event` AMMSG mit 6174 byte (int. Triggerung) bzw. 30750 byte (ext. Triggerung) muss dadurch auf mindestens 14 bzw. 68 Datenpakete aufgeteilt werden. Einer der Sockets realisiert den sogenannten Realtime (RT)-Kanal, der anderen den High Quality (HQ)-Kanal. Die KITcomms versendet die Daten der beiden Kanäle abwechselnd in getrennten Datenpaketen und sorgt bei gleichzeitiger Vollausslastung für einen Lastausgleich zwischen den Kanälen.

Der HQ-Kanal ist ein gegen Datenverlust besonders abgesicherter Kanal. Geht ein Datenpaket bei der Übertragung verloren, wird dies aufgrund einer fehlenden Empfangsbestätigung (fehlendes

¹⁸`MON_Monitorer()` in der Quelltextdatei `Monitoring.c`.

¹⁹MySQL ist ein frei verfügbares, relationales Datenbanksystem von Oracle.

„ACK-Paket“) bzw. Falschempfangsbestätigung (durch „NACK-Paket“) erkannt. Die fehlerhaften Datenpakete werden dann erneut übertragen. Nachteil des Verfahrens ist allerdings, dass die verschickten AMMSGs abhängig von der Verbindungsqualität mit verschiedenen Latenzen übertragen werden. Ist die Verbindungsqualität gering, kann zudem viel Bandbreite durch Sendewiederholungen verloren gehen. Der RT-Kanal besitzt keinen Mechanismus zur Sendewiederholung. Wird ein Datenpaket z.B. nach Vergleich mit seiner Prüfsumme, als fehlerhaft erkannt, bzw. gar nicht erst empfangen, ist es verloren. Vorteil des RT-Kanals ist jedoch, dass alle Datenpakete mit der vom TDMA-Verfahren bekannten Latenz eintreffen.

Als Kompromiss wurde daher gewählt, die **ls_event** AMMSGs mittels des HQ-Kanals zu übertragen. Diese AMMSGs werden in relativ viele Datenpakete aufgeteilt. Geht eines davon verloren, wäre ohne Sendewiederholungen die ganze AMMSG verloren. Die T2-AMMSGs **ls_T2** werden dagegen im RT-Kanal versendet. Bei einer typischen T2-Triggerrate von 300 Hz ist eine AMMSG nur $4 \text{ bytes} \cdot 300/9 \approx 133 \text{ bytes}$ lang. Der Verlust eines einzelnen Datenpakets hat hier keine großen Auswirkungen. Zudem ist es für die Selbsttriggerung entscheidend, dass die **ls_T2** AMMSGs rechtzeitig beim T3Maker ankommen.

TUN-Device

Ein Nachteil der KITcomms war anfangs, dass mit ihr nur eine Verbindung direkt zu den Schnittstellen der LS-DAQ möglich war. Eine Administration der Stationen über TCP/IP Dienste wie Telnet oder FTP ist damit nicht, bzw. nur auf Umwegen durch Verschicken und Ausführen von Shell-Skripten per AMMSG möglich. In [164] wurde daher mittels des sog. TUN-Device eine Methode zum Tunneln von IP-Paketen implementiert. Auf der NIOS2-CPU wird zunächst der Daemon „Comms-Tunnelier“ gestartet, der unter `/dev/tun0` eine TUN-Geräte-datei anlegt. Benutzerprogramme können über dieses virtuelle Gerät dann wie über eine gewöhnliche Ethernet-Schnittstelle kommunizieren. Der Comms-Tunnelier Daemon überträgt die bei der Kommunikation anfallenden IP-Pakete in Datenpaketen der KITcomms. Am Rechner der KITcoms-Basisstation, dem Single Board Computer (SBC), läuft ebenfalls ein solcher Daemon und erzeugt eine TUN-Geräte-datei, über die die IP-Pakete weiter in das DAQ-Netzwerk vermittelt werden (vgl. Abschnitt 9.2). Die LS-DAQ kann mit dieser Methode eine TCP/IP Verbindung direkt zu dem MySQL-Datenbankserver aufbauen um ihre Monitoringdaten dort zu speichern. Genauso ist auch ein Login per Telnet und eine Dateiübertragung per FTP über diesen Tunnel möglich.

8.5.4. Weitere AMMSGs

Neben den AMMSGs zur Übertragung für die physikalische Analyse relevanter Daten wie die **ls_T2** oder die **ls_event** AMMSG, verarbeitet die LS-DAQ noch folgenden weitere AMMSGs:

alive und alive_ack AMMSG

Der TCP/IP-Stack des Linux-Kernels erkennt wenn Fehler während einer Datenübertragung auftreten. Falls aber gerade Nichts zu übertragen ist, können Verbindungsteilnehmer nicht erkennen, ob die Verbindung noch fehlerfrei funktioniert. Um diesen in TCP/IP fehlenden Kontrollmechanismus zu implementieren²⁰, wurden in der AERA-DAQ die **alive** AMMSGs eingeführt. Der Postmaster der AERA-DAQ sendet diese AMMSG alle 10 s zu den übrigen Prozessen der AERA-DAQ wie auch zu den AERA-Stationen. Diese Antworten daraufhin mit einer **alive_ack** AMMSG zur Bestätigung. Ist die **alive_ack** AMMSG nach 30 s nicht eingetroffen, deutet der Postmaster dies als Fehler und baut die Verbindung neu auf.

²⁰Der TCP/IP-Stack des Linux-Kernels enthält hierzu auch eine sog. „TCP-keep-alive“ Funktion. Ihr Timeout beträgt bei Standardeinstellungen allerdings zwei Stunden.

ls_alarm AMMSG

Die **ls_alarm** AMMSG dient der LS-DAQ dazu, Fehler in der LS-Elektronik zu signalisieren. Erkennt die LS-DAQ einen Fehler, wird zunächst die Übermittlung von T2- und T3-AMSGs zur Vermeidung einer verfälschten Datennahme gestoppt. Die LS-DAQ verschickt dann alle zehn Sekunden eine **ls_alarm** AMMSG, die ein Textfeld mit Auskunft über den aufgetretenen Fehler enthält. Die LS-DAQ kann anschließend nicht mehr von der AERA-DAQ per START AMMSG gestartet werden. Der Schichthabende muss zuerst die Ursache des Fehlers finden und bei erfolgreicher Behebung die LS-Elektronik neu starten. Zu beachten ist, dass die **ls_alarm** AMMSG nur im Falle eines ausreichend intakten Systems und bei in der LS-DAQ berücksichtigten Fehlern gesendet werden kann. Berücksichtigte Fehler sind etwa, dass die GPS-Uhr unzureichende Signale von den GPS-Satelliten empfängt oder das 1PPS-Signal in unregelmäßigen Abständen aufgenommen wurde.

ls_no_event AMMSG

Kann die LS-DAQ eine T3-Anfrage nicht beantworten, etwa weil die abgefragten ADC-Werte im SODIMM bereits überschrieben wurden, sendet sie eine **ls_no_event** AMMSG an die AERA-DAQ. Die AMMSG enthält die laufende Ereignisnummer der nicht beantwortbaren T3-Anfrage sowie die LS_ID. Momentan (Stand Nov. 2013) ist die **ls_no_event** AMMSG in der LS-DAQ auskommentiert, da in der AERA-DAQ noch Unklarheiten zur ihrer Implementierung bestehen.

ls_start und ls_stop AMMSG

Wurde die LS-DAQ ohne die Kommandozeilenoption *-autostart* aufgerufen, muss die AERA-DAQ vor Beginn der Datennahme zunächst eine **ls_start** AMMSG zur LS-DAQ schicken. Der weitere Ablauf zur Initialisierung erfolgt wie in Abschnitt 8.6 beschrieben. Genauso führt die **ls_stop** AMMSG zum Anhalten der LS-DAQ. Dabei werden auf der LS-Elektronik sämtliche DC/DC-Wandler abgeschaltet, deren Versorgungsspannungen zur Datennahme nicht benötigt werden. Die **ls_stop** AMMSG eignet sich daher auch dazu, die LS-Elektronik im Falle niedriger Batteriespannung (vgl. Abschnitt 9.3) in einen stromsparenden Zustand zu bringen.

8.6. Initialisierung

Vor dem eigentlichen Datennahmebetrieb müssen zunächst die Hard- und Softwarekomponenten der LS-Elektronik konfiguriert werden. Dies geschieht, wie auch in Abb. 8.8 veranschaulicht, folgendermaßen: Nachdem die LS-DAQ von einem der AERA-DAQ-Rechner heruntergeladen, entpackt und gestartet wurde (vgl. Abschnitt 8.3), liest sie zunächst ihre lokale Konfigurationsdatei */mnt/LS.conf* aus dem iNand und wertet mögliche Kommandozeilenoptionen aus. Diese Optionen dienen hauptsächlich dem Debugging der LS-DAQ und werden nicht näher aufgeführt. Ein Start mit der Option *-?* liefert einen Hilfetext.

Folgendes Listing zeigt beispielhaft eine mögliche Konfigurationsdatei einer Station mit der LS_ID 7, für die der Initialisierungsablauf dargestellt wird:

```
#Name: AERA 7
#CommsPower: 1
#mysqlConnection: 192.168.1.10 User Password Tablename
#UseLowGain: 0
#UseSyslog: 1
#UsePCU: 1
```

Nach dem Laden der Konfiguration werden zunächst Signalbehandlungsfunktionen für Fehlersignale installiert. Ist der Parameter von `#UseSyslog:` auf eins gesetzt, beginnt die LS-DAQ nun auch

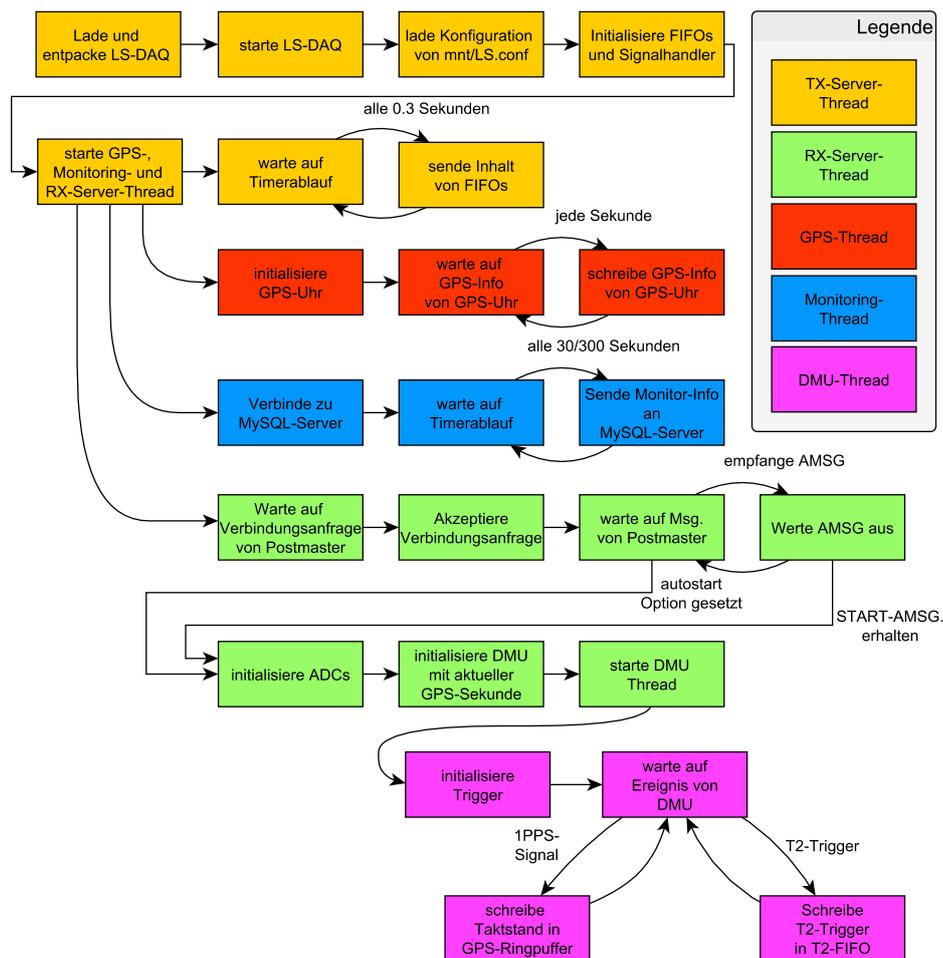


Abbildung 8.8: Ablaufdiagramm der Initialisierung der LS-DAQ. Die Farben unterscheiden die verschiedenen Threads.

Status- und Fehlerinformationen zu dem in */mnt/syslog.conf* genannten Rsyslog-Server zu senden. Beim Start loggt die LS-DAQ hier ihre Versionsnummer, das Datum ihrer Kompilierung, sowie ihre Konfigurationsflags.

Anschließend startet die LS-DAQ zunächst den GPS- und den RX-Server-Thread. Der GPS-Thread initialisiert darauf die GPS-Uhr, das heißt, er setzt das Zeitformat auf GPS-Zeit, schaltet die für die Datennahme wichtigen Nachrichten der GPS-Uhr und deren T-RAIM Algorithmus²¹ ein. Danach nimmt der GPS-Thread, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, die sekundlich von der GPS-Uhr gesendeten Zeitinformationen entgegen.

Als Nächstes startet der Monitoring-Thread. Befindet sich die Zeile `#mysqlConnection:` mit passenden Parametern in der Konfigurationsdatei, versucht er eine Verbindung zu einem MySQL-Server mit den als Argumente gegebenen Angaben herzustellen. Wurde auch der Parameter von `#UsePCU:` auf eins gesetzt, liest der Monitoring-Thread zusätzlich auch Angaben der PCU und schickt sie an den MySQL-Server. Mit `#CommsPower:` kann die Spannungsversorgung für die KITcomms- bzw. Bullet-SU ein (Standardeinstellung) oder aus geschaltet werden.

²¹Der T-RAIM Algorithmus erkennt im Fall einer durch Signale mehrerer Satelliten überbestimmten Zeitmessung einzelne Ausreißer. Werden die Abweichungen zu groß, setzt der Algorithmus ein Alarmflag in den Status-Nachrichten der GPS-Uhr, das der GPS-Thread als Fehler erkennt.

Der ebenfalls gestartete RX-Server-Thread wartet zunächst auf eine vom Postmaster eingehende Verbindungsanfrage. Nachdem er diese akzeptiert hat, wartet der RX-Server-Thread auf weitere AMMSGs. So lange die Datenaufnahme noch nicht durch eine AMMSG vom Typ `ls_start` oder mit der Kommandozeilenoption `-autostart` gestartet wurde, verweigert der RX-Server-Thread die Bearbeitung von `ls_getevent` AMMSGs. Nach dem Empfang einer `ls_start` AMMSG führt der RX-Server-Thread mehrere Initialisierungsfunktionen²² aus. Zuerst aktiviert er die Spannungsversorgung für die ADCs, den Filterverstärker und das SODIMM. Dann setzt er den Messbereich der ADCs auf $1 V_{pp}$ und konfiguriert das Timing zwischen ADC-Datenbus²³ und FPGA. Ist der Parameter nach `#UseLowGain`: Null, werden die ADCs der LG-Kanäle in einen Standby-Modus (Standardeinstellung) versetzt. Damit lässt sich die Leistungsaufnahme der LS-Elektronik bei Bedarf verringern. Danach initialisiert der RX-Server-Thread die DMU, indem er deren 3 Bit Sekundenzähler auf den entsprechenden Wert der aktuellen GPS-Sekunde setzt und startet den DMU-Thread. Dieser initialisiert die Triggereinheit²⁴ der FPGA-Firmware.

Die Triggereinheit verfügt über eine Vielzahl einstellbarer Parameter. Um sie auf die gewünschten Werte zu setzen, wurde in [77] das Programm `trigger` entwickelt, das als Kommandozeilenoption die Bezeichnung eines einzustellenden Parameters sowie dessen Wert entgegen nimmt. Das Programm wird zusammen mit der LS-DAQ und dem Skript `trigger_setup.sh` beim Systemstart heruntergeladen. Bei der Initialisierung der Triggereinheit wird dieses Shell-Skript zuerst ausgeführt. Folgendes Listing zeigt ein einfaches Beispielskript:

```
#!/bin/sh
./trigger fullreset
./trigger setRFI1 1
./trigger setRFI2 1
./trigger setfixt 1000
./trigger setregt 300
./trigger setCFD 1
./trigger setdeconv
```

Die Option `fullreset` setzt die Triggereinheit zurück und ist obligatorisch. Die beiden Aufrufe mit der Option `setRFIx 1` schalten die RFI-suppression der HG-Kanäle $x = 1$ und $x = 2$ an. Die Option `setfixt 1000` stellt anschließend einen zunächst festen Schwellwert für den Trigger von 1000 ADC-Einheiten ein. Der Aufruf mit der Option `setregt 300` aktiviert anschließend eine Schwellwertregelung, die den Schwellwert so nachführt, dass die Triggerrate pro HG-Kanal 300 Hz beträgt. Als Startwert für die Schwelle verwendet die Regelung die zuvor gesetzte Schwelle von 1000 ADC-Zählern. Zur Verbesserung der Zeitauflösung bei der Bestimmung des Triggerzeitpunkts, enthält die Triggereinheit einen Constant Fraction Discriminator (CFD). Dieser wird mit der Option `setCFD 1` eingeschaltet. Der letzte Aufruf mit der Option `setdeconv` ist bei Verwendung der RFI-suppression ebenfalls obligatorisch. Dabei wird die Entfaltungseinheit der RFI-suppression, die zur Entzerrung des Phasengangs der analogen Signalkette verwendet werden kann, mit Werten aus der Datei `mnt/deconvolve.txt` initialisiert²⁵. Je nachdem, ob die RFI-suppression an oder ausgeschaltet ist, stellt der DMU-Thread nun über ein Register der Triggereinheit eine zusätzliche Verzögerung ihres T2-Impulses ein (vgl. Abschnitt 8.2). Damit lassen sich Latenzen der verschiedenen Signalverarbeitungsalgorithmen der Triggereinheit aneinander angleichen. Danach schaltet der DMU-Thread

²²Die Initialisierungsfunktionen befinden sich in der Quelltextdatei `aera_init.c`

²³Für Details s. Register `flex_output_delay` des AD9626 in [118].

²⁴Funktionen zur Initialisierung des Triggers befinden sich in der Quelltextdatei `trigger_lib.c`

²⁵Standardmäßig setzen die in der Datei `mnt/deconvolve.txt` enthaltenen Werte die Entfaltungsfunktion auf 1, d.h. neutral.

die Triggerung für die HG-Kanäle und den Interrupt der Triggereinheit frei. Die Initialisierung ist damit beendet, die verschiedenen Threads warten auf eintreffende Ereignisse.

8.7. GPS-Timing

Der folgende Abschnitt zeigt, wie ein SSZ, bestehend aus einem 3 Bit-Sekundenzähler und einem Taktstand, in einen GPS-Zeitstempel, bestehend aus einem Sekunden- und einer Nanosekundenwert umgerechnet wird. Die DMU stellt den SSZ im Falle eines T2-Triggers zur Auslese zur Verfügung. Der SSZ entspricht dem Zeitpunkt an dem sich der Trigger ereignete. Der selbe SSZ kann auch verwendet werden, um die ADC-Werte von der DMU abzufragen, die zum Auslösen des Triggers führten.

Mit dem SSZ lässt sich der Zeitpunkt jedes im SODIMM enthaltenen ADC-Wertes innerhalb eines Zeitraums von $2^3 \text{ s} = 8 \text{ s}$ exakt festlegen. Der Sekundenzähler des DMU-Zeitstempels wird mit jedem 1PPS Signal inkrementiert. Die Sekundenzeitskala ist sehr viel größer als die Zeitskala auf der sich die Ungenauigkeiten der GPS-Uhr und des Systemtakts der LS-Elektronik bewegen. Außer im Falle eines SSZ nahe des Sekundenumbruchs, wo eine Ausnahmebehandlungen nötig ist, kann der Sekundenwert des SSZ direkt verwendet werden, um im GPS-Ringpuffer den zugehörigen GPS-Zeitstempel zu finden.

Für den Nanosekundenwert des GPS-Zeitstempels ist eine einfache Umrechnung aus dem SSZ nicht mehr möglich. Hierzu muss zunächst der TZS bekannt sein, der angibt, wie viele Systemtakte sich zwischen zwei 1PPS-Signale ereignet haben, s. Abb. 8.9. Für eine höhere Genauigkeit, wird das 1PPS-Signal mit steigender und fallender Flanke des Systemtakts abgetastet. Der resultierende TZS ist daher doppelt so groß wie der Systemtakt. Daneben ist zu beachten, dass das 1PPS-Signal nicht genau auf den Anfang einer Sekunde fällt, da der interne Microcontroller der M12M GPS-Uhr das 1PPS-Signal nur auf eine seiner eigenen Taktflanken hin erzeugen kann. Er wählt dazu die dem Sekundenanfang nächstgelegene Flanke. Um diese Abweichung zu korrigieren, sendet die GPS-Uhr jede Sekunde den sog. SWP.

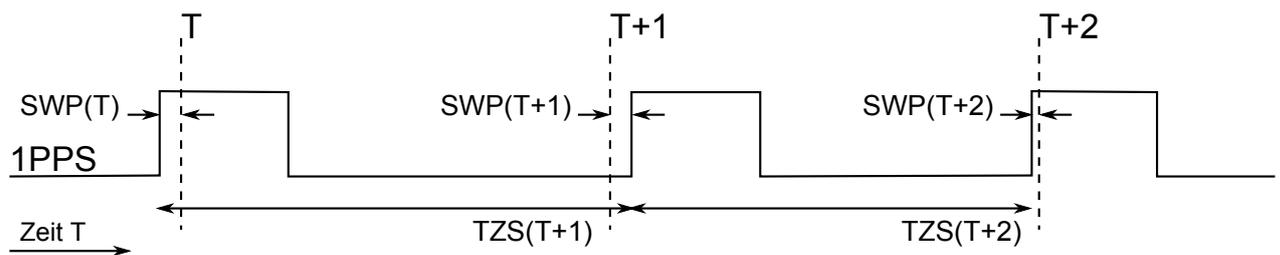


Abbildung 8.9: Zeitablaufdiagramm des 1PPS-Signals mit den zugehörigen Sawtooth-Parametern (SWP) und DMU-Taktstandzählern (TZS). Der Anfang einer Sekunde fällt auf die steigende Flanke des 1PPS-Signals.

Der SWP gibt an, um wie viele Nanosekunden das nächste 1PPS-Signal bezogen auf den Anfang der Sekunde zu spät bzw. zu früh kommt. Sein Wert bewegt sich im Bereich von -14 bis 14 ns . Mit den SWPs lässt sich also der zeitliche Abstand zweier aufeinander folgenden 1PPS-Signale errechnen. Teilt man diesen Abstand durch den TZS, erhält man gerade die halbe Periode des Systemtakts, s. erster Term in Gl. 8.1. Der DMU-Taktstand wurde zudem vom 1PPS-Signal am Anfang

der betrachteten Sekunde aus gemessen. Dieser 1PPS war jedoch bereits um $SWP(T)$ verschoben. Entsprechend muss $SWP(T)$ im zweiten Term von Gl. 8.1 noch hinzuaddiert werden:

$$\text{GPS-Nanosekunde} = 2 \cdot \frac{10^9 \text{ ns} - SWP(T) + SWP(T + 1)}{TZS(T + 1)} \cdot \text{DMU-Taktstand} + SWP(T) \quad (8.1)$$

Die gezeigte Rechnung lässt sich jedoch nur anwenden, falls ein Zeitstempel aus der vorhergehenden Sekunde T , also während der Sekunde $T + 1$ angefordert wird. Dies ist bei einer Ausleseanfrage mittels einer `ls_getevent` AMSG der Fall. Trifft eine dieser AMSGs noch während der Sekunde ein, aus der Daten angefordert werden, so wartet der RX-Server-Thread, bis am Ende der Sekunde die Werte $SWP(T+1)$ und $TZS(T+1)$ verfügbar sind.

Im Falle einer Anfrage durch eine `ls_get_ext_SD_event` AMSG muss dagegen aus dem in der AMSG gegebenen GPS-Nanosekunde erst ein SSZ berechnet werden. Auch hierzu wird Gl. 8.1 nach entsprechender Umformung verwendet. Die ADC-Werte sind jedoch nur zu „ganzen“ Taktperioden, also in Abständen von $\approx 5.55 \text{ ns}$ verfügbar. Der berechnete SSZ wird also zunächst gerundet und dann zum Auslesen der gewünschten ADC-Werte von der DMU verwendet. Die GPS-Nanosekunde in der `ls_event` AMSG wird anschließend mit Gl. 8.1 aus dem gerundeten SSZ berechnet. Der in der `ls_event` AMSG gegebene Zeitstempel kann daher um einige Nanosekunden von dem per `ls_get_ext_SD_event` AMSG angefragten abweichen.

Bei der Berechnung der T2-Zeitstempel wird Gl. 8.1 dagegen in abgeänderter Form verwendet. Die T2-Zeitstempel müssen mit möglichst geringer Latenz, noch in der Sekunde, in der sie erzeugt wurden, an die AERA-DAQ geschickt werden. Um ihren Nanosekundenwert zu ermitteln, wird daher die Taktperiode aus der vergangenen Sekunde bei der Berechnung verwendet, s. erster Term in Gl. 8.2. Der Wert $SWP(T)$ ist dagegen bereits verfügbar und wird miteinbezogen:

$$\text{GPS-Nanosekunde} = 2 \cdot \frac{10^9 \text{ ns} - SWP(T - 1) + SWP(T)}{TZS(T)} \cdot \text{DMU-Taktstand} + SWP(T) \quad (8.2)$$

Im praktischen Einsatz wird vom SSZ noch ein konstanter Wert abgezogen, um Laufzeiten innerhalb der Triggereinheit auszugleichen. Dieser ist so eingestellt, dass eine von der DMU angeforderte ADC-Zeitreihe den angefragten Zeitpunkt in der Mitte, auf halber Länge enthält. Als zeitliche Referenzebene für das Antennensignal gelten die Eingänge der ADCs, ohne Filterverstärker. Für das GPS-Signal ist die GPS-Anschlussbuchse an der LS-Elektronik die Referenzebene, Laufzeiten von Analogfiltern in der GPS-Antenne und in Kabeln sind nicht berücksichtigt.

8.8. Datenauslese

Der folgende Abschnitt veranschaulicht beispielhaft die Abläufe beim Auslesen eines selbstgetriggerten Ereignisses von einer AERA-Station durch die LS-DAQ. Dabei wird davon ausgegangen, dass neben der betrachteten Station noch andere Stationen zeitliche koinzidente T2s an die AERA-DAQ schicken. Die AERA-DAQ antwortet darauf mit `ls_getevent` AMSGs zur Anforderung einer Ereignisauslese.

Das Sequenzdiagramm in Abb. 8.10 beginnt mit dem Ereignis (1). Der TX-Server-Thread wacht auf und untersucht die zur Interthreadkommunikation angelegten FIFOs auf enthaltene Einträge. Da er nichts findet, wechselt er wieder in den Schlafzustand. Beim nächsten Ereignis (2) treffen GPS-Informationen für die momentane GPS-Sekunde $T = 0$ von der GPS-Uhr ein. Die GPS-Informationen enthalten neben Statusmeldungen der GPS-Uhr die Uhrzeit der aktuellen Sekunde, sowie den $SWP(T=1)$ des nächsten 1PPS-Signals. Dies veranlässt den GPS-Thread aufzuwachen,

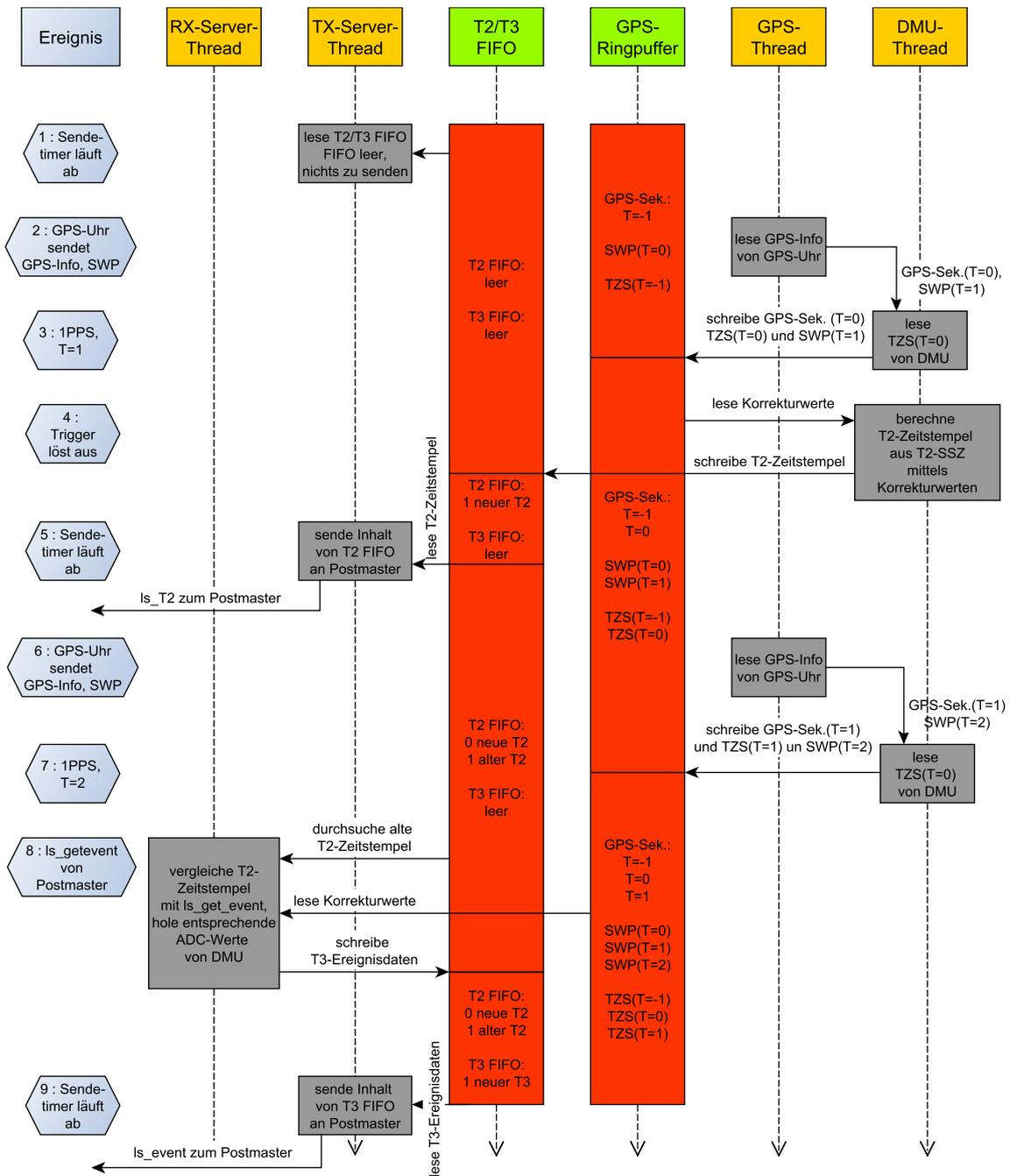


Abbildung 8.10: Sequenzdiagramm der Abläufe in der LS-DAQ während der Auslese eines Radioereignisses. Spalten mit gelbem Kopf entsprechen Threads, Spalten mit grünem Kopf zeigen Datenstrukturen. Die linke Spalte listet eintreffende Ereignisse auf.

und aus der Uhrzeit eine GPS-Sekunde zu berechnen und mit dem aktuellen SWP temporär zwischenspeichern. Das 1PPS-Signal im nächsten Schritt (3) markiert den Beginn der neuen Sekunde $T = 1$. Daraufhin wacht der DMU-Thread auf, liest den TZS(T=0) am Ende der Sekunde $T = 0$ und speichert ihn zusammen mit der zuvor erhaltenen GPS-Sekunde $T = 0$ und dem SWP(T=1) im GPS-Ringpuffer ab. Nun löst die Triggereinheit aus (4), der DMU-Thread wacht wieder auf und

liest den SSZ des T2s. Damit die zugehörigen ADC-Werte noch im SODIMM vorrätig sind bis eine dem T2 entsprechende T3-Anfrage eintrifft, müssen die T2s so schnell wie möglich verschickt werden. Da der TZS am Ende der Sekunde noch nicht bekannt ist, kann der GPS-Zeitstempel aus dem SSZ nicht exakt berechnet werden. Der DMU-Thread nähert daher aus den zur vorhergehenden Sekunde $T = 0$ vorhandenen Zeitkorrekturwerten den GPS-Zeitstempel des T2s (vgl. Abschnitt 8.7). Dieser GPS-Zeitstempel wird dann, zusammen mit dem SSZ, und zwei Flags die angeben, welche der HG-Kanäle den Trigger auslöste, in das T2-FIFO geschrieben. Wacht nun der TX-Server-Thread wieder auf (5), findet er den T2 im T2-FIFO und versendet ihn in einer **ls_T2** AMMSG an die AERA-DAQ. Die AERA-DAQ sammelt in dieser Zeit die T2s verschiedener Stationen und untersucht sie auf Koinzidenz, s. Abschnitt 8.4. Bei den nächsten zwei Ereignissen liest der GPS-Thread zuerst die Zeitinformationen für die Sekunde $T = 1$ (6) und den Sawtoothparameter von der GPS-Uhr. Trifft später dann das 1PPS-Signal ein, das den Anfang der Sekunde $T = 2$ markiert (7), schreibt der DMU-Thread dies zusammen mit dem Taktzählerstand für $T = 1$ in den GPS-Ringpuffer. Nachdem der T3Maker Koinzidenzen mit T2s anderer Stationen gefunden hat, empfängt die LS-DAQ nun eine **ls_getevent** AMMSG von der AERA-DAQ (8). Der mit der **ls_getevent** AMMSG mitgeschickte GPS-Zeitstempel entspricht genau dem Wert des T2 GPS-Zeitstempels. Der RX-Server-Thread untersucht daher die alten GPS-Zeitstempel des FIFOs nach diesem Wert. Wird er gefunden, verwendet der RX-Server-Thread den dortigen SSZ, um die ADC-Werte über die DMU aus dem SODIMM zu lesen. Auf diese Weise ist der ADC-Wert, bei dem der Trigger ausgelöst wurde, immer an der selben Stelle innerhalb der ausgelesenen Zeitreihe von ADC-Werten. Da mittlerweile die Sekunde $T = 2$ begonnen hat, ist nun auch der TZS für die Sekunde $T = 1$, von der die ADC-Werte gelesen wurden, verfügbar. Der RX-Server-Thread errechnet dann nochmals aus dem SSZ des T2s mit einer präziseren Methode einen GPS-Zeitstempel. Anschließend legt der Thread eine **ls_event** AMMSG mit diesem GPS-Zeitstempel, den im T2-FIFO gefundenen Triggerflags und den eingelesenen ADC-Werten im T3-FIFO ab. Wacht der TX-Server-Thread dann wieder auf (9), findet er die **ls_event** AMMSG im T3-FIFO und sendet sie zur AERA-DAQ.

Fordert die AERA-DAQ dagegen nach externer Triggerung, z.B. mittels der AMMSG **ls_get_ext_SD_event** Ereignisdaten an, sucht der RX-Server-Thread nicht im T2-FIFO nach alten T2s. Der SSZ zur Abfrage der DMU wird dann direkt aus dem in der AMMSG gegebenen GPS-Zeitstempel berechnet. Der weitere Ablauf entspricht dem vorherigen Fall mit interner Triggerung.

8.9. Messungen auf DAQ-Teststand

8.9.1. Aufbau des Teststands

Vor einem Einsatz der LS-Elektronik muss deren Zusammenspiel mit der AERA-DAQ zunächst getestet werden. Dazu wurde am IPE ein Teststand aufgebaut, der mehrere LS-Elektroniken mit genau bekannten Signalen versorgt, s. Abb. 8.11. Er wurde nicht nur im Rahmen dieser Arbeit zur Entwicklung der LS-DAQ eingesetzt, sondern wird auch von der AERA-DAQ Gruppe für Tests verwendet.

Auf dem Teststand dient das Signal eines Pulsgenerators zunächst dazu, den internen Trigger der LS-Elektronik in Koinzidenz auszulösen. Ein breitbandiger Wilkinson-Teiler [168] sorgt dafür, dass das Signal bei jeder LS-Elektronik Amplituden- und Phasengleich ankommt. Der Teiler schließt zudem eine gegenseitige Beeinflussung der LS-Elektroniken, z.B. durch verschiedene Eingangsfaktoren, weitgehend aus. Funktioniert alles richtig, liest ein Rechner, auf dem die AERA-DAQ läuft, ADC-Werte mit Pulssignalen von allen LS-Elektroniken aus.

Bei diesen Tests soll auch die Präzision der GPS-Zeitmessung zwischen verschiedenen LS-Elektroniken ermittelt werden. Aus dem Maximum des einige ns breiten Pulssignals lässt sich

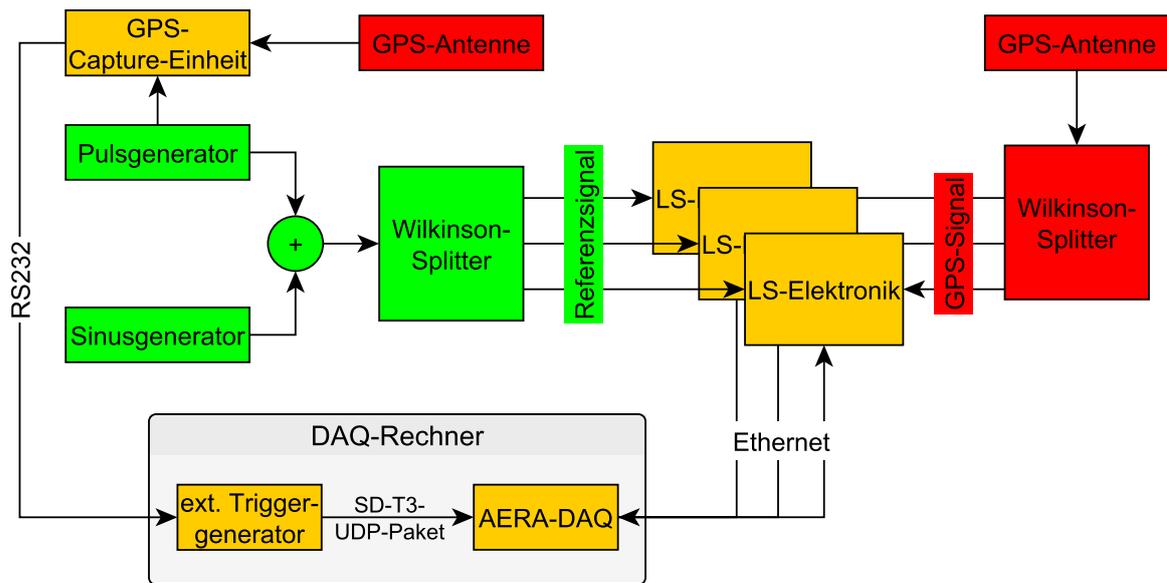


Abbildung 8.11: Blockschaltbild des DAQ-Teststands am IPE.

die Präzision nur mit geringer Genauigkeit ableiten, da das Pulsmaximum nur auf einen ADC-Abtastzyklus (≈ 5.55 ns) genau ermittelt werden kann. Daher erzeugt ein zweiter Signalgenerator ein Sinussignal mit einer Frequenz von etwa $f_0 \approx 7$ MHz, das zu den Pulssignalen hinzuaddiert wird. Damit das Sinussignal den Trigger nicht auslöst, hat es eine viel kleinere Amplitude als die Pulse. Mittels einer Fouriertransformation der ADC-Werte kann die Phase des Sinus leicht berechnet und zur Verbesserung der relativen Zeitauflösung der Messung verwendet werden. Das Verfahren ähnelt der bei AERA eingesetzten Beacon-Methode [91]. Die GPS-Uhren der LS-Elektroniken beziehen ihr GPS-Signal von einer auf dem Dach des IPE positionierten Antenne, deren Signal ebenfalls ein Wilkinson-Teiler aufsplittet. Je ein zusätzlicher HF-Verstärker auf dem Dach und einer am Teiler dienen zum Ausgleich von Kabel- und Teilungsverlusten.

Zur Simulation der externen Triggerung, z.B. durch die SD-Wassertanks von Auger, nimmt eine GPS-Uhr vom Typ Meinberg GPS170/LCD/MP ebenfalls die Signale des Pulsgenerators mit ihrem Capture-Eingang auf. Jedes mal, wenn ein Puls am Capture-Eingang ankommt, erzeugt die Meinberg GPS-Uhr einen zugehörigen, auf 100 ns gerundeten Zeitstempel, den sie über ihre eingebaute RS-232 Schnittstelle verschickt. Ihr GPS-Signal erhält die Meinberg GPS-Uhr von einer separaten, vor dem IPE aufgestellten GPS-Antenne. Die Ermittlung der Zeitinformation zum Anfordern und Auslesen von Ereignisdaten geschieht damit durch zwei vollständig voneinander getrennte Systeme. Die per RS-232 verschickten Zeitstempel werden anschließend von einem der Rechner des Teststands gelesen und von einem Konvertierungsprozess in ein T3-UDP-Paket (vgl. Abschnitt 8.4), wie es bei einem Schauerereignis von der CDAS kommen würde, umgewandelt und an den T3maker geschickt. Dieser wiederum veranlässt das Auslesen der entsprechenden Ereignisdaten.

8.9.2. Ergebnisse

Mit dem DAQ-Teststand wurde zunächst die Präzision der T2-Zeitstempel untersucht. Die zum Versenden der T2-Zeitstempel verwendete *ls_T2* AMMSG enthält die Zeitinformation nur mit einer Genauigkeit von 64 ns (vgl. Abschnitt 8.4), um das zu übertragende Datenaufkommen zu verringern. Zur Auswertung wurde die LS-DAQ daher so angepasst, dass sie die T2-Zeitstempel mit der vollen Stellenzahl, also einer Auflösung von 1 ns speichert. Bei der Messung war der Pulsgenerator auf ei-

ne Pulswiederholrate von ≈ 5 Hz eingestellt, so dass innerhalb des Messzeitraums von 16 Stunden etwa $3 \cdot 10^5$ T2-Zeitstempel gesammelt wurden. Abbildung 8.12 (links) zeigt die Zeitdifferenzen, mit denen zwei LS-Elektroniken des Teststands den selben Puls messen über der Messdauer. Das Histogramm dieser Zeitdifferenzen, zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer Gaussverteilung mit einer Standardabweichung von 7.2 ns, s. Abb. 8.12 (rechts).

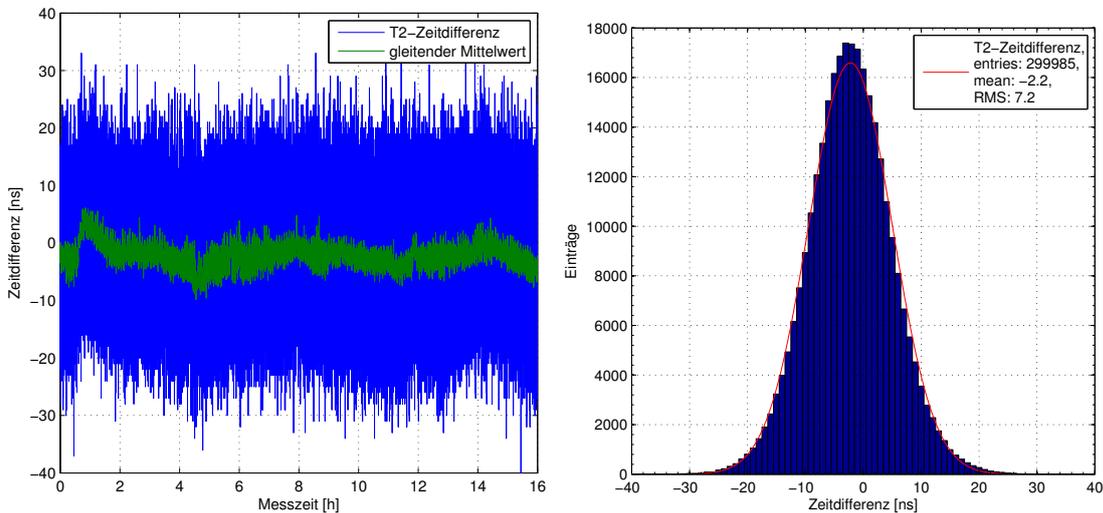


Abbildung 8.12: T2 Zeitdifferenzen aufgetragen über der Messzeit (links). Histogramm aller T2 Zeitdifferenzen (rechts).

Die absolute Abweichung ist dabei vernachlässigbar. Die Präzision des T2-Zeitstempels ist damit deutlich schlechter, als die vom Hersteller der M12M GPS-Uhr angegebene Präzision von 2 ns [169]. Dies hat mehrere Ursachen: Durch die Abtastrate der ADCs von 180 MHz kann die Triggereinheit der LS-Elektronik den Pulszeitpunkt nur auf ein Abtastintervall von ≈ 5.55 ns Länge festlegen. Ein weiterer Grund ist, dass zur Berechnung der momentanen Systemtaktfrequenz nicht der TZS der aktuellen, sondern aus der vorherigen Sekunde verwendet wird. Innerhalb einer Sekunde kann die Frequenz des Schwingquarzes, aus dem der Systemtakt abgeleitet wird, geringfügig driften, so dass sich die Schätzung des T2-Zeitstempels verschlechtert. Da die T2-Zeitstempel im Normalbetrieb mit der AERA-DAQ auf 64 ns Genauigkeit gerundet werden, ist die erreichte Präzision allerdings mehr als ausreichend.

Zur Ermittlung der Zeitauflösung beim Auslesen der ADC-Werte mittels einer `ls_getevent` AMMSG reicht es nicht aus, nur die Zeitstempel in den gesendeten AMMSGs zweier LS-Elektroniken miteinander zu vergleichen. Genauso ist auch zu prüfen, ob die ADC-Werte für die richtige Zeit von der DMU gelesen wurden. Dazu wurden die Phasen des zusätzlich zum Pulsgeneratorsignal eingespeisten Sinussignals berechnet. Die Zeitdifferenz Δt_{12} zwischen den aufgenommenen ADC-Werten zusammen mit den Zeitstempeln ergibt sich dann zu:

$$\Delta t_{12} = \frac{\phi_1}{2\pi f_0} + t_1 - \frac{\phi_2}{2\pi f_0} - t_2 . \quad (8.3)$$

ϕ_n sowie t_n bezeichnen dabei die Phasen der aufgenommenen Sinussignale sowie die von den beiden LS-Elektroniken $n = 1$ und $n = 2$ berechneten Zeitstempel. Genau genommen ist die Phaseninformation für Zeiträume größer als $1/f_0 \approx 143$ ns mehrdeutig. Mit den eingespeisten Pulsen als Zeitmarkierung lässt sich jedoch sicherstellen, dass die beiden LS-Elektroniken die ADC-Werte

innerhalb der selben Sinusperiode aufgenommen haben. Bei der Analyse wurde darauf geachtet, dass die Pulse in allen ausgelesenen ADC-Zeitreihen innerhalb dieser Zeitabstände vorhanden waren.

Abbildung 8.13 (links) zeigt die somit erhaltenen Zeitdifferenzen Δt_{12} der Zeitstempel nach Korrektur durch die Phase des Sinussignals. Um die zu analysierende Datenmenge zu verringern, wurde die Ausleserate auf etwa 1 Hz begrenzt. Die Standardabweichung von Δt_{12} liegt hier bei nur noch 3.1 ns, s. Abb. 8.13 (rechts).

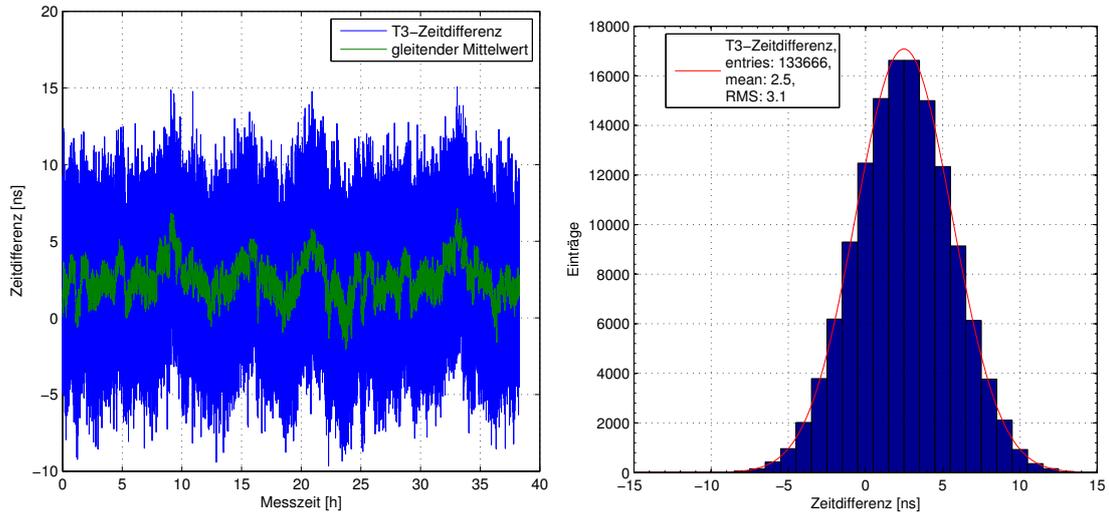


Abbildung 8.13: T3 Zeitdifferenzen aufgetragen über der Messzeit (links). Histogramm aller T3 Zeitdifferenzen (rechts).

Dieser Wert ist gut mit der zu erwartenden Präzision der GPS-Uhren und den Fehlern bei der Abtastung des 1PPS-Signal vereinbar: Nimmt man an, dass das 1PPS-Signal alle $5.55 \text{ ns}/2 \approx 2.8 \text{ ns}$ vom Timemanager abgetastet und sich innerhalb dieses Intervalls mit gleichverteilter Wahrscheinlichkeit befindet, so ergibt sich der Abtastfehler des 1PPS-Signals durch den Timemanager zu $\approx 2.8 \text{ ns} \cdot 0.29 \approx 0.8 \text{ ns}$. Mit dieser Abschätzung erhält man ebenso eine Standardabweichung von $\sqrt{2 \cdot (0.8^2 + 2^2)} \text{ ns} \approx 3.0 \text{ ns}$. Eine Einschränkung bei diesem Ergebnis ist allerdings, dass diese Präzision nur unter optimalen Bedingungen erreicht wird. Wie Abschnitt 9.2 zeigt, hat unter anderem die GPS-Antenne einen großen Einfluss auf die Präzision.

9. Die Datennahmesoftware bei AERA

Die LS-Elektroniken wurden im Rahmen dieser Arbeit in mehreren Schritten bei Auger in Betrieb genommen. Im Jahr 2010 wurden zunächst an der BLS von Auger 6 LS-Elektroniken installiert, um deren ferngesteuerten Betrieb unter den Bedingungen der argentinischen Pampa zu testen. Mit dem damaligen Aufbau wurde noch ein rein selbstgetriggertes Nachweis von Radiopulsen kosmischer Teilchenschauer angestrebt. Aufgrund einer nahe gelegenen Überlandleitung, die starke Radiostörungen erzeugt, war es jedoch nicht möglich, selbsttriggerte Radioereignisse zu detektieren. Nachdem in diesen Vortests keine prinzipiellen Fehler an der LS-Elektronik auftraten, wurden in zunächst drei (Juni 2011), dann sechs AERA1-Stationen (November 2011) die zuvor benutzte LS-Elektronik von NIKHEF gegen die hier behandelte KIT/BUW LS-Elektronik ausgetauscht. Mit diesem Aufbau, der darauf laufenden LS-DAQ und der in [77] entwickelten Selbsttriggereinheit war erstmals der Nachweis von Radioereignissen mit dieser LS-Elektronik möglich. Jedoch zeigt sich schnell, dass die selbstgetriggerte Aufnahme von Radioereignissen nur mit hohem Aufwand bei gleichzeitig niedriger Effizienz möglich ist. Durch den großen SODIMM Ringpuffer der LS-Elektronik war jedoch auch die Datenauslese nach externer Triggerung möglich. Daher wurde Ende 2011 entschieden, auch die T2-Zeitstempel des SD zur externen Triggerung der AERA1-Stationen zu verwenden. Die LS- und die AERA-DAQ wurde entsprechend um eine externe Triggermöglichkeit erweitert. Anfang 2012 wurden so die ersten Radioereignisse nach externer Triggerung ausgelesen. Im März 2012 wurden dann weitere 11 AERA1-Stationen von NIKHEF-LS-Elektronik auf die KIT/BUW LS-Elektronik umgerüstet. Nach dieser Umrüstung standen insgesamt 17 AERA1-Stationen mit einer KIT/BUW LS-Elektronik zur Verfügung. Anschließend wurde mit der Produktionen der LS-Elektronik für AERA2 am IPE begonnen. In einer gemeinsamen Aufbaukampagne der Mitglieder der AERA-Kollaboration von April bis Mai 2013 wurden dann 100 Antennenstationen für AERA2 (vgl. Abschnitt 5.1.3) aufgestellt. Dabei wurden 60 Stationen mit der neuen LS-Elektronik ausgestattet, die übrigen 40 besitzen eine NIKHEF-LS-Elektronik. Aus Gründen der Übersichtlichkeit zeigt der folgende Abschnitt nur Funktion und Verhalten der AERA-Stationen mit KIT/BUW LS-Elektronik nach der Inbetriebnahme von AERA2.

9.1. DAQ-Effizienzen

Während der Aufbauarbeiten wurden auch 4 AERA1- und 13 AERA2-Stationen vorübergehend mit SUs der KITcomms ausgestattet. Die AERA2 Antennenstationen wurden bei der Inbetriebnahme zunächst mittels dafür entwickelten Testprogrammen¹ auf korrekte Funktion geprüft. Waren die Tests erfolgreich, wurden die Stationen in die AERA-DAQ eingegliedert. Aufgrund der noch unvollständigen Anpassung der AERA-DAQ an die neuen Anforderungen sowie einer fehlerhaften Netzwerktopologie innerhalb des AERA-Netzwerks war anfangs nur eine eingeschränkte Datennahme möglich.

Die Effizienzen der Stationen von AERA1 und AERA2 wurden getrennt ausgewertet, da diese über verschiedene Wege an die AERA-DAQ angebunden sind, s. Abb. 9.2. Die AERA2 Stationen kommunizieren direkt über ihre Bullet-SUs (vgl. Abschnitt 5.1.3) mit einer am FD-Standort Coihueco untergebrachten Rocket-BS, während die AERA1 Stationen zunächst über Glasfaserkabel aus-

¹Die Programme „UDP-Scope“ bzw. „ScopeServer“, „gpssetup“, und „productiontest“.

gelesen werden. Die Glasfasern enden in einem Ethernet-Switch, der an das CRS-interne Netzwerk angebunden ist. Über zwei als Bridge geschaltete Bullet-SUs ist das Netzwerk der CRS mit Coihueco und damit an die AERA-DAQ angebunden. Es ergeben sich somit verschiedene Laufwege für die von den AERA1 und AERA2 Stationen kommunizierten IP-Pakete.

DAQ-Effizienzen seit Inbetriebnahme

Abbildung 9.1 (links) zeigt die zeitliche Entwicklung der DAQ-Effizienzen der über Bullet-SUs sowie die Ethernetverbindungen ausgelesenen Stationen nach der Inbetriebnahme von AERA2. Sie

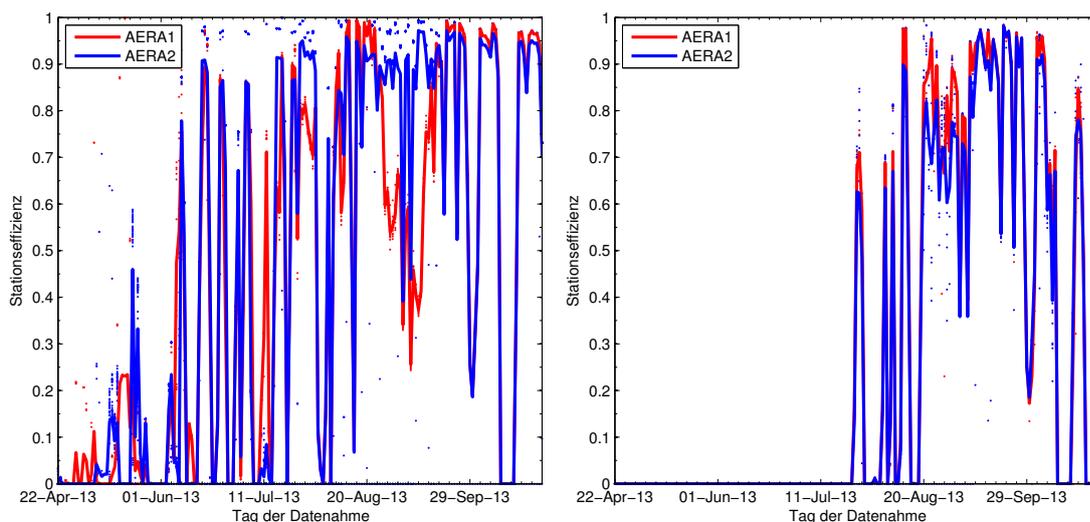


Abbildung 9.1: Effizienzen bei der Aufnahme der Minimum-Bias Ereignisse. Die Punkte entsprechen den Effizienzen einzelner Stationen. Die durchgezogenen Linien sind daraus errechnete Mittelwerte. Links: Effizienzen der über Ubititi-SUs bzw. Glasfaser angebotenen AERA1 und AERA2-Stationen. Rechts: Effizienzen der per KITcomms angebotenen Stationen.

wurde aus Minimum-Bias Ereignissen berechnet, welche die AERA-DAQ alle 10 Sekunden durch eine `ls_getevent` AMSG von den Stationen anfordert. Die Anzahl der pro Station und Tag aufgezeichneten Minimum-Bias Ereignisse, geteilt durch die Anzahl zu erwartender Ereignisse, ergibt die dargestellte Effizienz. Defekte Stationen wurden nicht ausgeschlossen und tragen mit einer Effizienz von Null bei, genauso Fälle, in denen die AERA-DAQ gestoppt war. Die erste Datenaufnahme durch die AERA-DAQ zusammen mit den AERA2 Stationen begann am 16. Mai. 2013. Mit Ende des Ausbaus von AERA2 wurden die AERA-Stationen dann nach mehreren Soft- und Firmware Aktualisierungen schrittweise in Betrieb genommen. Im Zeitraum vom 27. Mai bis zum 5. Juni kam es zu einem Totalausfall der Netzwerkverbindung zwischen CDAS und Coihueco wodurch kein Zugriff mehr auf die AERA-DAQ und die Stationen möglich war. Eine Datennahme war in dieser Zeit nicht möglich. Danach wurde die AERA-DAQ wieder in Betrieb genommen und die restlichen Stationen mit in die Datennahme einbezogen. Es zeigte sich jedoch, dass Bandbreite und Latenz der Netzwerkverbindungen zu den Stationen zeitlich stark fluktuierten. Grund waren verschiedene Fehler in der auf Abb. 9.2 gezeigten Topologie des Netzwerks, wie z.B. doppelt ausgeführte Routen. Zudem musste die DAQ des öfteren für Veränderungen angehalten und neu gestartet werden, wodurch ebenfalls Effizienz verloren ging. Einer der Netzwerkfehler wurde in der Zeit vom 13. bis 22. August behoben. Danach zeigte sich eine deutliche Verbesserung der Effizienzen der AERA2 Stationen. Mit der Behebung weiterer Fehler am 18. September verbesserte sich die Effizienz der Stationen weiter

auf nahezu 100 %. Der Einbruch zwischen 12. und 18. Oktober ist dagegen auf Wartungsarbeiten des Auger-Netzwerks zurückzuführen.

Wie in Abb. 9.2 gezeigt, kommunizieren die mit KITcomms-SUs ausgerüsteten Stationen ihre Nutzdaten zur KITcomms-BS und nicht direkt über das Stationsnetzwerk. Von der BS gelangen diese Daten über den SBC, der die Schnittstelle zwischen dem Postmaster und der KITcomms bildet, zur AERA-DAQ.

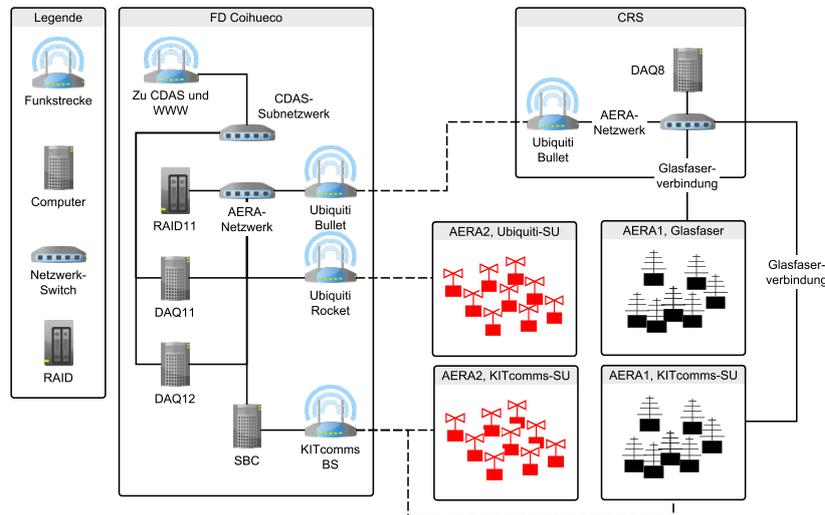


Abbildung 9.2: Skizze des Rechnernetzwerks, über das die AERA-Stationen mit der AERA-DAQ kommunizieren (Stand September 2013). Die AERA-DAQ läuft auf dem Rechner DAQ12, die MySQL Datenbank für das Monitoring der AERA-Stationen auf dem Rechner DAQ8. DAQ11 dient als Reserve.

Die Datennahme über die KITcomms wurde am 25. Juli erstmals in Betrieb genommen und war nach einigen Änderungen von 20. August bis Anfang Oktober in Betrieb. Genauso wurden auch die über die KITcomms angebundene Stationen getrennt ausgewertet, s. Abb. 9.1 (rechts). Da die KITcomms zur Kommunikation mit der AERA-DAQ einen kurzen Abschnitt des AERA-Netzwerks verwendet, haben sich die anfänglichen Netzwerkstörungen auch hier in unsteady Effizienzen ausgewirkt.

Als Teil der Diplomarbeit von K. Reibelt [170] wurde ein Programm zur Online-Überwachung der DAQ-Effizienzen entwickelt. Es wird periodisch auf einem der Datenanalyserechner im AERA-Netzwerk gestartet und ermittelt die Effizienzen der AERA-Stationen aus der Anzahl der in den letzten 12 Stunden gespeicherten Minimum-Bias Ereignissen. Anschließend speichert es die berechneten Effizienzen als Histogramm über den Stationsnummern. Als Beispiel zeigt Abb. 9.3 ein solches Histogramm. Das Programm liefert einen schnellen Überblick über die Qualität der Datennahme, so dass im Fehlerfall sofort reagiert werden kann.

Latzen der T3-Anfragen

Der Ringpuffer der LS-Elektronik besitzt eine Speichertiefe von maximal 7.4 s. Damit keine Ereignisse verloren gehen, müssen alle AMSGs zur Anforderung von Ereignisdaten aus dem Ringpuffer innerhalb dieser Zeit ankommen. Die LS-DAQ berechnet bei jeder eintreffenden *ls_getevent* AMSG wie alt deren Zeitstempel im Vergleich zu einer aus dem 1PPS-Signal abgeleiteten Systemzeit ist. Diese Latenz wird in der beantwortenden *ls_event* AMSG zur späteren Analyse mitversendet. Treffen *ls_getevent* AMSGs mit Latenzen größer als 7 s ein, verwirft die LS-DAQ diese automatisch unbeantwortet. In diesen Fällen ist keine Auswertung anhand der Ereignisdaten möglich. Eine Aus-

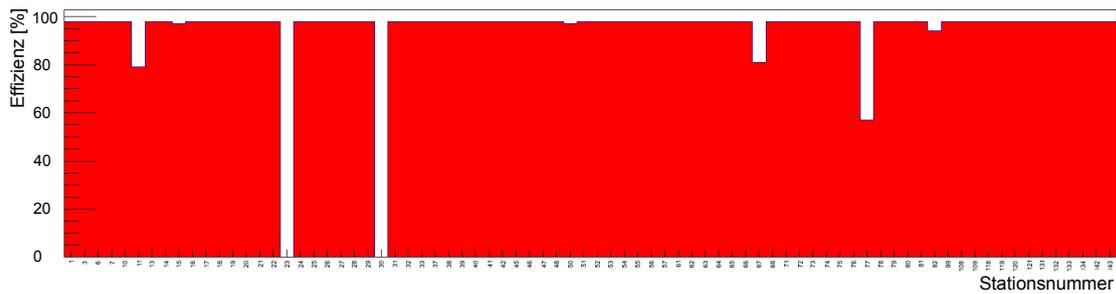


Abbildung 9.3: Beispielauswertung des in [170] entwickelten Programms zur Überwachung der DAQ-Effizienzen. Jedes Histogrammbin gibt die über die letzten 12 Stunden gemittelte Effizienz einer Station an. Die Abszissenbeschriftung zeigt die Stationsnummern, ist aber aus Platzgründen nicht voll darstellbar. Berechnet aus Minimum-Bias Ereignissen vom 4. Dez. 2013.

wertung von Fehlermeldungen der LS-DAQ zeigte jedoch, dass dies nur bei deutlich weniger als 1 % aller Ereignisse passiert. Abbildung 9.4 zeigt ein Histogramm der erhaltenen Latenzen für verschiedene Triggerquellen. Aufgrund der unterschiedlichen Auslesemechanismen unterscheiden sich die Verteilungen deutlich voneinander. Die Latenzen der von den externen Triggerquellen SD und der SD-Erweiterung AERALET² [171] ausgelösten *ls_getevent* AMSGs zeigen (vgl. Abschnitt 8.4) dagegen eine breite Struktur. Grund dafür ist, dass die SD-Wassertanks nur einmal pro Sekunde T2 Zeitstempel zum CDAS senden und durch Sendewiederholungen einige T2 Zeitstempel erst nach 2 s dort eintreffen [172] und bei der Koinzidenzsuche berücksichtigt werden können. In dem CDAS wird dann zunächst 2 s gewartet, bis die Koinzidenzsuche in den eingetroffenen T2 Zeitstempeln beginnt. Das Maximum des Histogramms liegt daher im Bereich um 2 s. Daneben sind auch mit weniger als 1 s Latenz eintreffenden *ls_getevent* AMSGs zu sehen. Sie stammen vermutlich von der AERALET Erweiterung, deren Wassertanks über ein Glasfasernetzwerk, also mit geringer Latenz ausgelesen werden und daher früher eine T3-Anfrage auslösen können. Eine gezielte Unterscheidung der externen Triggerquellen war mit der damaligen Version der DAQ jedoch noch nicht möglich.

Der T3Maker der AERA-DAQ wartet zunächst 2 s bis alle T2s eingetroffen sind und beginnt dann mit der Koinzidenzsuche. Wurde eine Koinzidenz gefunden und via Postmaster *ls_getevent* AMSGs zu den Stationen geschickt, sind diese mindestens 2 s alt. Die Breite der Verteilung ergibt sich durch das periodische Warten und Suchen des T3-Algorithmus sowie vermutlich zeitweisen Netzwerkstörungen. Für die Anfrage von Min.-Bias Ereignisse schätzt der T3Maker aus den aktuellsten eingetroffenen T2s die aktuelle GPS-Zeit und veranlasst alle 10 s eine Min.-Bias Anfrage. Da hier keine Koinzidenzsuche nötig ist, treffen die Anfragen etwa 2 s früher bei den Stationen ein.

Zu beachten ist, dass an der AERA-DAQ ständig Änderungen stattfinden. Das Histogramm zeigt also nur eine Momentaufnahme der Latenzsituation. Dennoch zeigt die Analyse, dass mit den verwendeten Auslesemethoden hohe DAQ-Effizienzen möglich sind.

9.2. Zeitauflösung im AERA-Feld

Ist die Effizienz der Datenaufnahme sichergestellt, ist der nächste Grundstein zur Rekonstruktion von Schauerereignissen die Bereitstellung einer verlässlichen Zeitinformation. Auf dem DAQ-Teststand konnte für die relative Präzision der Zeitstempel zweier Stationen ein Wert von 3.1 ns ermittelt werden. Ein anderer Wert für die Präzision ergab sich jedoch bei Vergleichen der Zeitstempel zwischen verschiedenen Stationen mittels der Beacon-Methode [173]. Dabei werden die Phasen der von der

²AERALET bezeichnet zusätzliche als Infill im AERA-Feld untergebrachte SD-Wassertanks.

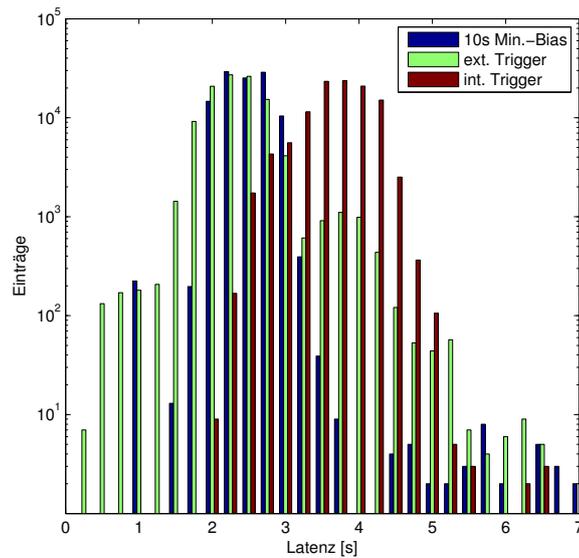


Abbildung 9.4: Latenzen der `ls_getevent` AMSGs, die nach externer, interner bzw. Minimum-Bias Triggerung an den Stationen ankommen. Aus Ereignissen von 4. bis zum 11. Juli 2013.

Beacon-Antenne ausgesendeten Träger als Zeitreferenz verwendet. Die Beacon-Sendeantenne steht in Coihueco, so dass die Träger im gesamten AERA-Feld mit ausreichender Leistung empfangen werden können. Diese Träger sind ständig anwesend und werden bei jedem Schauerereignis von den AERA-Stationen mit aufgezeichnet. Aus ihrer Phasendifferenz kann dann die relative Zeitabweichung zwischen zwei AERA-Stationen berechnet werden. Bei einer perfekten Zeitmessung wären die Phasendifferenzen immer konstant.

Erste Analysen der von den AERA1-Stationen aufgenommenen Minimum-Bias Ereignisse im Jahr 2012 zeigten jedoch zuerst deutliche Driften der Zeitabweichung zwischen den AERA1-Stationen, in Abb. 9.5 (links) beispielhaft aufgetragen für die Stationen Nr. 1 und Nr. 3. Die Driften erzeugen große Zeitabweichungen von bis zu ± 50 ns, und wiederholen sich mit Periodendauern zwischen 30 Minuten bis mehreren Stunden.

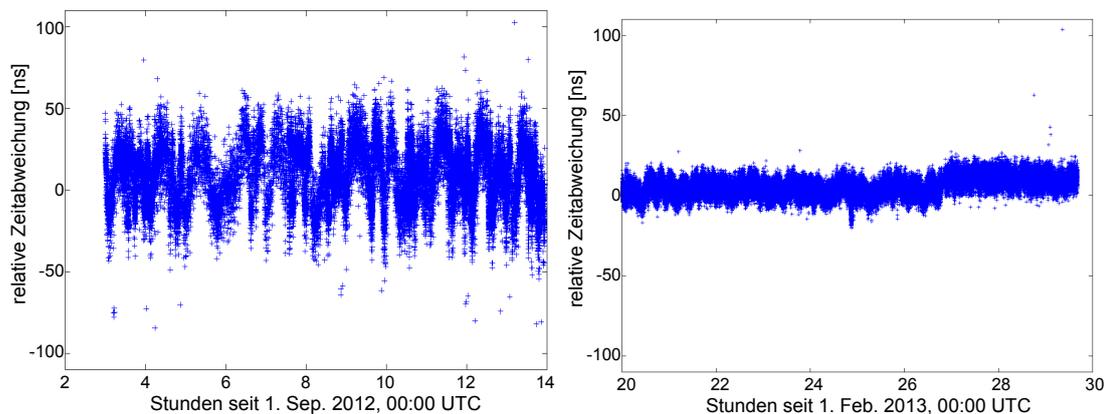


Abbildung 9.5: GPS-Zeitdifferenzen zwischen den AERA1-Stationen Nr. 1 und Nr. 3, ermittelt mit der Beacon-Methode [173]. Links: Zeitdifferenzen vor GPS-Antennentausch. Rechts: Zeitdifferenzen nach Tausch.

Dieser Effekt war zuvor in einem Teststand am IPE mit LS-Elektroniken, bei denen jede einzelne über eine eigene GPS-Antennen verfügt, ebenfalls beobachtet worden. Die Driften wurden jedoch zuerst als vernachlässigbar erachtet bzw. als Fehler in der LS-DAQ gedeutet. Letzteres ist nicht plausibel, da die Funktionen der LS-DAQ zur Berechnung der GPS-Zeitstempel zum einen in separaten MATLAB-Programmen, also einer anderen Programmiersprache, nachgebildet wurden und der Vergleich mit den Zeitstempeln der LS-DAQ eine Übereinstimmung im Rahmen der Rundungsfehler zeigte. Absichtlich in diesen Funktionen eingebaute Rechenfehler zeigten zudem keine langsame Drift, sondern Zeitabweichungen von Sekunde zu Sekunde als Resultat. Die Drift ist zudem bereits bei Vergleich der rohen, mit einem Oszilloskop aufgenommenen 1PPS-Signale, zwischen mehreren LS-Elektroniken zu sehen. Die Ursache der Driften konnte somit nicht auf Fehler in der LS-DAQ zurückgeführt werden.

Die eigentlichen Ursachen wurden erst nach längerer Suche gefunden. Hauptgrund war eine zu niedrige Vorwärtsverstärkung des in die GPS-Antenne integrierten LNAs. Laut Datenblatt [169] benötigt die GPS-Uhr für einen Betrieb gemäß ihrer Spezifikationen eine GPS-Antenne mit einer Vorwärtsverstärkung im Bereich 10 – 50 dB. Beim zuerst verwendeten Antennentyp (2J410B/BG von 2J-antennae [174]) betrug diese 26 dB. Damit liegt die Vorwärtsverstärkung auch nach Abzug von Dämpfungsverlusten durch das Antennenkabel (geschätzt 3 dB) noch innerhalb des erlaubten Bereichs. Bei der Fehlersuche auf dem DAQ-Teststand (vgl. Abschnitt 8.9) wurden auch zusätzliche Verstärker- und Dämpfungselemente in die Kabel zur GPS-Antenne eingeschleift. Dabei zeigte sich eine sichtbare Abhängigkeit der Driften von der Vorwärtsverstärkung der GPS-Signalkette, bei höheren Verstärkungen wurden die Driften kleiner. Daher wurden die GPS-Uhren im nächsten Schritt mit GPS-Antennen vom Typ Tallysman TW3070 [175] getestet. Da sich hier eine deutliche Verbesserung einstellte, wurden probeweise die GPS-Antennen der AERA1-Stationen Nr. 1 und Nr. 3 im Januar 2013 gegen TW3070-Antennen ausgetauscht. In der in Abb. 9.5 (rechts) gezeigten Analyse der Zeitabweichungen zwischen den beiden Stationen mit der Beacon-Methode ist eine deutliche Verringerung der Driften zu sehen [173]. Deshalb wurden alle GPS-Antennen von AERA1 und AERA2 im Februar und Mai 2013 durch TW3070-Antennen ersetzt.

Weitere Versuche mit den GPS-Uhren zeigten auch, dass die zu geringe Antennenverstärkung nur eine Ursache für die Driften ist. Bei diesen Versuchen wurden auf dem DAQ-Teststand die 1PPS-Signale von vier GPS-Uhren mit einem Oszilloskop aufgenommen. Zwei der GPS-Uhren waren dabei auf Evaluation-Boards verbaut. Die Evaluation-Boards stammen vom Hersteller der GPS-Uhren, iLotus, und sollten einen optimalen Betrieb gewährleisten. Die anderen beiden GPS-Uhren befanden sich in LS-Elektroniken, genauso wie sie auch im AERA-Feld eingesetzt werden. Über einen Wilkinson-Splitter erhielten alle GPS-Uhren das Signal der selben GPS-Antenne. Das Oszilloskop berechnete jede Sekunde die Zeitdifferenzen zwischen den 1PPS-Pulsen der GPS-Uhren und zeichnete die Differenzen über mehrere Stunden auf. Abbildung 9.6 (oben) zeigt die Zeitdifferenzen zwischen den GPS-Uhren auf den Evaluation Boards. Die SWPs sind der Einfachheit wegen nicht berücksichtigt worden. Die Zeitdifferenzen haben aufgrund der fehlenden Korrektur durch den SWP eine Standardabweichung von etwa 13 ns. Der SWP dient zur Korrektur des Jitters des Referenzoszillators auf der GPS-Uhr, vgl. Abschnitt 8.7. Um Langzeitdriften besser sichtbar zu machen, wurde daher der gleitende Mittelwert der Zeitdifferenzen über 1000 Sekunden berechnet. Dieser Mittelwert ist bei den Evaluation-Boards nahezu konstant. Bei den GPS-Uhren in den LS-Elektroniken ist dagegen zuerst eine langsame Drift über mehrere Stunden zu erkennen, s. Abb. 9.6 (unten). Während des Tests wurden dann die Versorgungsspannungen für verschiedene Komponenten auf einer der LS-Elektroniken ein- und ausgeschaltet. Nach dem Schalten ist deutlich zu sehen, wie der Mittelwert schlagartig abdriftet. Ursache dafür sind vermutlich elektromagnetische Einstrahlungen in die GPS-Uhr, möglicherweise hervorgerufen von DC/DC-Wandlern (vgl. Abschnitt 8.1) der LS-Elektronik. Diese befinden sich in direkter Nähe zur GPS-Uhr. Eine genaue Zuordnung zu einem konkreten

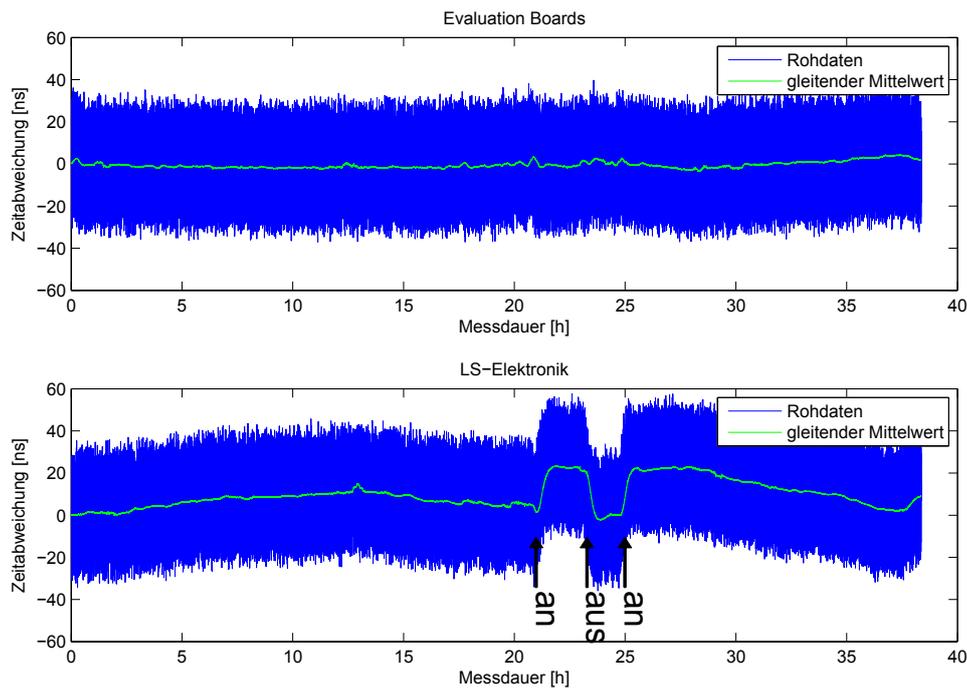


Abbildung 9.6: Oben: Zeitabweichungen der 1PPS-Signale zwischen zwei M12M GPS-Uhren auf Evaluation-Boards von iLotus. Unten: Zeitabweichung der 1PPS-Signale zwischen zwei M12M GPS-Uhren auf LS-Elektroniken. An den Stellen der Sprünge wurde die Spannungsversorgung für den SODIMM und die ADCs ein- und wieder ausgeschaltet. Beide Messungen wurden gleichzeitig durchgeführt.

DC/DC-Wandler war jedoch nicht möglich. Der beobachtete Effekt war zudem bei wiederholten Versuchen nicht immer gleich gut reproduzierbar. Ursache dafür könnte die variierende Anzahl der empfangenen GPS-Satelliten sowie deren variierende Signalleistung sein.

Aus den Ergebnissen kann jedoch gefolgert werden, dass bestimmte Elemente der LS-Elektronik den Betrieb der GPS-Uhren stören. Die GPS-Uhren auf den LS-Elektronik erreichen offensichtlich nicht die Präzision der GPS-Uhren auf den Evaluation-Boards.

Insgesamt ist die Drift für die Schauerrekonstruktion jedoch nicht von kritischem Ausmaß, da mit dem Beacon-Signal Zeitabweichungen von bis zu ± 160 ns korrigiert werden können [176]. Soll die LS-Elektronik allerdings in Anwendungen mit höheren Anforderungen an die Zeitmessung eingesetzt werden, müsste die LS-Elektronik an dieser Stelle verbessert werden. Eine Möglichkeit wäre der Einsatz von mit Abschirmgehäusen versehenen GPS-Uhren.

9.3. Monitoring

Der Monitoring-Thread (vgl. Abschnitt 8.5.2) der LS-DAQ speichert periodisch Messwerte von Sensoren der LS-Elektronik (Spannungen, Temperaturen), Parameter der LS-DAQ (Triggerraten, Schwellwerte), und im Falle der AERA2-Stationen Messwerte der PCU in einer MySQL-Datenbank auf dem Rechner DAQ8 im Stations-Netzwerk. Diese Datenbank wird innerhalb weniger Sekunden auf MySQL-Datenbankserver der Bergische Universität Wuppertal (BUW) repliziert. Die Auger Monitoring Webseite [177] stellt diese Monitoring-Werte dann zusammen mit den Werten anderer Instrumente von Auger nahezu in Echtzeit dar. Die folgenden Abschnitte erläutern Verläufe

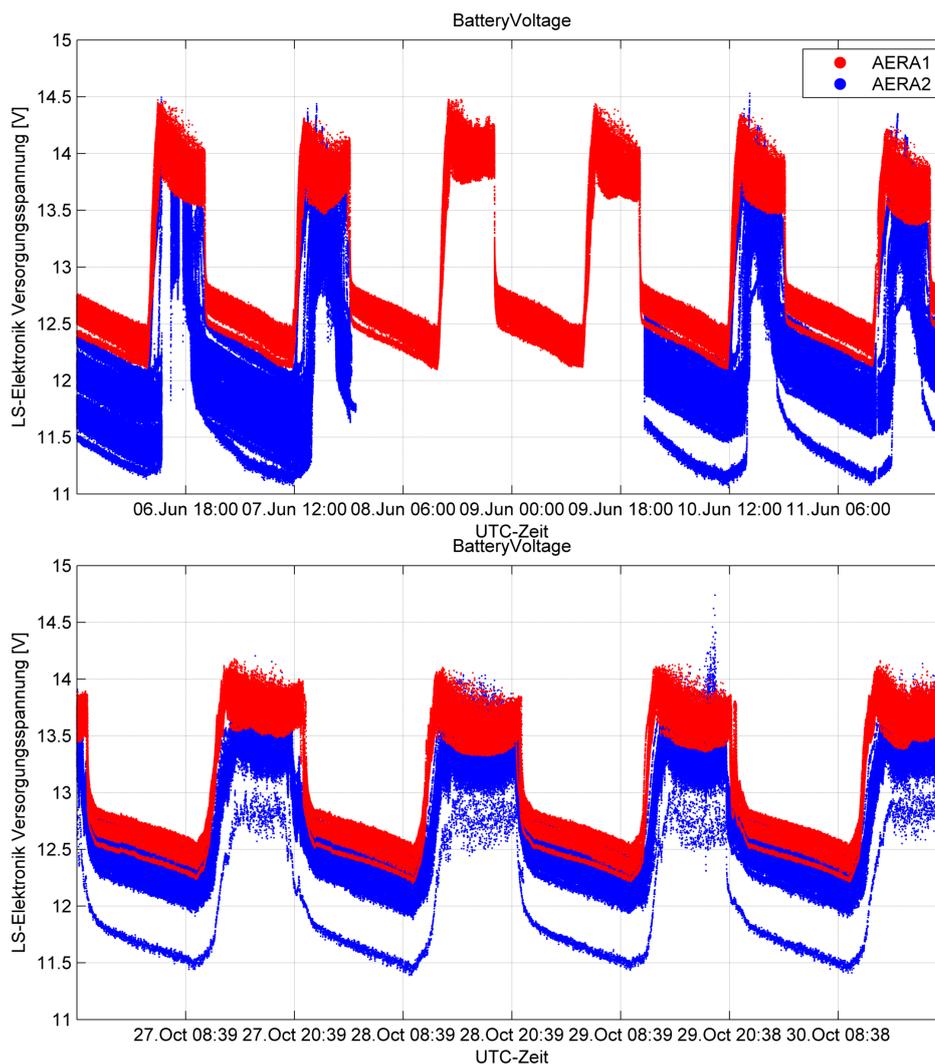


Abbildung 9.7: Messwerte der Versorgungsspannung überlagert für alle LS-Elektroniken von AERA1 und AERA2. Der Ausreißer mit besonders niedriger Spannung konnte auf eine defekte Spannungsmessung in Station 65 zurückgeführt werden. Oben: Messwerte zwischen 6. und 11. Juni 2013. In der Zeit vom 7. bis zum 9. Juni war die Datennahme der AERA2-Stationen abgeschaltet um Energie zu sparen. Unten: Zwischen 27. und 30. Oktober 2013.

und Verhalten einiger wichtiger Monitoring-Werte, insbesondere der Spannungsversorgung der LS-Elektronik und der Werte der Triggereinheit. Das Verständnis dieser Werte und ihr Zustandekommen ist insbesondere für Schichthabende und bei Reparatur- bzw. Ausnahmefällen von Interesse.

9.3.1. Versorgungsspannung

Der MSP430-Microcontroller (vgl. Abschnitt 8.1) misst mit seinen internen ADCs die Werte von verschiedenen Spannungen, Strömen und Temperaturen auf der Leiterplatte der LS-Elektronik. Der Monitoring-Thread liest die aktuellen Werte anschließend vom MSP430 und leitet sie zur Datenbank weiter. Dabei misst er auch den Wert der Versorgungsspannung für die LS-Elektronik, die das batteriegepufferte Photovoltaiksystem (vgl. Abschnitt 5.1.2) innerhalb einer AERA-Station zur Ver-

fügung stellt. Hierbei ist zu beachten, dass der vom MSP430 gemessene Wert nicht exakt der an der Batterie anliegenden Spannung entspricht. Zwischen LS-Elektronik und Batterie liegt die PCU, an der durch ohmsche Verluste noch eine Spannung bei der Durchleitung des Batteriestroms abfällt. Ein Vergleich mit den von der PCU nahezu direkt an der Batterie gemessenen Spannungen zeigte eine Spannungsdifferenz von 0.21 ± 0.14 V. Die Batteriespannung liegt also um etwa diesen Betrag höher als der Messwert des MSP430 für die Versorgungsspannung.

Abbildung 9.7 (oben) zeigt den Verlauf der Versorgungsspannung über einen Zeitraum von einigen Tagen. Die tägliche Variation der Batteriespannung aufgrund der variierenden Sonneneinstrahlung ist dabei gut sichtbar. Im Zeitraum des argentinischen Winters (Juni-Juli), war zu beobachten, dass das tägliche Minimum der Batteriespannung mit jedem Tag etwas niedriger lag. Die Batterien wurden also nicht mehr ausreichend geladen. Ursache sind die für den Winterbetrieb etwas zu gering dimensionierten Solarmodule der AERA2-Stationen, s. Abb. 5.3. Die Batteriespannungen einiger Stationen näherten sich dabei der laut Hersteller [178] minimal zulässigen Spannung von 10.8 V, ab der eine bleibende Schädigung der Batterien möglich ist. Es wurde daher beschlossen, die Datennahme der AERA2-Stationen für einige Tage zu stoppen. Dabei wurden sämtliche nur zur Datennahme benötigten Komponenten der LS-Elektronik abgeschaltet, wodurch sich die Leistungsaufnahme der AERA-Station von ≈ 14.7 W auf ≈ 8.5 W verringerte. Nach dem Neustart der LS-DAQ am 9. Juni war dann eine Erholung der Versorgungsspannung zu erkennen. Dennoch musste die Datennahme mit den AERA2-Station einige Tage später erneut gestoppt werden, um die Batterien zu laden. Der Zustand besserte sich erst Anfang August. Als zusätzliche Stromsparmaßnahme wurde für den weiteren Datennahmebetrieb die RFI-suppression der Triggereinheit im FPGA abgeschaltet. Dies verringert die Leistungsaufnahme um etwa 1.3 W³. Außerdem wurden die beiden ADCs der LG-Kanäle abgeschaltet, was die Leistungsaufnahme um etwa 0.8 W auf insgesamt auf 12.6 W verringert. Im Oktober 2013 zeigten sich die Versorgungsspannungen vollständig erholt, s. Abb. 9.7 (unten).

9.3.2. Triggerraten

Die Schwellwertregelung der Triggereinheit ist in den per Glasfaser bzw. Ubiquiti-SUs ausgelesenen AERA1- und AERA2-Station auf einen Sollwert von 300 Hz Triggerrate pro Antennenpolarisation eingestellt. Zur Reduktion der Datenmenge wurde dieser Sollwert in den per KITcomms angebundenen Antennenstationen auf 10 Hz reduziert.

Wie in Abb. 9.8 zu sehen ist, schwankt die T2-Triggerrate trotz dieser Regelung über weite Bereiche. Grund für die stark fluktuierende T2-Triggerrate ist der sich rasch verändernde Untergrund, der neben Rundfunkträgern auch aus transienten, menschengemachten Radiostörungen besteht [179]. Für einen Teil der transienten Störungen war in der Vergangenheit bereits eine Wiederholrate von 50 sowie 100 Hz festgestellt worden, was gerade der Grundfrequenz des argentinischen Stromnetzes bzw. deren ersten Harmonischen entspricht [77]. Diese Radiostörer befinden sich weit außerhalb des AERA-Felds und setzen oftmals schlagartig ein. Entsprechend kommt es zu starken, gleichzeitig fluktuierenden T2-Raten in allen AERA-Stationen. Dabei ändert sich der Untergrund schneller als die Schwellwertregelung dies nachregeln kann. Der Wert der Schwellen wird ebenfalls von der LS-DAQ jeweils getrennt für die Nord-Süd (Abb. 9.9, links) bzw. Ost-West (Abb. 9.9, rechts) Polarisation überwacht.

Auch hier ist eine synchrone Änderung der Schwellen zu erkennen, in einigen AERA-Station wird die Schwelle zeitweise bis zum Anschlag (2048 ADC-Zähler) ausgeregelt. Aufgrund der niedriger eingestellten Sollrate ist die Schwelle bei den per KITcomms ausgelesenen Stationen im Mittel höher als bei den übrigen Stationen. Auffällig ist zudem, dass die Schwellen bei den AERA2-Stationen

³Die Leistungsaufnahme der RFI-suppression beträgt eigentlich 1.6 W. Jedoch ist ihr Clocktree nach der Abschaltung immer noch aktiv und nimmt Leistung auf.

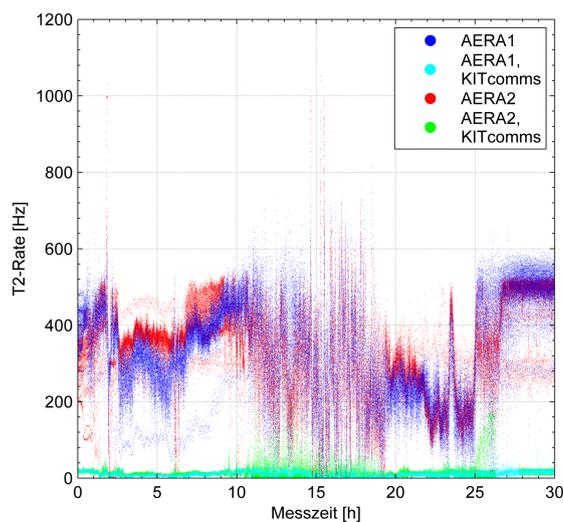


Abbildung 9.8: T2-Raten aller AERA-Stationen ab 11. Okt. 2013, 04:24 UTC.

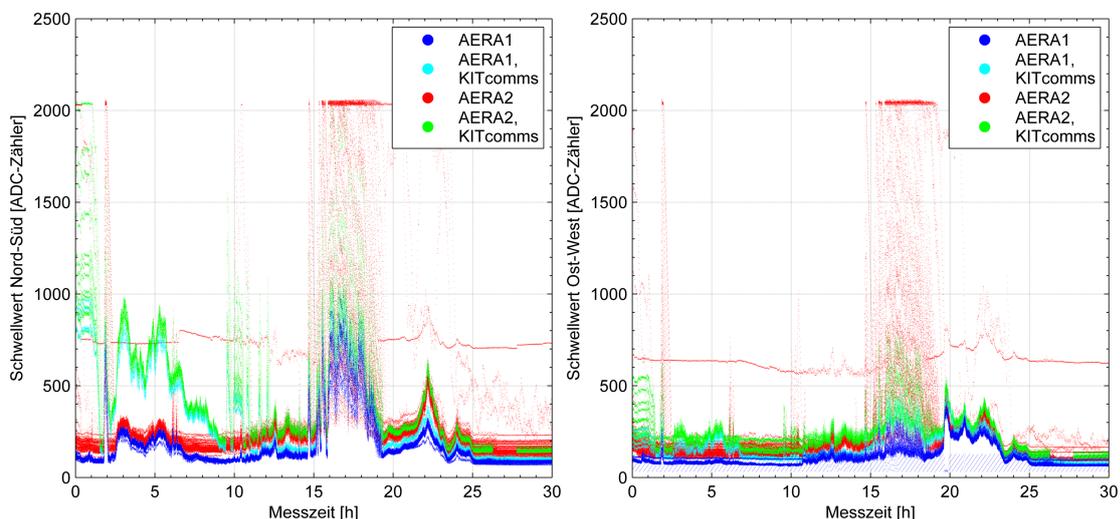


Abbildung 9.9: Schwellwerte der Triggereinheit in den HG-Kanälen aller AERA-Stationen ab 11. Okt. 2013, 04:24 UTC. Links: Nord-Süd Polarisation. Rechts: Ost-West Polarisation.

im Vergleich zu AERA1 höher liegen. Grund dafür ist die etwas größere Gesamtverstärkung der Analogkette und damit ein größerer Rauschuntergrund der AERA2-Stationen, siehe Abb. 6.27.

Ein weiteren Einblick zum Verständnis des Triggerverhaltens liefert Abb. 9.10. Hier sind die gemittelten Schwellwerte und deren RMS an den verschiedenen Stationsstandorten eingezeichnet. Dabei ist gut zu erkennen, dass die Schwellwerte und deren RMS im Nordteil von AERA erhöht sind. Dieser Effekt wird von der an der nördlichen Grenze des AERA-Felds verlaufenden Überlandleitung verursacht, vgl. Abb. 5.1. Die Stationen in ihrer unmittelbaren Nähe, Nr. 131 und Nr. 118, zeigen daher die höchsten Schwellen und Fluktuationen.

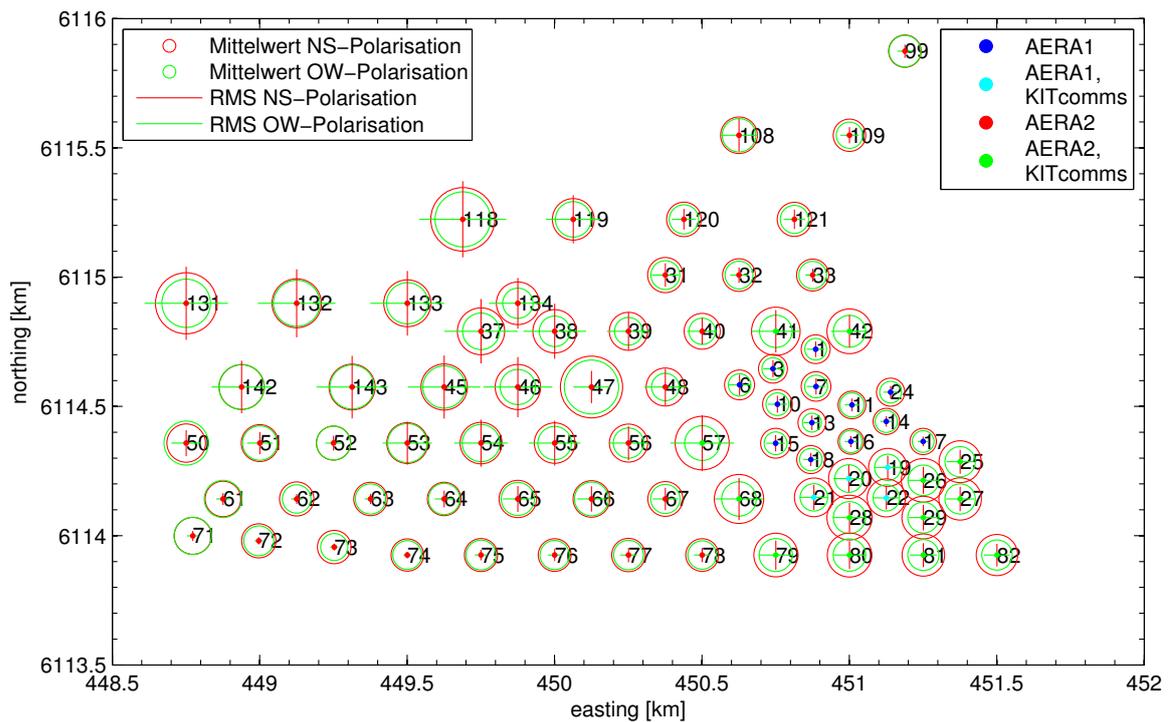


Abbildung 9.10: Karte des AERA-Feldes mit mittleren Schwellwerten und deren Standardabweichung für jede Station, ab 11. Okt. 2013, 04:24 UTC. Berechnet für einen Zeitraum von 30 Stunden. Der Radius des Kreises deutet den Mittelwert des Schwellwerts und die Länge der Linie die Standardabweichung des Schwellwerts an. In beliebigen Einheiten.

9.4. Radioereignisse in Offline

Nachweis und Rekonstruktion der von der AERA-DAQ aufgenommen Radiopulse sind auf verschiedene Art und Weise möglich. Eine Möglichkeit ist die Rekonstruktion der Ereignisse mit dem von der Pierre-Auger-Kollaboration entwickelten Analyseframework „Offline“ [180], das die AERA-Gruppe um Funktionen zur Analyse von Radioereignissen erweitert hat [141]. Die Integration der Radiofunktionalitäten in Offline vereinfacht eine hybride Analyse der von den Detektoren SD, FD und AERA erfassten Ereignisse. Die Richtungsrekonstruktion erfolgt für Radioereignisse prinzipiell genauso wie bei den SD-Wassertanks, nämlich durch Fit der Ankunftszeiten der Radiopulse mit einem angenommenen Verlauf der Schauerfront. Neben der Richtung rekonstruiert Offline aus der bekannten Richtcharakteristik der Antenne und den S-Parametern der Analogkette auch die elektrische Feldstärke der Radiopulse, und fittet diese mit einer Lateralverteilung. Die AERA-Gruppe untersucht momentan, wie gut sich hieraus Schätzer für Energie und Komposition des Primärteilchens ermitteln lassen. Zum Einlesen der von der AERA-DAQ aufgezeichneten Ereignisse verwendet Offline die von der AERA-DAQ Gruppe zur Verfügung gestellte „AERA-Eventreader“ Bibliothek (kurz Eventreader).

Abbildung 9.11 zeigt beispielhaft ein mit Offline rekonstruiertes Radioereignis mit einer Primärenergie von $1.48 \cdot 10^{18}$ eV. Das Ereignis wurde gleichzeitig mit Stationen von AERA1 und von AERA2 beobachtet. Dabei waren auch mit der KITcomms ausgestattete Stationen beteiligt. Die Datenauslese wurde in diesem Fall durch eine externe Triggerung ausgelöst. Mit diesen Methoden kann-

ten seit der Inbetriebnahme von AERA2 bis zum 11. Okt. 2013 383 Radioereignisse in den AERA1- und AERA2-Stationen nachgewiesen werden [181].

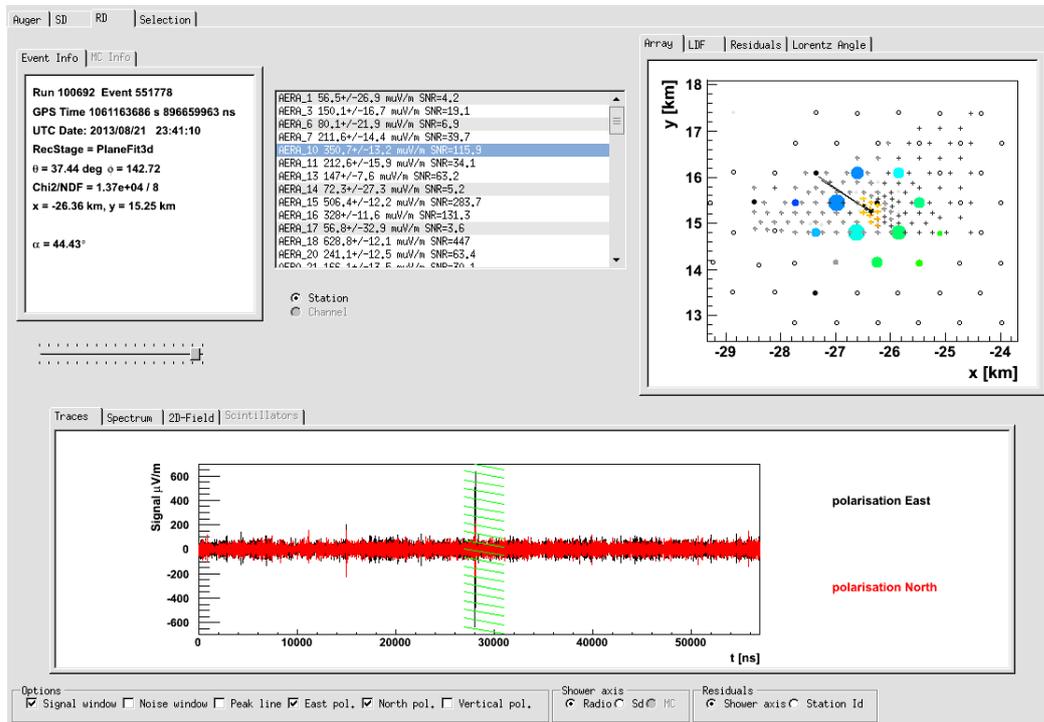


Abbildung 9.11: Im Eventdisplay von Offline angezeigtes Radioereignis. Das Fenster links oben zeigt charakteristische Werte des Ereignisses, das in der Mitte die beteiligten AERA-Stationen mit den rekonstruierten elektrischen Feldstärken. Das rechte Fenster zeigt das Ereignis auf einer Karte des AERA-Felds. Die schwarzen Kreuze stehen für Antennenstationen ohne, die farbigen für Stationen mit messbarem Radiopuls. Der Farbton veranschaulicht die Ankunftszeit des Radiopulses. Die farbigen Kreise zeigen die Wassertanks des SD, der Farbton gibt die Ankunftszeit an, der Kreisradius die gemessene Pulshöhe. Die beiden Linien stellen die rekonstruierte Ankunftsrichtungen, ermittelt aus der Radio- bzw. SD-Messung dar. Das untere Fenster zeigt den an AERA-Station Nr. 10 gemessenen Radiopuls. Zur Verfügung gestellt von [181].

9.5. Datenbank für Effizienzanalyse

Für Analysen am IPE war das Analysepaket MATLAB wegen seiner Vielzahl an eingebauten Signalverarbeitungs- und Analysealgorithmen und Werkzeugen zur FPGA-Codeerzeugung besser geeignet. Als problematisch hat sich der Eventreader herausgestellt. Dieser liest Ereignisdaten seriell in der Reihenfolge aus, in der sie die AERA-DAQ zuvor in Dateien geschrieben hat. Ist also die Analyse von Ereignissen mit bestimmten Eigenschaften gewünscht, so muss erst der gesamte Datensatz seriell nach diesen durchsucht werden. Die Suchkomplexität steigt mit $\mathcal{O}(n)$ an, worin n der Anzahl der Ereignisse entspricht.

Die Radiodetektionmethode hat insbesondere bei selbstgetriggelter Datenaufnahme eine sehr geringe Reinheit, viele von der AERA-DAQ aufgenommene Ereignisse wurden von Radiostörungen ausgelöst und sind daher uninteressant. Auch bei externer Triggerung ist die Reinheit zunächst gering, da die SD-Wassertanks auch bei weit entfernten Schauern eine externe Triggerung auslösen,

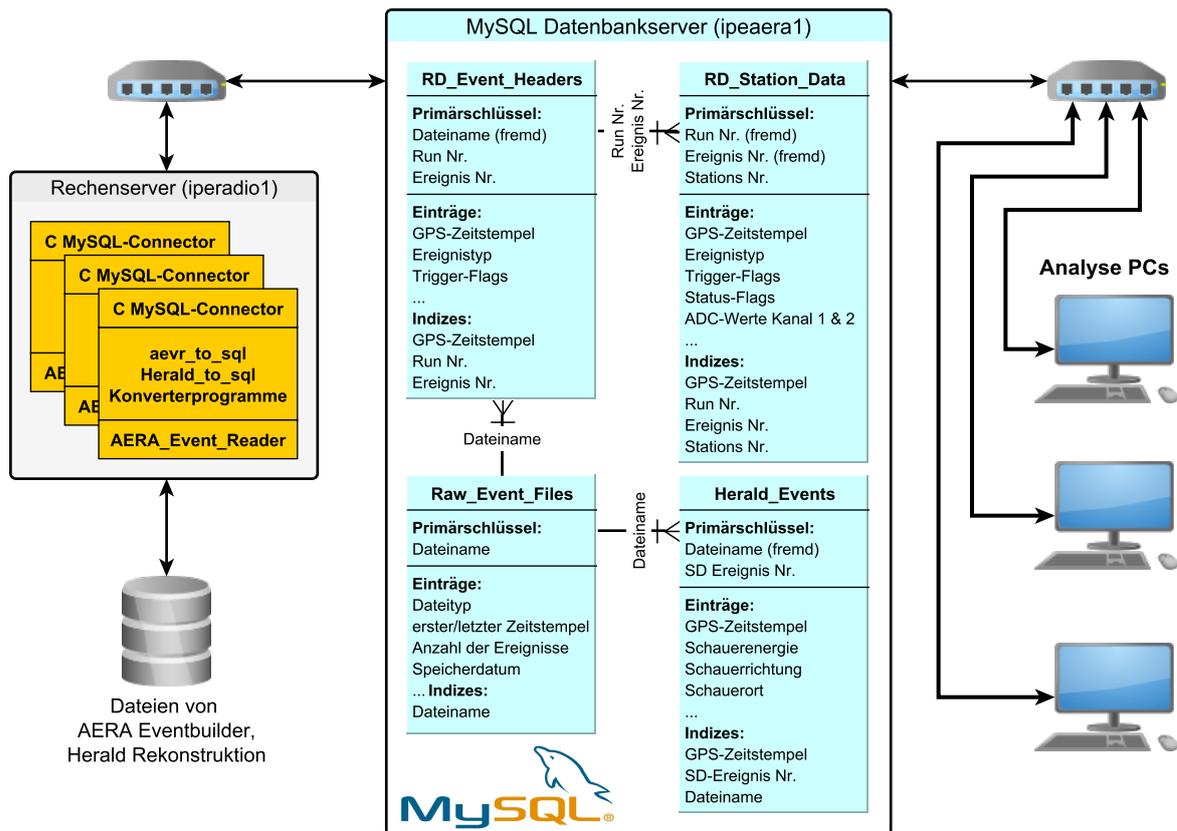


Abbildung 9.12: Zur Analyse der AERA-Daten entwickeltes Datenbankschema mit den schreibenden und lesenden Programmen bzw. Rechnern.

obwohl der Radiopuls bereits im galaktischen Rauschen untergegangen ist. Es kann also viel Rechenzeit gespart werden, wenn gezielt nur auf Ereignisse zugegriffen wird, in denen auch Radiopulse zu erwarten sind. Ein solcher gezielter Zugriff ist durch die Verwendung eines Datenbanksystem (DBS) möglich, in das die Radioereignisse zunächst geschrieben und anschließend geeignet indiziert werden. Zur Indizierung bieten solche Systeme beispielsweise B^+ -Bäume an, die eine Suche mit einer Komplexität von $\mathcal{O}(\log(n))$ ermöglichen.

Als DBS zur Abspeicherung der AERA-Daten wurde das SQL⁴-DBS MySQL [182] ausgewählt. Im Gegensatz zu den anderen betrachteten, teilweise höher performanten DBSen wie MongoDB oder CouchDB, bietet MySQL ausgereifte Schnittstellenbibliotheken und -treiber zu einer Vielzahl von Programmiersprachen und Anwendungsprogrammen. Es ist deshalb leicht möglich, mit dem unter Linux als C-Bibliothek verfügbaren Eventreader Ereignisdaten in das DBS zu laden und später mittels MATLAB unter Microsoft Windows oder Linux wieder auszulesen⁵. Vorteilhaft ist auch, dass Daten verschiedener Ereignisse unabhängig voneinander von dem DBS abgefragt werden können. Damit ist eine triviale Parallelisierung der Analyse auf mehrere CPUs möglich.

Abbildung 9.12 zeigt das Datenbankschema des DBS zusammen mit den Schreib- und Leseprogrammen. Auf einem Rechner des IPE lesen zunächst mehrere Instanzen des Programms *aevr_to_sql* mittels der Eventreader-Bibliothek die Eventbuilder-Dateien von der AERA-DAQ. Die Ab-

⁴SQL ist eine formale Sprache zur Beschreibung und zum Zugriff auf DBSe, manchmal auch übersetzt als „Structured Query Language“.

⁵Dies kann z.B. über einen ODBC- (Windows) oder JDBC (Linux)-Treiber geschehen.

speicherung der Ereignisdaten im DBS-Schema funktionieren dann wie folgt: Liest das *aevr_to_sql* Programm eine neue Eventbuilder-Datei, legt sie zuerst in der Tabelle *Raw_Event_Files* einen Eintrag mit dem Dateinamen als Primärschlüssel, sowie Zusatzinformation wie z.B. dem Datum der Abspeicherung an. Danach legt das *aevr_to_sql* Programm bei jedem neu eingelesenen AERA-Ereignis in der Tabelle *RD_Event_Headers* einen Primärschlüssel an, kombiniert aus dem Dateinamen als Fremdschlüssel sowie der Run- und Ereignisnummer. Zudem wird der GPS-Zeitstempel des Ereignisheaders, sowie verschiedene Trigger-Flags gespeichert. Nachdem das Ereignis in der Tabelle *RD_Event_Headers* angelegt ist, füllt das *aevr_to_sql* Programm die Tabelle *RD_Station_Data* mit den Ereignisdaten der einzelnen AERA-Stationen. Der Primärschlüssel wird dabei aus der Run- und Ereignisnummer sowie der Stationsnummer kombiniert. Als Zusatzinformationen werden von der jeweiligen Station GPS-Zeitstempel, Trigger-flags, Monitoring-Werte und die von den ADCs aufgenommenen Zeitreihen nach einer Datenkompression gespeichert. Sind die Ereignisdaten aller Stationen gespeichert, beginnt das Programm mit dem Speichern des nächsten Ereignisses in *RD_Event_Headers*. Wurde die Eventbuilder-Datei bis zum Ende gelesen, wird dagegen zunächst eine neue Quelldatei in *Raw_Event_Files* angelegt. Die Ereignisabspeicherung verläuft dann wieder wie zuvor. Aufgrund der voneinander abhängigen Primärschlüssel hält sich das DBS automatisch konsistent. Versucht man z.B. in der Tabelle *RD_Station_Data* ein Ereignis mit einer Run- und Ereignisnummer hinzuzufügen, für die in *RD_Event_Headers* kein Eintrag existiert, verweigert das DBS dies mit einer Fehlermeldung. Zugleich bilden die Primärschlüssel auch Indizes, mit denen sehr schnell nach bestimmten Ereignissen gesucht werden kann.

Neben Ereignissen von AERA speichert das DBS auch Ereignisse von SD. Für den Vergleich der AERA-Ereignisse mit den von SD aufgenommenen Ereignissen werden mittels der sogenannten Herald-Rekonstruktion erzeugte SD-Ereignisdaten verwendet. Die Herald-Rekonstruktion ist eine vereinfachte Rekonstruktion der SD-Ereignisdaten, bei der nur grundlegende Schauerparameter (Ankunftsrichtung, Auftreffpunkt und -zeit, Energie) in einer Textdatei⁶ abgelegt werden. Für eine Korrelation mit den AERA-Ereignissen ist dies völlig ausreichend. Das Programm *HeraldToSQL* speichert die Schauerparameter der Textdateien mit Einträgen in den Tabellen *Raw_Event_Files* und *Herald_Events*. In letzterer befinden sich dann Informationen wie GPS-Zeitstempel, Schauerenergie und -auftreffpunkt. Die GPS-Zeitstempel werden zudem indiziert, so dass sich Radio- und SD-Ereignissen leicht durch Vergleich mit den GPS-Zeitstempeln in *RD_Event_Headers* zusammenführen lassen.

Eine Suche nach Run- und Ereignisnummern von gemeinsam mit SD und AERA aufgezeichneten Ereignissen kann beispielsweise mit folgendem SQL-Query durchgeführt werden:

```
select RD_Event_Headers.Run_ID, RD_Event_Headers.Event_ID
from RD_Event_Headers, Herald_Events
where AnalysisDB.Herald_Events.CICEnergy > 0.1 -- in Einheiten von EeV
and RD_Event_Headers.GPSSeconds > 1062028816 -- 1. Sep. 2013, 00:00 UTC
and RD_Event_Headers.GPSSeconds = Herald_Events.GPSSeconds
and RD_Event_Headers.nanoseconds < (Herald_Events.nanoseconds + 10000)
and RD_Event_Headers.nanoseconds > (Herald_Events.nanoseconds - 10000);
```

Die zusätzlich eingefügten Beschränkungen reduzieren das Resultat auf Ereignisse mit Primärenergien größer $0.1 \cdot 10^{18}$ eV ab dem 1. Sep. 2013. Die gezeigte Abfrage dient nur als einfaches Beispiel. Der Übergang bei vollen Sekunden wird nicht behandelt und es findet keine Unterscheidung zwischen intern oder extern getriggerten Ereignissen statt. Sie demonstriert allerdings auch die

⁶Die aus der Herald-Rekonstruktion erzeugten Schauerparameter der letzten im Infill Bereich aufgenommenen SD-Ereignisse werden mit einigen Tagen Verspätung unter <https://auger.colostate.edu/private/herald/> zur Verfügung gestellt.

hohe Suchgeschwindigkeit des DBS. Die gezeigte Abfrage benötigt trotz der relativ leistungsschwachen CPU⁷ des DBS-Servers pro 1000 Suchergebnisse nur etwa 5 – 6 s Suchzeit. Dabei musste sie rund 800000 abgespeicherte Herald-Ereignisse mit 13 Millionen Radioereignissen abgleichen. Mit den gefundenen Run- und Ereignisnummern können dann die Stationsdaten aus der Tabelle *RD_Station_Data* zur weiteren Analyse abgefragt werden.

9.6. Detektionseffizienzen

Der folgenden Abschnitt zeigt eine einfache Untersuchung der Detektionseffizienzen der AERA-Stationen aus [170]. Dabei handelt es sich nicht um eine physikalisch exakte Analyse, vielmehr soll die Funktion der AERA-Stationen mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Komponenten gezeigt werden. Dabei wurde wie folgt vorgegangen: Zuerst wurden in der Tabelle *RD_Event_Headers* die extern getriggerten Radioereignisse gesucht, zu denen in der Tabelle *Herald_Events* ein koinzidenter Eintrag mit einem um maximal $10 \mu\text{s}$ abweichenden GPS-Zeitstempel und einer Primärenergie größer als $1 \cdot 10^{17}$ eV existiert.

Aus den gegebenen Schauerparametern, also Schauerrichtung, -auftrittspunkt sowie Auftreffzeit T_0 wurden die zu erwartenden Ankunftszeiten $T_0 + t_n$ der Radiopulse an den AERA-Stationen berechnet. Abbildung 9.13 (links) veranschaulicht die Methode. In dem Histogramm in Abb. 9.13 (rechts) sind die Zeitdifferenzen zwischen mit den LS-Elektroniken gemessenen Zeitpunkten eines Radiopulses t_{ADC} , und dem erwarteten Zeitpunkten separat für die AERA1- und AERA2-Stationen aufgetragen.

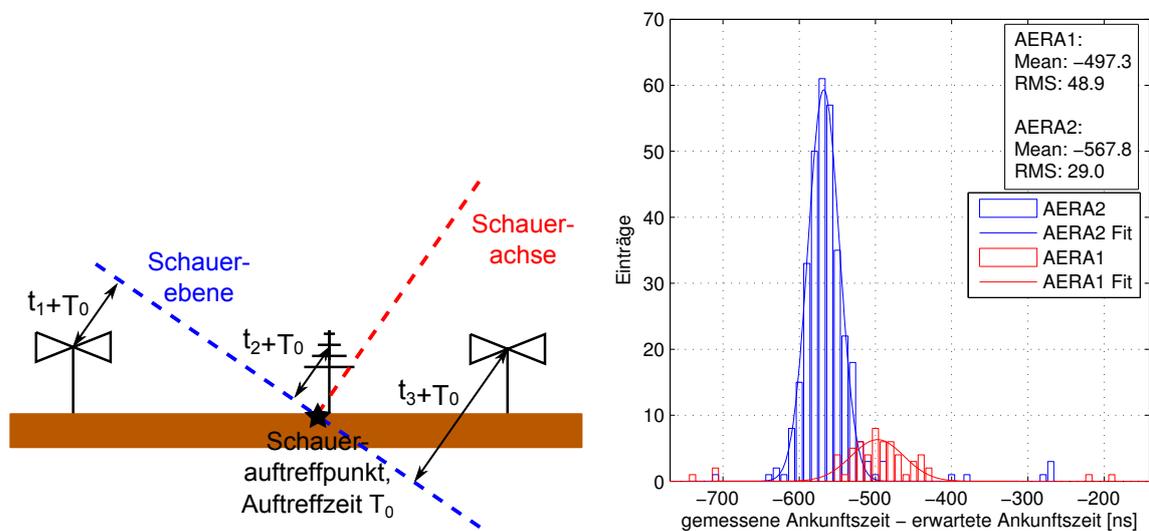


Abbildung 9.13: Schema zur Berechnung der Ankunftszeiten der Radiopulse an den AERA-Stationen (links). Histogramme der Zeitdifferenzen zwischen berechneter und gemessener Ankunftszeit $t_{ADC} - T_0 + t_n$ bei externer Triggerung, gefittet mit einer Gaußverteilung [170] (rechts). Wegen der größeren Anzahl der AERA2-Stationen sind im AERA2-Histogramm mehr Einträge.

Dabei sind zwei deutliche Peaks etwa 500 ns vor dem erwarteten Zeitpunkt $t_n + T_0$ zu sehen. Die AERA1-Stationen nehmen die Pulse dabei rund ≈ 70 ns später als die AERA2-Stationen auf.

⁷Intel Xeon E5205, 1.86 GHz, 8 GByte RAM.

Diese zusätzliche Verzögerung entsteht durch die Gruppenlaufzeit der SBS-Antenne und des Bandpassfilters im LNA dieser Antenne. In Simulationen, die die Laufzeit eines Dirac-Pulses durch die SBS-Antenne und ihren LNA simulierten, konnte diese Laufzeit ebenfalls zu ≈ 70 ns bestimmt werden [66]. Die Butterfly-Antennen der AERA2-Stationen verzögern die Radipulse dagegen nur vernachlässigbar, ihre LNAs verfügen zudem über keine zusätzlichen Analogfilter. Die systematische Abweichung von etwa 500 ns konnte dagegen nicht geklärt werden. Sie wird vermutlich durch eine konstante Abweichung der Zeitmessung in der Datenaufnahmeelektronik der SD-Wassertanks hervorgerufen.

In der weiteren Analyse werden Ereignisse als detektiert betrachtet, die in mindestens einer AERA-Station einen Radiopuls im Zeitfenster $t_{ADC} - T_0 + t_n = -500 \text{ ns} \pm 150 \text{ ns}$ erzeugen. In der Zeit nach dem Aufbau von AERA2 wurde die AERA-DAQ erweitert, so dass die Auslese von Radioereignissen durch verschiedene, externen Triggerquellen ausgelöst werden kann. Vor einer entsprechenden Anpassung der LS-DAQ und der AERA-DAQ im Herbst 2013 waren diese jedoch noch nicht unterscheidbar. Mehrfach ausgelöste Ereignisse führten dadurch zu Fehlern bei der Berechnung von Effizienzen. Die den gezeigten Histogrammen zugrunde liegenden Ereignisse entstammen daher noch AERA1-Stationen, aus einer Zeit vor dem Aufbau von AERA2. Die Effizienz wurde berechnet als Anzahl der Radioereignisse, die mit einem Radiopuls in mindestens einer Station detektiert wurden, geteilt durch die Anzahl der SD-Ereignisse, zu denen Radiodaten verfügbar waren. Um die Effizienz zu erhöhen, wurden die ADC-Zeitreihen vor der eigentlichen Analyse mittels Upsampling hochgetastet und störende Radioträger durch digitale Filter unterdrückt. Bei der Analyse ist zudem der stark fluktuierende Radiountergrund problematisch, vgl. Abschnitt 9.3.2. Die Schwelle wird daher dynamisch in Vielfachen der Standardabweichung der ADC-Zeitreihen gesetzt. Abbildung 9.14 (links) zeigt die Detektionseffizienz der AERA-Stationen in Abhängigkeit von der Entfernung zum Schauerauftreffpunkt, berechnet für verschieden hohe Schwellen. Bei hohen Schwellen ist der zu erwartende Anstieg der Effizienz bei niedrigeren Entfernungen zum Auftreffpunkt gut sichtbar. Unterhalb einer Schwelle von fünf mal der Standardabweichung ist der Abfall auf Null bei großen Entfernungen nicht mehr beobachtbar, transiente Störungen lösen hier zu viele falsch-positive Ereignisse aus. Ähnliches Verhalten zeigen auch die Histogramme in Abb. 9.14 (rechts). Bei ausreichend hohen Schwellen ist ein klarer Anstieg der Effizienz mit der Primärenergie sichtbar, wie es bei der Radiodetektion von Luftschauern zu erwarten ist.

Die Radioemissionen werden hauptsächlich durch Ablenkung der Elektronen und Positronen eines Luftschauers im Erdmagnetfeld \vec{B}_{geo} hervorgerufen (vgl. Abschnitt 4.1). Dabei wirkt die Lorentzkraft $\vec{F}_L \propto \vec{v}_e \times \vec{B}_{geo}$ auf sie. Sie ist gerade dann besonders groß, wenn die Einfallrichtung und damit der Geschwindigkeitsvektor der geladenen Teilchen \vec{v}_e senkrecht auf den Erdmagnetfeldlinien steht. Entsprechend ist die Amplitude der Radipulse dann auch am größten. Ein Vergleich mit Abb. 9.15 (links) zeigt, dass Schauer die geneigt aus südlicher Richtung einfallen diese Bedingung erfüllen. Diese Überlegung stimmt gut mit den in Abb. 9.15 (rechts) gezeigten Effizienzen überein. Der Azimutwinkel wurde dabei von der Herald-Rekonstruktion übernommen. Aufgrund der Qualitätsschnitte der Herald-Rekonstruktion sind nur Ereignisse mit Zenitwinkeln kleiner als 65° berücksichtigt. Auch hier ist die Effizienz für aus Richtung Süden einfallende Schauer am größten. Schauer, die aus Richtung Norden einfallen, verlaufen dagegen fast parallel zum Erdmagnetfeld, darum ist die Effizienz in dieser Richtung am niedrigsten.

Die gezeigten Detektionseffizienzen zeigen somit die für Radioemissionen kosmischer Teilchenschauer typischen Charakteristiken.

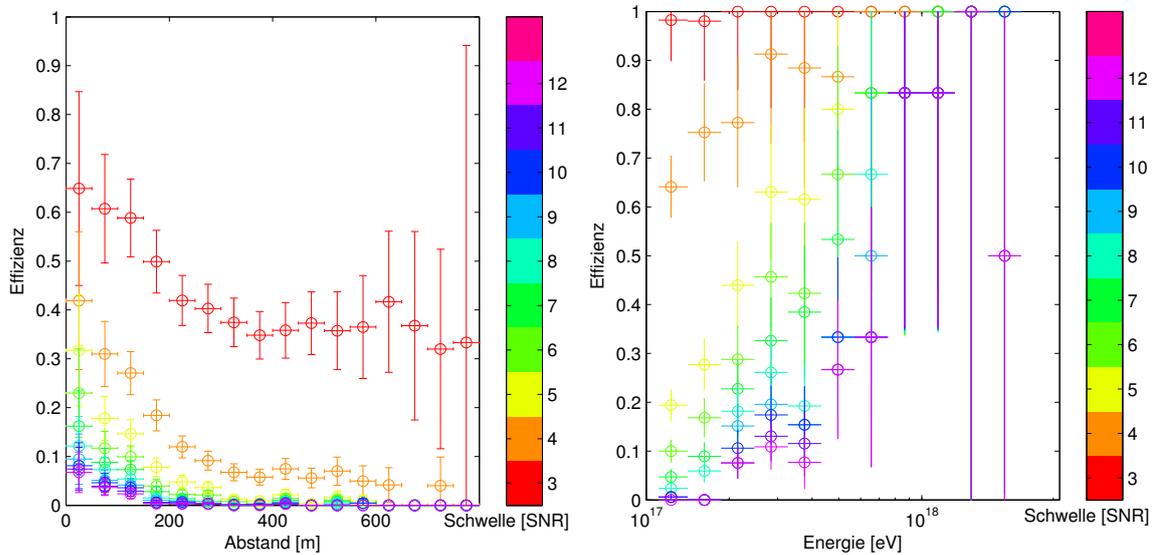


Abbildung 9.14: Detektionseffizienzen für Radiopulse in Abhängigkeit von der Entfernung, berechnet bei verschiedenen Schwellenwerten. Die Schwellenwerte sind in Vielfachen der Standardabweichung des Rauschuntergrunds angegeben [170] (links). Detektionseffizienzen für Radiopulse in Abhängigkeit Primärenergie, berechnet bei verschiedenen Schwellenwerten [170] (rechts).

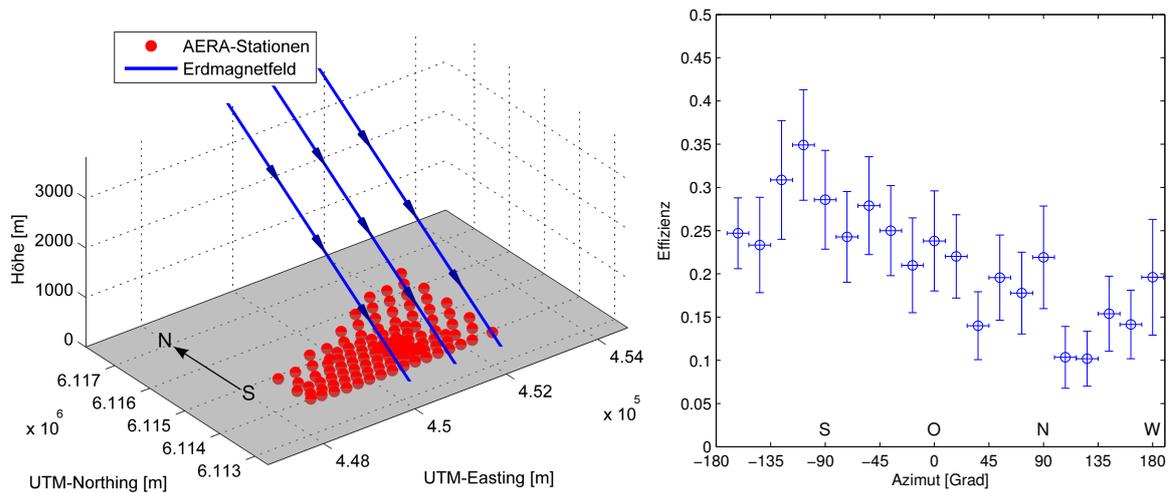


Abbildung 9.15: Veranschaulichung des Erdmagnetfelds bei AERA [170] (links). Detektionseffizienzen in Abhängigkeit des Azimutwinkels [170] (rechts).

10. Zusammenfassung und Ausblick

Radioexperimente wie LOPES und CODALEMA führten vor fast einem Jahrzehnt zur einer Wiederbelebung des Gebiets der Radiodetektion kosmischer Teilenschauer, in dem sie Radioemissionen mittels moderner, digitaler Aufnahmesysteme detektierten. Die Analyse ihrer Daten zeigte, dass die Radiodetektionsmethode einen komplementären Beitrag zu den bereits existierenden Oberflächen- und Fluoreszenzdetektoren liefern kann. Mittels der Radiodetektion könnte eine ähnlich hohe Präzision bei der Ermittlung von Schauerparametern erreicht werden wie mit der Fluoreszenzmethode. Letztere hat jedoch den großen Nachteil, nur während nahezu mondloser Nächte nutzbar zu sein wogegen die Radiodetektion zeitlich uneingeschränkt anwendbar ist.

In den letzten Jahren wurden mit den hier behandelten Detektorfeldern AERA und Tunka-Rex zwei Radioexperimente der nächsten Generation aufgebaut. Beide Experimente benötigten analoge und digitale Aufnahmesysteme zur Radiodetektion, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt, in Serie produziert und in Betrieb genommen wurden.

AERA wurde in zwei Ausbaustufen, genannt AERA1 und AERA2, errichtet. Zunächst benötigte AERA Filterverstärker, die störende Radioträger im Ausgangssignal der Antenne mittels eines Bandpassfilters unterdrücken und den Signalpegel des Antennensignals an die Eingangsempfindlichkeit der nachfolgenden Aufnahmeelektronik anpassen. Die Radioträger befinden sich vor allem im VHF-Band II oberhalb 87 MHz und im Kurzwellenband unterhalb von 28 MHz. Als Nutzband zur Radiodetektion wurde deshalb der Frequenzbereich 30 – 80 MHz gewählt. Aufgrund des geringen Frequenzabstands zu den Radiostörern und des geforderten hohen Dynamikbereichs, muss der Filterverstärker bei seinen Eckfrequenzen mit hoher Flankensteilheit abfallen. Dies wurde mit einem Filter 32. Ordnung in Tschebyscheff-Abstimmung erreicht, der auf einem Filterverstärker des Vorgängerexperiments LOPES^{STAR} basiert. Für AERA2 und Tunka-Rex wurden die Filterverstärker so verbessert, dass sie mit geringeren Fertigungstoleranzen produziert werden konnten. Durch eine Kombination von Filtern in Cauer- und Tschebyscheff-Abstimmung konnte zudem eine geringere Frequenzgangwelligkeit und eine geringere Dispersion des empfangenen Radiopulses erreicht werden. Der Einsatz neuester Verstärkerbauelemente sorgt für eine bessere Linearität bei nahezu gleicher Leistungsaufnahme. Abschließend wurden die Filterverstärker zusammen mit der für AERA entwickelten Datennahmeelektronik (LS-Elektronik) kalibriert. Insgesamt wurden über 100 Filterverstärker mit mehr als 400 Kanälen produziert, die momentan bei AERA und Tunka-Rex erfolgreich in der Datennahme eingesetzt werden.

Neben Filterverstärkern benötigte Tunka-Rex auch rauscharme Vorverstärker zum Einsatz mit der sogenannten SALLA-Antenne. Diese Antenne hat den Vorteil einer besonders kostengünstigen, robusten Konstruktion. Ihre Richtcharakteristik wird nur wenig von den elektrischen Eigenschaften des Erdbodens beeinflusst, wodurch sich die Kalibrierunsicherheit des Empfangssystems verringert. Ein Nachteil dieses Antennentyps ist jedoch ein geringer Wirkungsgrad, so dass ein Großteil des Radiosignals von Teilenschauern verloren geht. Um dies auszugleichen, wurde ein besonders rauscharmer Vorverstärker entwickelt. Er wurde direkt in die Antenne integriert, so dass keine Signalverluste in Verbindungskabeln entstehen. Als verstärkendes Bauelement wurde ein High-Electron-Mobility-Transistor ausgewählt, der ein besonders niedriges Eigenrauschen erzeugt und sich aufgrund seiner elektrischen Eigenschaften leicht an die Impedanz der SALLA anpassen ließ. Er hat zudem ein besonders lineares Übertragungsverhalten, wodurch eine Mischung von Radioträgern an Nichtlineari-

täten und damit die Erzeugung von zusätzlichem Untergrund vermieden wird. Gemäß diesem Design wurden 35 Vorverstärker produziert und kalibriert, von denen mittlerweile 25 Einheiten bei Tunka-Rex in Betrieb sind.

Die Antennensignale werden bei AERA1 und AERA2 in jeder Antennenstation nach Vorverstärkung und Filterung mit den Analog-Digital-Umsetzern der LS-Elektronik aufgezeichnet. Auf der LS-Elektronik befindet sich ein großer Ringpuffer zur Zwischenspeicherung dieser Messwerte über einen Zeitraum von sieben Sekunden und eine GPS-Uhr zu deren zeitlichen Zuordnung. Das zentrale Element der LS-Elektronik bildet ein programmierbarer Logikbaustein, in den Algorithmen zur Selbsttriggerung sowie ein eingebetteter Hauptprozessor implementiert sind. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Datenaufnahmesoftware entwickelt, die auf diesem Hauptprozessor läuft. Die Herausforderung war, eine ressourcenschonende Softwarearchitektur zu entwickeln, die die geringe Performanz des Hauptprozessors optimal ausnutzt und sich robust gegenüber Fehlern bei der Datenaufnahme und -übertragung verhält. Bei der LS-Elektronik handelt es sich um ein speziell für AERA entwickeltes, eingebettetes System. Viele Softwarefunktionen mussten sehr hardwarenah implementiert werden, was detaillierte Kenntnisse des Gesamtsystems erfordert.

Die entwickelte Datenaufnahmesoftware sorgt zunächst dafür, dass die LS-Elektronik bei Systemstart gemäß konfigurierbarer Einstellungen initialisiert wird, und überwacht die Betriebsparameter der LS-Elektronik. Sie steht dabei in Verbindung mit der zentralen Datenerfassung von AERA, und kommuniziert ihre Messdaten über ein proprietäres Nachrichtenprotokoll. Im Betrieb weist die Datenaufnahmesoftware anhand der Zeitangaben der GPS-Uhr jedem Triggerereignis und jedem aufgenommenen Messwert einen Zeitstempel zu, der in der physikalischen Datenanalyse zur Schauerrekonstruktion verwendet wird. Die Datenaufnahmesoftware unterstützt eine Datenauslese nach externer und interner Triggerung. Die Kombination dieser beiden Triggermethoden erlaubt eine gleichzeitige Untersuchung von Strategien zur Selbsttriggerung und die Aufnahme physikalisch relevanter Ereignisse mit nahezu uneingeschränkter Effizienz.

Die LS-Elektronik und die zugehörige Datenaufnahmesoftware wurden im Rahmen dieser Arbeit während mehrerer Aufenthalte in Argentinien, am Pierre Auger Observatorium, schrittweise in Betrieb genommen. Im Jahr 2010 wurden zuerst einige Einheiten der LS-Elektronik in Antennenstation auf einem Versuchsgelände außerhalb von AERA eingesetzt, um deren ferngesteuerten Betrieb unter den Bedingungen der argentinischen Pampa zu testen. Zu diesem Zeitpunkt erfolgte die Datennahme noch unter reiner Selbsttriggerung. Aufgrund einer nahe gelegenen Überlandleitung, die starke Radiostörungen erzeugte, konnten damit jedoch keine Schauerereignisse detektiert werden. Nachdem in diesen Vortests aber keine prinzipiellen Fehler an der LS-Elektronik auftraten, wurde diese während mehrerer Argentinienaufenthalte in den Jahren 2011 und 2012 in immer mehr Antennenstationen von AERA1 eingebaut. Aufgrund der besseren Untergrundsituation bei AERA konnten damit auch die ersten selbstgetriggerten Schauerereignisse mit der LS-Elektronik nachgewiesen werden. Jedoch gestaltete sich die selbstgetriggerte Messung als äußerst schwierig. Daher wurde zusätzlich die Möglichkeit der externen Triggerung implementiert. Die LS-Elektronik wurde so in einen stabilen, kontinuierlichen Datennahmebetrieb überführt. Im Mai 2013 hat die AERA-Gruppe dann das AERA-Feld um 60 weitere AERA2-Station mit der LS-Elektronik und der hier entwickelten Datenaufnahmesoftware erweitert. Wie das letzte Kapitel dieser Arbeit zeigt, haben alle zuvor genannten Komponenten bereits viele Radioereignisse aufgenommen, die in Koinzidenz mit Ereignissen der Oberflächendetektoren von Auger rekonstruiert werden konnten.

Die Themen und Ergebnisse der vorgelegten Arbeit decken alle elektronischen Komponenten der Signalkette zur Radiodetektion kosmischer Teilchenschauer ab. Mit den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und gefertigten Hard- und Softwarekomponenten wurden bereits viele Schauerereignisse aufgenommen, die als Grundlage für eine Vielzahl wissenschaftlicher Arbeiten am KIT und anderen Institutionen dienen. Diese Arbeiten beschäftigen sich mit Methoden zur Schätzung der

Primärenergie, des Schauermaximums, zur Unterdrückung des starken Radiountergrunds und zur selbstgetriggerten Datennahme. Tunka-Rex konnte bereits eine Korrelation des Radiosignals mit der Primärenergie zeigen, bei AERA konnte die Primärenergie einzelner Luftschaue bereits mit 30% relativer Genauigkeit bestimmt werden. Sowohl bei Tunka-Rex als auch bei AERA sind Erweiterungen mit den vorgestellten Komponenten angekündigt oder werden momentan in Betrieb genommen. Tunka-Rex soll 2014 um 20 zusätzliche Antennenstationen erweitert werden. Bei AERA sind im November 2013 neue Antennenstationen zur Untersuchung von Radioemissionen im niederfrequenten Bereich bei einigen MHz in Betrieb gegangen. Für das Jahr 2014 sind weitere Antennenstationen bei AERA mit den vorgestellten Komponenten geplant.

A. Rechnen mit Dezibel

In der Elektro- und insbesondere in der HF-Technik werden Verstärkungs- und Dämpfungsfaktoren von Zweitoren¹, aber auch Pegel, üblicherweise im logarithmischen Maß Dezibel (**dB**) angegeben. Der folgende Abschnitt gibt eine kurze Einführung in das Rechnen mit Dezibel, weitere Details sind z.B. in [183] zu finden.

Das Dezibel ist keine Einheit, sondern gibt das Verhältnis von Spannungen und Leistungen an. Verstärkungs- und Dämpfungsfaktoren entsprechen dem Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsspannung eines Zweitores und werden daher oft in dB angegeben. Ein Vorteil davon ist, dass man z.B. bei der Reihenschaltung mehrerer Zweitore die Gesamtverstärkung durch einfache Addition² der Verstärkungsfaktoren einzelner Zweitore in dB berechnen kann. Zudem nehmen Dämpfungs- und Verstärkungsfaktoren in der Praxis oftmals sehr große bzw. sehr kleine Werte an, die einen Bereich von mehreren Zehnerpotenzen überstreichen können. Ein logarithmisches Maß bietet hier den Vorteil, diese Größen anschaulicher darzustellen.

Das Verhältnis zweier Spannungen u_{ein} und u_{aus} am Eingang und Ausgang eines Zweitores wird folgendermaßen in Dezibel umgerechnet:

$$\tilde{G} = 20 \cdot \lg \left| \frac{u_{aus}}{u_{ein}} \right| \text{ dB} . \quad (\text{A.1})$$

Bei einem Verstärker ist \tilde{G} also positiv, bei einem Dämpfungsglied negativ. Dabei gilt Gl. A.1 genauso auch für die Übertragungsfunktion $|H(\omega)| = |u_{aus}/u_{ein}|$ von analogen und digitalen Filtern.

In einem System mit einer festgelegten Systemimpedanz Z_W können auch Leistungsverhältnisse in Dezibel dargestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit beträgt die Systemimpedanz stets $Z_W = 50 \Omega$. Über die Systemimpedanz besteht folgende Abhängigkeit zwischen den elektrischen Spannungen und den Leistungen am Eingang (P_{ein}) und Ausgang (P_{aus}) eines Zweitores:

$$P_{ein} = \frac{u_{ein}^2}{Z_W} , \quad P_{aus} = \frac{u_{aus}^2}{Z_W} . \quad (\text{A.2})$$

Durch Einsetzen von Gl. A.2 in Gl. A.1 erhält man \tilde{G} für das Verhältnis von P_{ein} und P_{aus} :

$$\tilde{G} = 20 \cdot \lg \left| \frac{\sqrt{P_{aus} \cdot Z_W}}{\sqrt{P_{ein} \cdot Z_W}} \right| = 10 \cdot \lg \frac{P_{aus}}{P_{ein}} \text{ dB} . \quad (\text{A.3})$$

Bei gegebenem Verstärkungsfaktor kommt man mit Gl. A.1 und Gl. A.3 zum selben Ergebnis, egal ob man mit Leistungen oder Spannungen rechnet. Ein Spannungsverstärkungsfaktor von 10 entspricht beispielsweise $\tilde{G} = 20 \text{ dB}$ und einem Leistungsverstärkungsfaktor von 100.

Neben Verhältnissen zwischen zwei Größen kann man auch Absolutwerte in Dezibel angeben. Diese Absolutwerte sind immer auf eine feste Größe bezogen und werden als Pegel bezeichnet. Beispielsweise wird der Leistungspegel oftmals in **dBm** angegeben. Die Bezugsleistung ist dabei 1 mW, womit der Leistungspegel \tilde{P} folgendermaßen berechnet werden kann:

$$\tilde{P} = 10 \cdot \lg \frac{P}{1 \text{ mW}} \text{ dBm} . \quad (\text{A.4})$$

¹Zweitore sind z.B. Koaxialkabel, Verstärker oder Dämpfungsglieder.

²Unter der Annahme, dass alle Zweitore an die Systemimpedanz angepasst sind.

Daneben existiert noch eine Vielzahl von Pegelgrößen mit andere Bezugsgrößen. Bei ihrer Anwendung ist darauf zu achten, ob leistungs- oder spannungsproportionale Größen betrachtet werden. Leistungsproportionale Größen sind z.B. Widerstand, Rauschzahl, Energie wie auch die Leistung selbst. Spannungsproportionale sind dagegen z.B. elektrische und magnetische Feldstärke, Spannung, Strom und S-Parameter. Bei leistungsproportionalen Größen werden Pegel mittels Gl. A.3 berechnet, bei spannungsproportionalen dagegen mittels Gl. A.1.

Bei der Umrechnung von leistungsproportionalen Größen und spannungsproportionalen Größen in Dezibel muss auch die Systemimpedanz mit einbezogen werden. Beispiel: Ein Pegel von 10 dBm entspricht gerade $P = 10 \text{ mW}$. Der Effektivwert der Spannung beträgt dann $U_{eff} = \sqrt{P \cdot Z_W} = \sqrt{10 \text{ mW} \cdot 50 \Omega} \approx 0.71 \text{ V}_{eff}$. Damit kann die Spannung nun auch in **dBV**, also mit der Einheit Volt als Bezugsgröße, angegeben werden:

$$\tilde{U}_{eff} = 20 \cdot \lg \frac{P}{1 \text{ V}} \text{ dBV} . \quad (\text{A.5})$$

Durch Einsetzen erhält man einen Spannungspegel von $\tilde{U}_{eff} \approx -3.0 \text{ dBV}$.

In der Messtechnik verwendet man oft das Maß **dBc** (dBCarrier, Abstand vom Träger) zur Beschreibung von diskreten Linienspektren mit Intermodulationsprodukten. Ein idealer Sinus-Funktionsgenerator sollte im Frequenzspektrum nur eine Spektrallinie bei seiner Grundfrequenz zeigen. In der Praxis treten neben der Linie des Grundtons noch weitere, unerwünschte Spektrallinien auf, die z.B. durch Nichtlinearitäten im Funktionsgenerator hervorgerufen werden. Das Maß dBc gibt den Pegel einer störenden Spektrallinie \tilde{P}_{str} bezogen auf den Pegel des Grundtons \tilde{P}_G als den sogenannten Störabstand $\tilde{P}_S = \tilde{P}_{str} - \tilde{P}_G$ an. Störanteile mit Pegeln kleiner als dem Grundtonpegel haben daher negative Störabstände, größere Störanteile positive.

Einige nützliche Beziehungen:

- 0 dB entspricht einem Leistungs- und Spannungsverhältnis von 1
- 3 dB entspricht einem Leistungsverhältnis von 2
- 6 dB entspricht einem Spannungsverhältnis von 2
- 13 dBm entspricht $U_{eff} = 1 \text{ V}_{eff}$ bei 50Ω Systemimpedanz
- 0 dBm entspricht $U_{eff} = 0.224 \text{ V}_{eff}$ bei 50Ω Systemimpedanz

B. Grundlagen der Hochfrequenztechnik

Der folgende Anhang wurde bis einschließlich Abschnitt B.4 übernommen aus [184].

Viele der üblichen Gesetze aus der Elektrotechnik verlieren für Schaltungen, die bei sehr hohen Frequenzen arbeiten, ihre Gültigkeit. Der Grund dafür ist, dass die Wellenlängen von elektromagnetischen Wellen, bei ausreichend hohen Frequenzen, in die Größenordnung der Abmessungen elektrischer Schaltungen fallen. Eine Beschreibung der Schaltungen im üblichen Sinne, wie etwa durch die Kirchhoffschen Regeln, ist dann nicht mehr möglich. Ähnlich zum Übergang von der klassischen Mechanik zur Quantenmechanik, muss also ein anderer, wellenmechanischer Formalismus benutzt werden, um Schaltungen analytisch zu beschreiben. Das folgende Kapitel gibt dazu eine kurze Einführung. Eine ausführlichere Behandlung des Themas findet man z.B. in [185], [148] und [186].

B.1. Signalübertragung mittels Wellenleitern

B.1.1. Das Koaxialkabel

Hochfrequente Signale werden üblicherweise mit Wellenleitern übertragen. Wellenleiter gibt es in vielen verschiedenen Ausführungsformen. Die bekannteste Form eines Wellenleiters ist die Koaxialleitung. Abbildung B.1 zeigt den Querschnitt dieser Leitung mit den Feldlinien der E- und H-Felder sowie die charakteristischen Abmessungen. Die Koaxialleitung zählt zu den abgeschirmten Wellenleitern, da die Felder auf den Raum zwischen dem Innen- und Außenleiter beschränkt sind und ist somit geeignet für den Einsatz in Umgebungen mit EMV¹-Störungen.

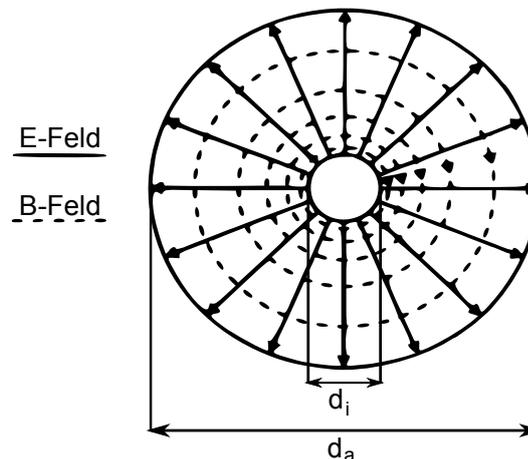


Abbildung B.1: Ein signalführendes Koaxialkabel mit elektrischen und magnetischen Feldlinien im Querschnitt [148].

Der Raum zwischen Innen- und Außenleiter ist meistens mit einem Dielektrikum gefüllt. Üblich sind Polyethylen oder Teflon. Das Verhältnis von Spannung und Strom einer fortschreitenden Welle

¹Elektromagnetische Verträglichkeit.

wird *Leitungswellenwiderstand* Z_W genannt. Dieser Widerstand ist kein ohmscher Widerstand, an dem elektrische Leistung abfallen kann und kann auch nicht mit einem Ohmmeter gemessen werden. Er wird durch den Innen- und Außendurchmesser d_i und d_a der beiden Leiter, sowie der relativen Dielektrizitätszahl ϵ_r des Isolator-dielektrikums festgelegt. Der Strom wird durch Integration entlang der H-Feldlinien um den Innenleiter, die Spannung durch Integration entlang der E-Feldlinien zwischen Innen- und Außenleiter bestimmt:

$$U = \int_{\text{innen}}^{\text{außen}} E dr, \quad I = \oint H dr, \quad ,$$

woraus folgt:

$$Z_W = \frac{U}{I} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} \ln \frac{d_a}{d_i}, \quad \text{mit } \mu_r = 1 : \quad Z_W \approx \frac{60 \Omega}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{d_a}{d_i}$$

Übliche Werte für den Wellenwiderstand sind, vor allem in der Messtechnik, $Z_W = 50 \Omega$ sowie $Z_W = 75 \Omega$ in der Fernsehtechnik. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten elektrischen Schaltungen sind zur Vermeidung von Reflektionen alle auf einen Wellenwiderstand von $Z_W = 50 \Omega$ angepasst.

B.1.2. Planare Wellenleiter

Unter planaren Wellenleitern versteht man Mikrowellenleitungen, die als flache leitende Streifen auf einem dielektrischen Substrat aufgebracht wurden. Der Vorteil dieses Wellenleitertyps ist, dass er sich leicht auf herkömmlichem Platinenmaterial realisieren lässt. Somit können leicht Verbindungen zwischen elektrischen Bauteilen mit definiertem Wellenwiderstand hergestellt werden. Planare Wellenleiter existieren in vielen verschiedenen Ausführungen, von denen in Abb. B.2 zwei im Querschnitt dargestellt sind. Eingezeichnet sind zudem die charakteristischen Maße, mit denen die Eigenschaften des Wellenleiters festgelegt werden.

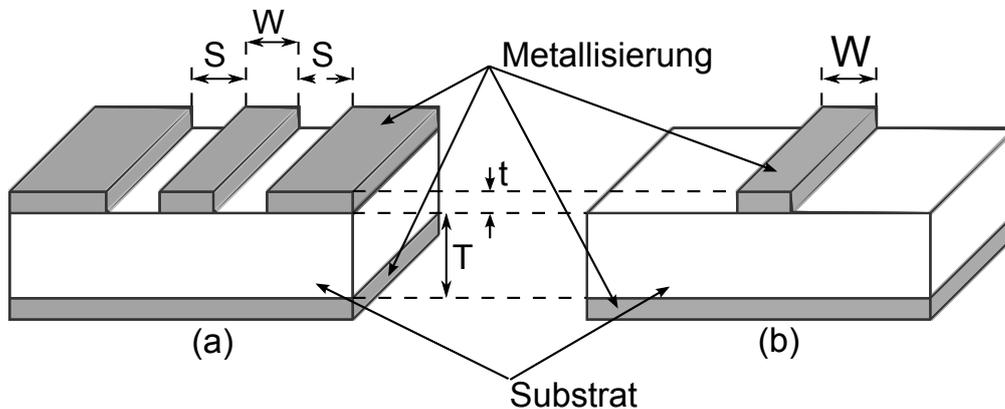


Abbildung B.2: Planare Mikrostreifenleiter [134]. **a** geschirmte Koplanarleitung; **b** Mikrostreifenleitung.

Ein grundlegendes Problem bei der Behandlung planarer Wellenleiter besteht darin, dass ihre feldtheoretische Beschreibung auf analytischem Weg kaum möglich ist. Um bei gegebenem Wellenwiderstand die charakteristischen Maße S , W und T zu bestimmen, muss daher ein Simulationsprogramm, wie z.B. Qucs, verwendet werden, welches Modelle zur numerischen Näherung bietet. Ein weiteres Problem besteht darin, dass dieser Wellenleitertyp nicht geschirmt ist. Wie Abb. B.3 zeigt, kann sich das elektrische und magnetische Feld einer Welle prinzipiell uneingeschränkt ausbreiten.

Auf gleichem Wege können umgekehrt auch EMV-Störungen leicht auf den Wellenleiter einstreuen, so dass eine zusätzliche Abschirmung nötig sein kann.

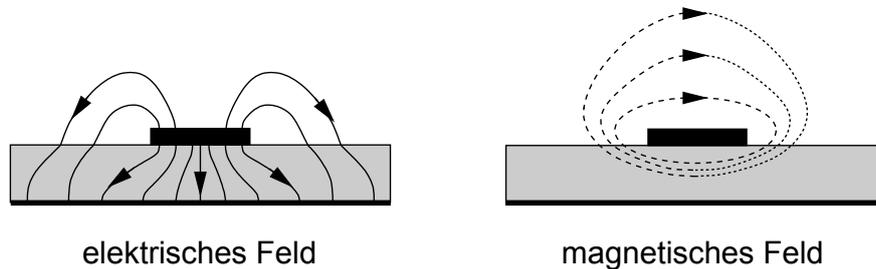


Abbildung B.3: Elektrische und magnetische Feldlinien eines signalführenden Mikrostreifenleiters im Querschnitt, nach [156].

B.1.3. Die Leitungsgleichung

Ein infinitesimal kurzes Stück Wellenleiter der Länge dz kann man durch das Ersatzschaltbild in Abb. B.4 veranschaulichen. Der Leiter wird dabei durch vier Leitungsbeläge, dargestellt als einzelne Bauteile, modelliert [186].

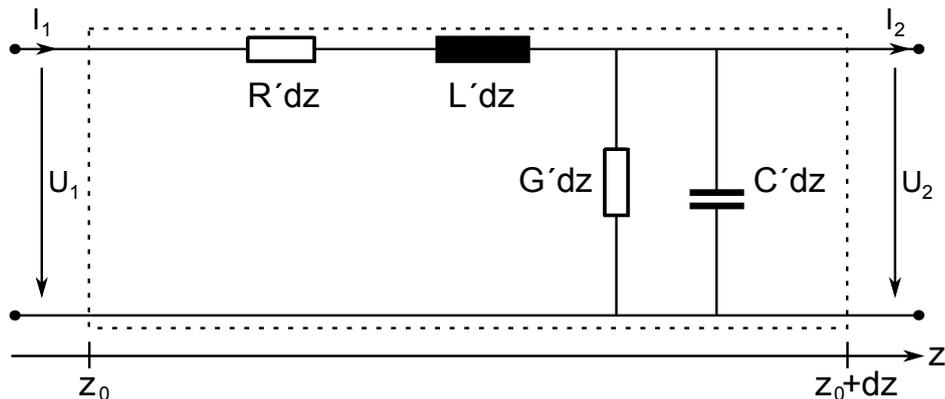


Abbildung B.4: Ersatzschaltbild eines Wellenleiterstückes mit der Länge dz .

- L' ist der Induktivitätsbelag, der die Eigeninduktivität des Leiters pro Längeneinheit angibt.
- C' ist der Kapazitätsbelag pro Längeneinheit, der durch das E-Feld zwischen den beiden Leitern entsteht.
- R' ist der Widerstandsbelag pro Längeneinheit, der durch die ohmschen Verluste in den Leitern zustande kommt. R' wächst bei höheren Frequenzen ab einigen MHz wegen des Skin-Effekts mit $R' \propto \sqrt{f}$ an.
- G' gibt den Ableitungsbelag pro Längeneinheit an. Er kommt durch Leckströme durch die Isolation zwischen den beiden Leitern und Verluste beim Umpolarisieren des Dielektrikums zustande. Diese Polarisationsverluste nehmen proportional mit der Frequenz zu und können, abhängig vom verwendeten Dielektrikum, bei Frequenzen ab einigen GHz zu erheblichen Verlusten führen.

Ausgehend von diesem Schaltbild soll nun eine Differentialgleichung für die Spannungen und Ströme aufgestellt werden. Es gilt, wobei $j = \sqrt{-1}$ die imaginäre Einheit und ω die Kreisfrequenz des elektrischen Signals darstellt:

$$U_2 = U_1 - (R'dz + j\omega L'dz)I_1 \quad , \quad I_2 = I_1 - (G'dz + j\omega C'dz)U_2 \quad . \quad (\text{B.1})$$

Mit

$$U_2 = U_1 + dU \quad , \quad I_2 = I_1 + dI \quad (\text{B.2})$$

erhält man nach dem Grenzübergang $dz \rightarrow 0$, $U_1 \rightarrow U_2 = U$, $I_1 \rightarrow I_2 = I$:

$$\frac{dU}{dz} = -(R' + j\omega L')I \quad , \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{dI}{dz} = -(G' + j\omega C')U \quad . \quad (\text{B.4})$$

Nach Differenzieren von Gl. B.3 nach z und Einsetzen von Gl. B.4 erhält man die *Leitungsgleichung*:

$$\frac{d^2U}{dz^2} = (R' + j\omega L')(G' + j\omega C')U = \gamma_L^2 U \quad . \quad (\text{B.5})$$

Die allgemeine Lösung dafür ist:

$$U(z) = U_f e^{-\gamma_L z} + U_r e^{\gamma_L z} \quad . \quad (\text{B.6})$$

Darin ist γ_L die sogenannte *Ausbreitungskonstante*:

$$\gamma_L = \sqrt{(R' + j\omega L')(G' + j\omega C')} \quad .$$

Geht man von verlustarmen Leitungen und hohen Frequenzen aus, kann γ_L angenähert werden durch:

$$\gamma_L \approx \underbrace{\frac{R'}{2} \sqrt{\frac{C'}{L'}} + \frac{G'}{2} \sqrt{\frac{L'}{C'}}}_{\alpha_L} + \underbrace{j\omega \sqrt{L'C'}}_{\beta_L} \quad ,$$

α_L ist darin die *Dämpfungskonstante*, die bei einer verlustfreien Leitung Null wird und β_L entspricht der *Phasenkonstante*. Damit und mit Gl. B.6 kann nun der Verlauf der Spannung $u(t, z)$ am Ort z der Leitung zum Zeitpunkt t ermittelt werden:

$$u(t, z) = \text{Re}(U(z)e^{j\omega t}) = \underbrace{|U_f| e^{-\alpha_L z} \cos(\omega t - \beta_L z + \phi_f)}_{\text{vorlaufende Welle}} + \underbrace{|U_r| e^{\alpha_L z} \cos(\omega t + \beta_L z + \phi_f)}_{\text{rücklaufende Welle}} \quad . \quad (\text{B.7})$$

Die *Ausbreitungsgeschwindigkeit* v kann man durch Betrachten des Verlaufs eines Maximums der Cosinus-Funktion herausfinden. An der Stelle eines lokalen Maximums der vorlaufenden Welle gilt:

$$\omega t - \beta_L z + \phi_f = 0 \quad \rightarrow \quad v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta_L} = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \quad .$$

Um den Leitungswellenwiderstand herauszufinden muss zunächst der Strom auf der Leitung berechnet werden. Dazu wird Gl. B.3 nach I aufgelöst, U aus Gl. B.6 eingesetzt und man erhält:

$$I = \sqrt{\frac{G' + j\omega C}{R' + j\omega L}} (U_f e^{-\gamma L z} - U_r e^{\gamma L z}) .$$

Durch Vergleich mit Gl. B.6 erhält man auch den Leitungswellenwiderstand:

$$Z_W = \sqrt{\frac{R' + j\omega L}{G' + j\omega C}} . \quad (\text{B.8})$$

Bei niedrigen Leitungsverlusten wird dieser rein reel:

$$Z_W \approx \sqrt{\frac{L}{C}} . \quad (\text{B.9})$$

B.1.4. Der Reflektionsfaktor

In der HF-Technik ist es oft anschaulich dem Verhältnis zwischen vor- und rücklaufender Welle eine Kenngröße, den sogenannten *Reflexionsfaktor* r zuzuordnen. Die Behandlung von Schaltungen mit Wellenleitern vereinfacht sich so erheblich. Unmittelbar vor einem Leitungsende mit einer reflektierenden Abschlussimpedanz Z_r gilt:

$$r = \frac{\text{komplexe Amplitude der rücklaufenden Welle}}{\text{komplexe Amplitude der vorlaufenden Welle}} = \frac{U_r}{U_f} . \quad (\text{B.10})$$

Die Impedanz Z_r an dieser Stelle ist gegeben durch:

$$Z_r = Z_W \frac{U_f + U_r}{U_f - U_r} . \quad (\text{B.11})$$

Durch Einsetzen von Gl. B.10 und Division mit Z_W erhält man die auf den Wellenwiderstand Z_W normierte Impedanz z_r als Funktion des Reflektionsfaktors

$$z_r = \frac{Z_r}{Z_W} = \frac{1 + r}{1 - r} \quad (\text{B.12})$$

und durch Umformung den Reflektionsfaktor als Funktion der normierten Abschlussimpedanz:

$$r = \frac{z_r - 1}{z_r + 1} . \quad (\text{B.13})$$

Transformation des Reflektionsfaktors

Schließt man eine Abschlussimpedanz mit dem Reflektionsfaktor r_2 über einen Wellenleiter an, so ergibt sich am anderen Ende des Wellenleiters ein transformierter Reflektionsfaktor r_1 :

$$r_1 = \frac{U_r e^{-j\gamma L}}{U_f e^{j\gamma L}} = r_2 e^{-j2\gamma L} = r_2 e^{-2\alpha L} \cdot e^{-j2\beta L} . \quad (\text{B.14})$$

Im Fall eines Wellenleiters mit Verlusten nimmt der Betrag des Reflektionsfaktors also mit wachsender Leitungslänge exponentiell ab und verschwindet für sehr lange Wellenleiter praktisch ganz. Der Eingang eines sehr langen Wellenleiters erscheint dann mit dem Wellenwiderstand des Leiters bzw. mit einem Reflektionsfaktor von Null. Bei einem verlustfreien Wellenleiter mit $\alpha_L = 0$ ist der Betrag des Reflektionsfaktors dagegen konstant. Seine Phase wird allerdings, wie in Abb. B.5 zu sehen ist, um einen Faktor $e^{-j2\beta l}$ in der Reflektionsfaktorebene gedreht.

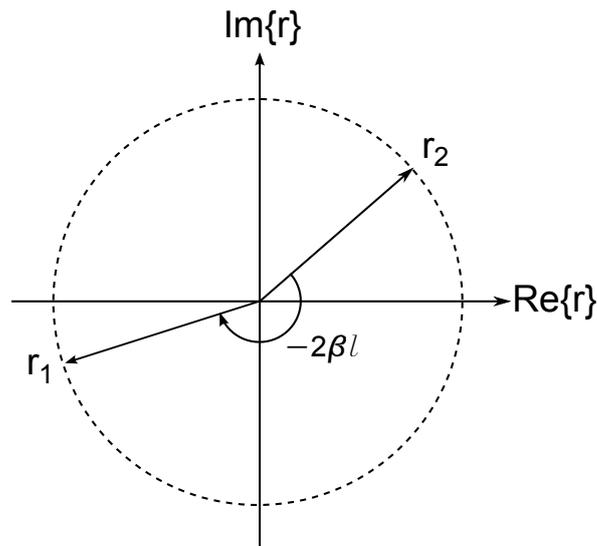


Abbildung B.5: Transformation des Reflexionsfaktors durch einen verlustfreien Wellenleiter.

B.2. Smith-Charts

Smith-Charts dienen der besseren Veranschaulichung von Reflexionsfaktoren, da man aus ihnen direkt die zugehörige, auf den Wellenwiderstand Z_W normierte Impedanz z ablesen kann. Außerdem können sie auch benutzt werden, um zeichnerisch Anpassungen von Abschlussimpedanzen an den Wellenwiderstand zu finden. Im Smith-Chart in Abb. B.6 ist das Innere des komplexen Einheitskreises der Reflexionsfaktorebene dargestellt. Die Bilder der Koordinatenlinien konstanten Wirk- und Blindwiderstands, die sich aus Gl. B.13 ergeben, sind Kreise, die in der Reflexionsfaktorebene durch den Punkt $r = 1$ verlaufen. Zur besseren Orientierung sind bereits einige dieser Kreise eingezeichnet, so dass in der Reflexionsfaktorebene die zu r gehörige normierte Impedanz z abgelesen werden kann. Dadurch, dass im Smith-Chart nur der Bereich $|r| \leq 1$ dargestellt ist, befinden sich im Smith-Chart nur die Kreise für $Re(z) \geq 0$ und $-\infty < Im(z) < \infty$. Das Innere des Einheitskreises in der Reflexionsfaktorebene ist also das Bild der rechten Halbebene von z .

Zum besseren Verständnis werden hier noch drei spezielle Punkte im Smith-Chart aufgelistet:

- **Anpassung:** An diesem Punkt hat eine Abschlussimpedanz gerade den Wellenwiderstand des angeschlossenen Wellenleiter d.h. $Z_r = Z_W$. Eingesetzt in Gl. B.13 erhält man gerade $r = 0$, d.h. der Punkt liegt im Ursprung des Smith-Chart. Da es nun keine rücklaufende Welle mehr gibt, wird in diesem Fall auch von einem terminierten Wellenleiter gesprochen. Die einfallende Wirkleistung P_f wird vollständig von der Abschlussimpedanz absorbiert.
- **Kurzschluss:** Dies ist der Punkt mit $Z_r = 0$. Dafür erhält man aus Gl. B.13 $r = -1$, d.h. die reflektierte Welle ist im Betrag genauso groß wie der der einfallenden Welle, allerdings sind ihre Phasen um π gegeneinander verschoben. Die einfallende Leistung wird ebenfalls komplett reflektiert.
- **Leerlauf:** Bei diesem Fall handelt es sich um einen Wellenleiter ohne Abschluss und somit gilt $Z_r \rightarrow \infty$. Eingesetzt in Gl. B.13 erhält man $r = 1$. Wie im Kurzschlussfall wird auch hier die einfallende Welle vollständig reflektiert, es tritt allerdings kein Phasensprung auf.

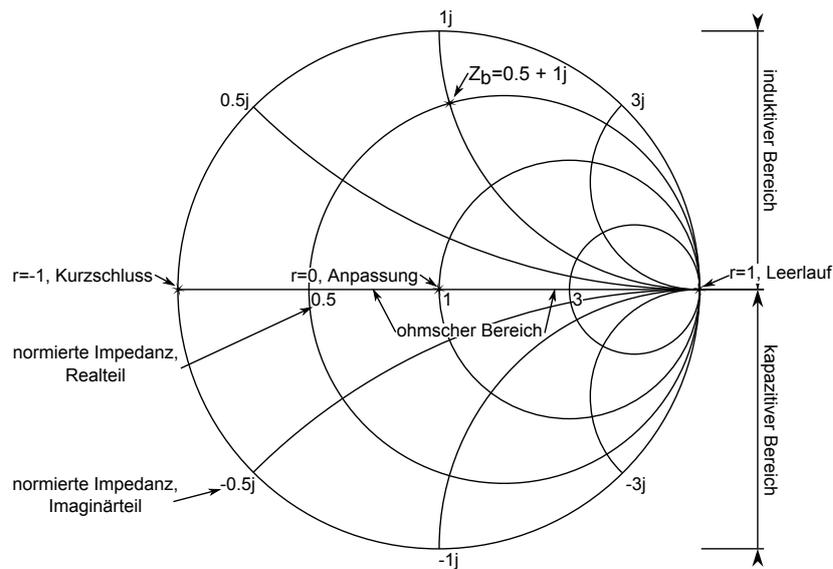


Abbildung B.6: Beispiel für einen Smith-Chart. Die Achsenbeschriftungen zeigen Imaginär- und Realteil eines gegebenen Reflektionsfaktors. Als Beispiel ist der Reflektionsfaktor der normierten Impedanz $z_b = 0.5 + 1j$ eingezeichnet.

Im Allgemeinen können Abschlussimpedanzen einzelner passiver Bauelemente² in folgende Bereiche eingeteilt werden:

- **Ohmscher Bereich:** Im Bereich reeller Widerstände $Im(Z_r) = 0$ ist der Reflektionsfaktor auch reell und liegt im Bereich $-1 < r < 1$.
- **Kapazitiver Bereich:** Für Kapazitäten $Z_r = \frac{1}{j\omega C}$ erhält man aus Gl. B.13, dass $|r| = 1$ und die Phase $-\pi < \arg(r) < 0$ ist. Der Reflektionsfaktor liegt also auf der unteren Hälfte des Einheitskreises.
- **Induktiver Bereich:** Für Induktivitäten $Z_r = j\omega L$ erhält man aus Gl. B.13, dass $|r| = 1$ und die Phase $0 < \arg(r) < \pi$ ist. Der Reflektionsfaktor liegt also auf der oberen Hälfte des Einheitskreises.

Hierbei muss berücksichtigt werden, dass entsprechend Gl. B.14 diese Reflektionsfaktoren nur für über sehr kurze Wellenleiter angeschlossene Bauelemente gelten. Bei längeren Leitern kann sich die Phase des Reflektionsfaktors auch so weit ändern, dass Induktivitäten kapazitiv, bzw. Kapazitäten induktiv erscheinen.

B.3. Streuparameter von Zweitoren

Zur wellenmechanischen Beschreibung von Zweitoren bei hohen Frequenzen, also Bauteilen wie z.B. HF-Verstärkern, werden üblicherweise die S-Parameter³ verwendet. Im Fall eines Verstärkers kann dabei jeweils der Ein- und Ausgang als ein Tor gesehen werden. Wellen von einer Quelle können über einen Wellenleiter mit der Impedanz Z_W in die Tore ein- und ausgehen und zu einer Senke gelangen, s. Abb. B.7.

²Das sind Widerstände, Kapazitäten, Induktivitäten.

³Streuparameter.



Abbildung B.7: Schematische Darstellung eines durch S-Parameter beschriebenen Bauteils mit über Wellenleiter angeschlossener Quelle am Eingang bzw. Senke am Ausgang.

Die Verknüpfung zwischen den ein- und auslaufenden Wellen wird durch die S-Matrix⁴ hergestellt. Zur Definition der S-Matrix werden hier zunächst die dimensionslosen, einlaufenden Wellengrößen a_n und auslaufenden Wellengrößen b_n eingeführt:

$$a_n = \frac{u_n + Z_W i_n}{2\sqrt{Z_W}} \quad , \quad b_n = \frac{u_n - Z_W i_n}{2\sqrt{Z_W}} \quad . \quad (\text{B.15})$$

Darin sind u_n und i_n Spannung und Strom an einer beliebigen Stelle des Wellenleiters, verknüpft durch den Wellenwiderstand Z_W . Die Wellengrößen hängen über die ebenfalls dimensionslose S-Matrix miteinander zusammen:

$$b = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = S \cdot a \quad . \quad (\text{B.16})$$

Die S_{mn} sind die sogenannten Streuparameter. Ihre Bedeutung kann man sich folgendermaßen veranschaulichen:

- $S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \Big|_{a_2=0}$ ist das Verhältnis zwischen einlaufender und auslaufender Welle am Eingangstor für den Fall, dass das Ausgangstor mit der Impedanz Z_W abgeschlossen ist. Es entspricht damit dem Eingangsreflektionsfaktor.
- $S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \Big|_{a_1=0}$ ist das Verhältnis zwischen vom Eingangstor auslaufender Welle und am Ausgangstor einlaufender Welle. Es wird Rückwärtstransmissionsfaktor oder Durchlassfaktor genannt.
- $S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \Big|_{a_2=0}$ ist der entsprechend der Vorwärtsübertragungsfaktor oder Vorwärtsverstärkung. Er gibt an, um welchen Faktor eine am Eingang einlaufende Welle verstärkt und am Ausgang wieder als auslaufende Welle ausgegeben wird. Bei Verstärkern gilt $|S_{21}| > 1$.
- $S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \Big|_{a_1=0}$ ist der Reflektionsfaktor des Ausgangstors, für den Fall, dass der Eingang mit Z_W abgeschlossen ist.

S-Parameter einzelner Bauteile können von den Bauteilherstellern bezogen werden. In Abb. B.8 sind exemplarisch sämtliche S-Parameter eines Transistors für einen bestimmten, voreingestellten Arbeitspunkt zu sehen.

⁴Streumatrix

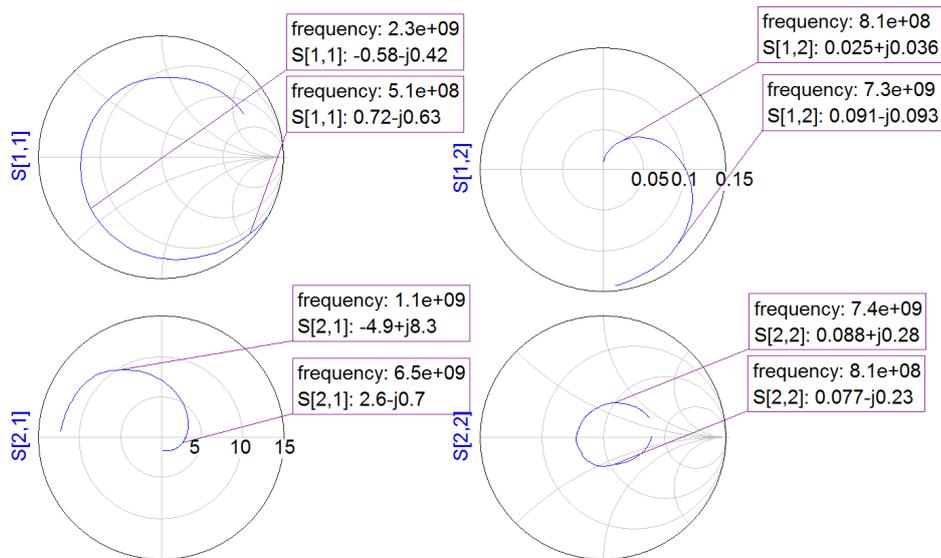


Abbildung B.8: S-Parameter des Transistors ATF-34143 von Avago Technologies für einen Frequenzbereich von 0.01 GHz bis 10 GHz. Die Markierungen zeigen jeweils einzelne Punkte aus dem gemessenen Frequenzbereich.

B.4. Signalflussdiagramme

Sollen nun Schaltungen aus mehreren Mehrtores mit bekannter S-Matrix zusammengebaut werden, stellt sich die Frage, wie sich die Mehrtores in verschiedenen Verschaltungen wie etwa Parallel- oder Reihenschaltung verhalten und wie die S-Matrix der gesamten Schaltung ermittelt werden kann. Um dies herauszufinden wurden Signalflussdiagramme eingeführt. In diesem Formalismus werden Wellengrößen, die durch eine multiplikative Größe verknüpft sind, z.B. sind die Wellengrößen a_1 und b_2 verknüpft durch $S[2, 1]$, durch Knoten repräsentiert. Knoten sind verbunden durch Pfade mit multiplikativen S-Parametern. Die Funktion $y = cx$ kann also wie in Abb. B.9 (links) dargestellt werden, die Funktion $w = c_1x + c_2y$ wie in Abb. B.9 (rechts).

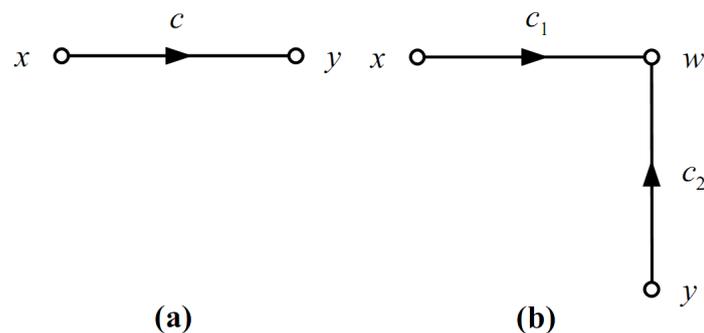


Abbildung B.9: Ein Signalflussdiagramm besteht aus Knoten (z.B. x und y) und Pfaden deren Abhängigkeit die Proportionalitätskonstante c beschreibt (links). Signalflussdiagramm der Gleichung $w = c_1x + c_2y$ (rechts).

In Signalflussdiagrammen von Mehrtores wird jedes Tor durch einen Knoten für eine einlaufende Wellengröße und durch einen Knoten für eine auslaufende Wellengröße dargestellt. Damit kann auch

das durch Gl. B.16 beschriebene Zweitor wie in Abb. B.10 gezeigt, durch ein Signalflussdiagramm beschrieben werden.

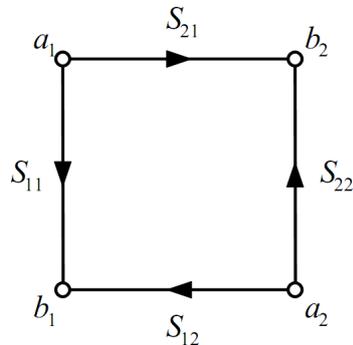
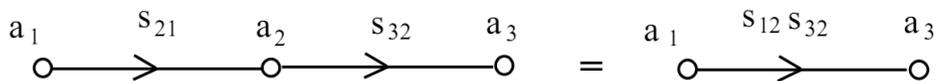


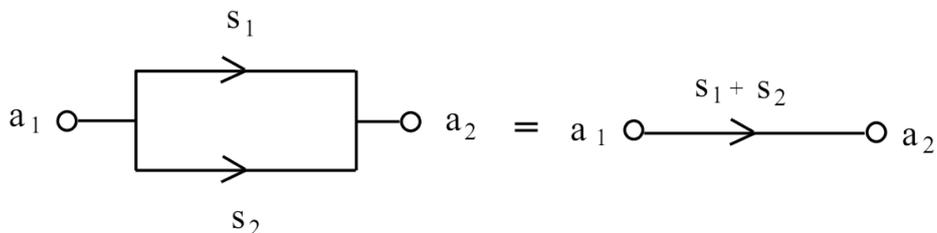
Abbildung B.10: Signalflussdiagramm der S-Matrix eines Zweitors.

Um nun eine aus vielen Mehrstufen zusammengesetzte Schaltung analysieren zu können, müssen noch einige Rechenregeln für Signalflussdiagramme eingeführt werden. Diese können dazu benutzt werden, das Signalflussdiagramm so zu vereinfachen, dass nur noch Pfade mit den Wellengrößen und Parametern von Interesse übrig bleiben. Dazu gibt es die vier Kuhn'schen Regeln [187]:

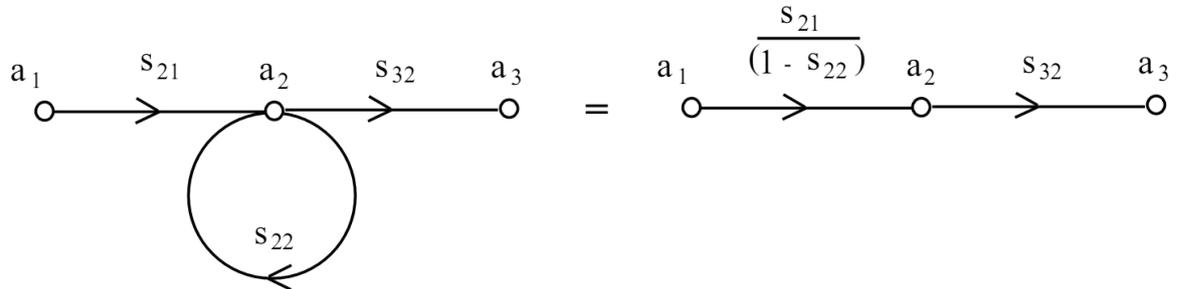
Serienregel: S-Parameter von Pfaden in Serie können zu einem Pfad kombiniert werden, indem ihre S-Parameter multipliziert werden.



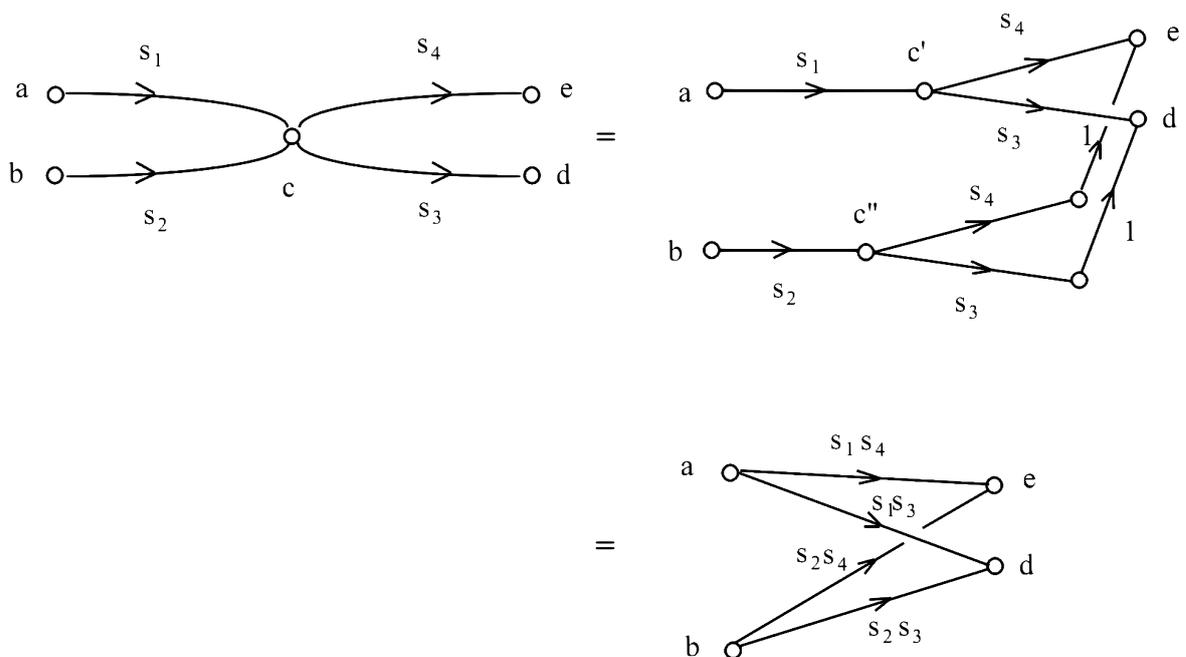
Parallelregel: S-Parameter verschiedener Pfade, welche die selben beiden Knoten verbinden, können durch addieren der S-Parameter zu einem einzigen Pfad kombiniert werden.



Schleifenregel: Ein Pfad mit dem S-Parameter S , der von einem Knoten kommend wieder zu diesem zurückkehrt, kann aufgelöst werden, indem die S-Parameter aller anderen Pfade, die in diesen Knoten führen, durch $(1 - S)$ geteilt werden.



Aufteilungsregel: Ein Knoten mit mehreren Eingangs- und Ausgangspfaden kann in mehrere äquivalente Knoten aufgeteilt werden. Jeder der neuen Knoten ist jeweils mit einem Eingangsknoten und mit jedem Ausgangsknoten verbunden. Genauso kann der Knoten aufgelöst werden, indem jeder Ausgangsknoten mit jedem Eingangsknoten verbunden wird.



Abkürzungsverzeichnis

LOPES ^{STAR}	LOPES Self Triggered Array.
1PPS	1 Pulse-Per-Second.
ADC	Analog-Digital-Umsetzer.
AERA	Auger Engineering Radio Array.
AMIGA	Auger Muons and Infill for the Ground Array.
ARA	Askaryan Radio Array.
ASIC	Application-Specific Integrated Circuit.
Auger	Pierre Auger Observatorium.
AVT	Aufbau- und Verbindungstechnik.
BLS	Balloon Launching Station.
BS	Base Station.
BUW	Bergische Universität Wuppertal.
CAN	Controller Area Network.
CDAS	Central Data Acquisition System.
CFA	Current Feedback Amplifier.
CFD	Constant Fraction Discriminator.
CLF	Central Laser Facility.
CODALEMA	Cosmic ray detection array with logarithmic electromagnetic antennas.
CPU	Central Processing Unit.
CRS	Central Radio Station.
DAM	Decametric Array.
DAQ	Data Acquisition.
DBS	Datenbanksystem.
DMU	Data Management Unit.
DSP	digitaler Signalprozessor.
EMI	elektromagnetische Interferenz.

FD	Fluorescence Detector.
FE	Front-End.
FFT	Fast-Fourier-Transformation.
FIFO	First In First Out.
FLT	First-Level-Trigger.
FPGA	Field Programmable Gate Array.
FTP	File Transfer Protocol.
FZK	Forschungszentrum Karlsruhe.
GPS	Global Positioning System.
HEAT	High Elevation Auger Telescopes.
HEMT	High-Electron-Mobility-Transistor.
HG	High-Gain.
HQ	High Quality.
IKP	Institut für Kernphysik.
IM2	Intermodulationsprodukte zweiter Ordnung.
IM3	Intermodulationsprodukte dritter Ordnung.
IP	Intellectual Property.
IP	Internet Protocol.
IPE	Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik.
ISM	Industrial, Scientific and Medical Band.
JTAG	Joint Test Action Group.
KIT	Karlsruher Institut für Technologie.
LE	Logic Element.
LG	Low-Gain.
LNA	Low-Noise-Amplifier.
LOPES	Lofar Prototype Station.
LPDA	Logarithmisch-Periodischen Dipol-Antenne.
LS	Local Station.
LSB	Least Significant Bit.
LWA	Long Wavelength Array.
MAC	Media Access Control.
MAXIMA	Multi Antenna eXperiment in Malargue Argentina.

MC	Monte-Carlo.
MIT	Massachusetts Institute of Technology.
MMIC	Monolithic Microwave Integrated Circuit.
MMU	Memory Managment Unit.
Mutex	Mutual Exclusion.
NIKHEF	Nationaal instituut voor subatomaire fysica.
NKG	Nishimura-Kamata-Greisen.
NWA	Vektor-Netzwerkanalysator.
OIP3	Intercept-Punkt dritter Ordnung.
OPV	Operationsverstärker.
PAST	Primeval Structure Telescope.
PC	Program Counter.
PCU	Power Control Unit.
PLD	Programmable Logic Device.
PLL	Phase Locked Loop.
PMT	Photomultiplier.
Qucs	"Quite universal circuit simulator".
RAID	Redundant Array of Independent Disks.
RICE	Radio Ice Cherenkov Experiment.
RT	Realtime.
SALLA	Small Aperiodic Loaded Loop Antenna.
SAW	Surface-Acoustic-Wave.
SBC	Single Board Computer.
SBS	Small Black Spider.
SD	Surface Detector.
SD	Secure Digital.
SDP	Shower Detector Plane.
SLT	Second-Level-Trigger.
SNR	Supernova Remnant.
SNR	Signal-to-Noise Ratio.
SOPC	System on a Programmable Chip.
SP	Stack Pointer.
SPI	Serial Peripheral Interface.

SSZ	Sekunden-Subsekunden-Zähler.
SU	Subscriber Unit.
SWP	Sawtooth-Parameter.
T1	First Level Trigger.
T2	Second Level Trigger.
T3	Third Level Trigger.
TA	Telescope Array.
TDMA	Time Division Multiple Access.
TH	Threshold.
TLT	Third-Level-Trigger.
TOT	Time-over-Threshold.
TREND	Tianshan Radio Experiment for Neutrino Detection.
Tunka-Rex	Tunka Radio Extension.
TWDA	Travelling Wave Distributed Amplifier.
TZS	DMU-Taktzählerstand.
UBNT	Ubiquiti Networks, Inc..
VEM	Vertical Equivalent Muon.
VFA	Voltage Feedback Amplifier.
WLAN	Wireless Local Area Network.

Literaturverzeichnis

- [1] V. F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, 13:1084, 1912.
- [2] C. D. Anderson. The Positive Electron. *Phys. Rev.*, 43:491–494, 1933.
- [3] S. H. Neddermeyer und C. D. Anderson. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 51:884–886, 1937.
- [4] W. Kolhörster, I. Matthes, und E. Weber. Gekoppelte Höhenstrahlen. *Naturwissenschaften*, 26(35):576–576, 1938.
- [5] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, und Robley A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Rev. Mod. Phys.*, 11:288, 1939.
- [6] J. Linsley. Evidence for a Primary Cosmic-Ray Particle with Energy 10^{20} eV. *Physical Review Letters*, 10:146, 1963.
- [7] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, und A. A. Watson. The cosmic ray energy spectrum above $4 \cdot 10^{17}$ eV as measured by the Haverah Park array. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 17(5):733, 1991.
- [8] M. M. Winn, J. Ulrichs, L. S. Peak, C. B. A. McCusker, und L. Horton. The cosmic-ray energy spectrum above 10^{17} eV. *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, 12(7):653, 1986.
- [9] I. M. Kerschenholz u. a.. The Results of the First Stage Observations at the Yakutsk EAS Complex Array. I. The Lateral Distribution and EAS Size Spectrum at Sea Level. *Proceedings of the 13th ICRC*, 4:2507, 1973.
- [10] R.M. Baltrusaitis u. a.. The Utah Fly’s Eye detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 240:410 – 428, 1985.
- [11] J. Abraham u. a. - Pierre Auger Collaboration. Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 523:50 – 95, 2004.
- [12] N. Chiba, K. Hashimoto, N. Hayashida, K. Honda, M. Honda, u. a.. Akeno giant air shower array (AGASA) covering 100 km^2 area. *Nucl. Instrum. Meth.*, A311:338–349, 1992.
- [13] P. Blasi. The origin of galactic cosmic rays. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21(1):1–73, 2013.
- [14] V. L. Ginzburg und S. I. Syrovatsky. *The Origin of Cosmic Rays*. Pergamon Press, 1964.
- [15] M. Ackermann u. a.. Detection of the Characteristic Pion-Decay Signature in Supernova Remnants. *Science*, 339(6121):807–811, 2013.

- [16] A. Giuliani u. a.. Neutral Pion Emission from Accelerated Protons in the Supernova Remnant W44. *The Astrophysical Journal Letters*, 742(2):L30, 2011.
- [17] E. Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75:1169–1174, 1949.
- [18] E. G. Berezhko. Maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks. *Astroparticle Physics*, 5(3 - 4):367 – 378, 1996.
- [19] W. D. Apel u. a. - KASCADE-Grande Collaboration. Kneelike Structure in the Spectrum of the Heavy Component of Cosmic Rays Observed with KASCADE-Grande. *Physical Review Letters*, 107:171104, 2011.
- [20] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 22:425–444, 1984.
- [21] P. M. Bauleo und J. R. Martino. The dawn of the particle astronomy era in ultra-high-energy cosmic rays. *Nature*, 458:847–851, 2009.
- [22] S. P. Swordy. Expectations for Cosmic Ray Composition Changes in the Region 10^{14} – 10^{16} eV. *Proceedings of 24th. International Cosmic Rays Conference*, 2:697–700, 1995.
- [23] V. S. Ptuskin u. a.. Diffusion and Drift of very High Energy Cosmic Rays in Galactic Magnetic Fields. *Astronomy and Astrophysics*, 268:726–735, 1993.
- [24] E. Roulet. Astroparticle Theory: Some new insights into high energy cosmic rays. *International Journal of Modern Physics A*, 19:1133–1141, 2004.
- [25] J. R. Hörandel. Models of the knee in the energy spectrum of cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 21:241, 2004.
- [26] J. Blümer, R. Engel, und J. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the highest energies. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63:293, 2009.
- [27] J. W. Cronin. The highest-energy cosmic rays. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 138:465–491, 2005.
- [28] K. Greisen. End to the Cosmic-Ray Spectrum? *Physical Review Letters*, 4:748–750, 1966.
- [29] G. T. Zatsepin und V. A. Kuzmin. Upper Limit of the Spectrum of Cosmic Rays. *Astroparticle Physics*, 21:78–80, 1966.
- [30] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, und F. Hoyle. Synthesis of the Elements in Stars. *Review of Modern Physics*, 29:547–650, 1957.
- [31] J. R. T. de Mello Neto for the Pierre Auger Collaboration. Ultra High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory. volume 18, pages 221–229, 2012.
- [32] A. Haungs, H. Rebel, und M. Roth. Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays. *Reports on Progress in Physics*, 66(7):1145–1207, 2003.
- [33] H. Klapdor-Kleingrothaus. Teilchenastrophysik. Teubner, 1997. 3. Auflage.
- [34] W. Heitler. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954. 3. Auflage.

- [35] J. Matthews. A Heitler model of extensive air showers . *Astroparticle Physics*, 22(5):387 – 397, 2005.
- [36] J. R. Hörandel. Cosmic rays from the knee to the second knee: 10^{14} to 10^{18} eV. *Modern Physics Letters A*, 22(21):1533–1551, 2007.
- [37] T. Antoni u. a. - KASCADE Collaboration. The cosmic-ray experiment KASCADE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 513(3):490 – 510, 2003.
- [38] D. Heck, J. Knapp, J. Capdevielle, u. a.. The cosmic-ray experiment KASCADE. *FZKA Report*, 6019, 1998.
- [39] H.S. Ahn u. a.. The Cosmic Ray Energetics And Mass (CREAM) instrument. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 579:1034 – 1053, 2007.
- [40] J. P. Vialle u. a. - AMS Collaboration. AMS: A Cosmic Ray Observatory. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 150(0):24 – 29, 2006.
- [41] H. Kawai u. a.. Telescope Array Experiment. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 175 - 176(0):221 – 226, 2008.
- [42] Private Kommunikation. Zur Verfügung gestellt von der Pierre Auger Kollaboration.
- [43] M. Kleifges u. a. - Pierre Auger Collaboration. Extension of the Pierre Auger Observatory using high elevation fluorescence telescopes (HEAT). *Proc. 31st Int. Cosmic Ray Conf.*, (5), 2009.
- [44] F. Sanchez for the Pierre Auger Collaboration. The AMIGA detector of the Pierre Auger Observatory: an overview. *Proc. of 32th ICRC*, 3:149, 2011.
- [45] J. Blümer for the Pierre Auger Collaboration. Cosmic rays at the highest energies and the Pierre Auger Observatory. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 29:867, 2003.
- [46] J. Abraham u. a. - Pierre Auger Collaboration. Trigger and aperture of the surface detector array of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 613(5):29 – 39, 2010.
- [47] C. Bonifazi u. a. - Pierre Auger Collaboration. The angular resolution of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 190(0):20 – 25, 2009.
- [48] K. Greisen. Cosmic Ray Showers. *Annual Review of Nuclear Science*, 10:63–108, 1960.
- [49] T. Schmidt, I. C. Maris, und M. Roth - Pierre Auger Collaboration. Fine Tuning of the LDF parameterisation and the Influence on S1000. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2007-106, 2007.
- [50] D. Newton, J. Knapp, und A.A. Watson. The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower. *Astroparticle Physics*, 26(6):414 – 419, 2007.
- [51] J. Abraham u. a. - Pierre Auger Collaboration. Observation of the Suppression of the Flux of Cosmic Rays above 10^{19} eV. *Phys. Rev. Lett.*, 101:061101, 2008.
- [52] T. Abu-Zayyad u. a.. The prototype high-resolution Fly’s Eye cosmic ray detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 450(2-3):253 – 269, 2000.

- [53] J. Abraham u. a. - Pierre Auger Collaboration. The fluorescence detector of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 620:227 – 251, 2010.
- [54] P. Allison u. a. - Pierre Auger Collaboration. Timing Calibration and Synchronization of Surface and Fluorescence Detectors of the Pierre Auger Observatory. *Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, Pune*, 8(2):307, 2005.
- [55] M. Unger, B.R. Dawson, R. Engel, F. Schüssler, und R. Ulrich. Reconstruction of longitudinal profiles of ultra-high energy cosmic ray showers from fluorescence and Cherenkov light measurements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 588:433 – 441, 2008.
- [56] M. Nagano, K. Kobayakawa, N. Sakaki, und K. Ando. New measurement on photon yields from air and the application to the energy estimation of primary cosmic rays. *Astroparticle Physics*, 22(3-4):235 – 248, 2004.
- [57] H.M.J. Barbosa, F. Catalani, J.A. Chinellato, und C. Dobrigkeit. Determination of the calorimetric energy in extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 22:159–166, 2004.
- [58] D. V. Chernov u. a. - TUNKA Collaboration. The Tunka Experiment: Towards a 1 km^2 Cherenkov EAS Array in the Tunka Valley. *International Journal of Modern Physics A*, 20:6796–6798, 2005.
- [59] N.M. Budnev u. a. - TUNKA Collaboration. Data acquisition system for the TUNKA-133 array. *Proc. 10th ICATPP Conf.*, 2008. arXiv eprint:0804.0856.
- [60] E.E. Korosteleva, V.V. Prosin, L.A. Kuzmichev, und G. Navarra. Measurement of Cosmic Ray Primary Energy with the Atmospheric Cherenkov Light Technique in Extensive Air Showers. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 165(0):74 – 80, 2007.
- [61] N.M. Budnev u. a. - TUNKA Collaboration. The Tunka-133 EAS Cherenkov array - status, first results and plans. *Proc. of 31th ICRC*, 2010. arXiv eprint:1003.0089.
- [62] N. Palmieri. Determination of energy and mass of cosmic rays using air shower radio emission. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [63] T. Huege, M. Ludwig, O. Scholten, und K. D. de Vries. The convergence of EAS radio emission models and a detailed comparison of REAS3 and MGMR. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 662:179–186, 2012.
- [64] G. A. Askariyan. Excess negative charge of an electron-photon shower and its coherent radio emission. *Soviet Physics - JETP*, 14:441–443, 1962.
- [65] H. Schoorlemmer. Tuning in on cosmic rays. Dissertation, Nikhef, Amsterdam, 2012.
- [66] S. Fliescher. Antenna Devices and Measurement of Radio Emission from Cosmic Ray induced Air Showers at the Pierre Auger Observatory. Dissertation, RWTH Aachen, 2011.
- [67] F. D. Kahn und I. Lerche. Radiation from Cosmic Ray Air Showers. *Proceedings of the Royal Society London A*, 289:106 – 213, 1966.
- [68] H. Falcke und P. Gorham. Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope. *Astroparticle Physics*, 19(4):477 – 494, 2003.

-
- [69] P. W. Gorham u. a.. Observations of microwave continuum emission from air shower plasmas. *Physical Review D*, 78:032007, 2008.
- [70] R. Smida u. a.. First results of the CROME experiment. *Proceedings of 32nd International Cosmic Ray Conference*, 2011. arXiv eprint:1108.0588.
- [71] R. Smida, F. Werner, R. Engel, J.C. Arteaga-Velazquez, K. Bekk, u. a.. Observation of Polarised Microwave Emission from Cosmic Ray Air Showers. 2013. arXiv:1306.6738.
- [72] D. Charrier, R. Dallier, L. Martin, und B. Revenu. Radio spectrum measurements at Auger. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2010-004, 2010.
- [73] D. Charrier. Antenna development for astroparticle and radioastronomy experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 662(0):S142 – S145, 2012.
- [74] H. V. Cane. Spectra of the non-thermal radio radiation from the galactic polar regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 189(0):465–478, 1979.
- [75] E. Polisensky. LFmap: A Low Frequency Sky Map Generating Program. *Long Wavelength Array (LWA) Memo Series*, 111(7):419–422, 2007.
- [76] O. Krömer. Empfangssystem zur Radioobservation hochenergetischer kosmischer Schauer und sein Verhalten bei Selbsttriggerung. Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, 2008. FZKA Report 7396.
- [77] A. Schmidt. Realization of a Self-triggered Detector for the Radio Emission of Cosmic Rays. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [78] V.H. Rumsey. Frequency independent antennas. *IRE International Convention Record*, 5:114–118, 1957.
- [79] S. Fliescher, RWTH Aachen. private Kommunikation, 2011.
- [80] P. Abreu u. a. - Pierre Auger Collaboration. Antennas for the detection of radio emission pulses from cosmic-ray induced air showers at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 7(10):P10011, 2012.
- [81] O. Krömer, H. Gemmeke, u. a.. New Antenna for Radio Detection of UHECR. *Wissenschaftliche Berichte FZKA*, 7516:77–80, 2009.
- [82] H. H. Beverage. Antenna. *US Patent*, 2,247,743 (U.S.A.), 1941.
- [83] J. Jelley, J. Fruin, N. Porter, u. a.. Radio pulses from extensive cosmic-ray air showers. *Nature*, 205:327–328, 1965.
- [84] H. R. Allan, R. W. Clay, J. K. Jones, A. T. Abrosimov, und K. P. Neat. Radio Pulse Production in Extensive Air Showers. *Nature*, 435:313–316, 1969.
- [85] H. Falcke u. a. - LOPES Collaboration. Detection and imaging of atmospheric radio flashes from cosmic ray air showers. *Nature*, 435:313–316, 2005.
- [86] H. Falcke und P. Gorham. Detecting radio emission from cosmic ray air showers and neutrinos with a digital radio telescope. *Astroparticle Physics*, 19(4):477 – 494, 2003.

- [87] O. Ravel for the CODALEMA collaboration. The CODALEMA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 662, Supplement 1:S89 – S94, 2012.
- [88] W.D. Apel u. a. - LOPES Collaboration. LOPES-3D: An antenna array for full signal detection of air-shower radio emission. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 696(0):100 – 109, 2012.
- [89] W.D. Apel u. a. - LOPES Collaboration. Lateral distribution of the radio signal in extensive air showers measured with LOPES. *Astroparticle Physics*, 32(6):294 – 303, 2010.
- [90] M. Ludwig und T. Huege. REAS3: Monte Carlo simulations of radio emission from cosmic ray air showers using an end-point formalism. *Astroparticle Physics*, 34(6):438 – 446, 2011.
- [91] F.G. Schröder u. a.. New method for the time calibration of an interferometric radio antenna array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 615(3):277 – 284, 2010.
- [92] T. Asch. Self-Triggering of Radio Signals from Cosmic Ray Air Showers. Dissertation, Forschungszentrum Karlsruhe, 2009. FZKA Report 7459.
- [93] D. Ardouin u. a.. First detection of extensive air showers by the TREND self-triggering radio experiment. *Astroparticle Physics*, 34:717 – 731, 2011.
- [94] J. B. Peterson, U. L. Pen, und X. P. Wu. Searching for early ionization with the primeval structure telescope. 2005. arXiv eprint:0502029.
- [95] O. Martineau-Huynh u. a.. First results of the TIANSHAN radio experiment for neutrino detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 662, Supplement 1(0):S29 – S31, 2012. 4th International workshop on Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities.
- [96] A. Karle u. a. - IceCube Collaboration. IceCube, the next generation neutrino telescope at the South Pole. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 118(0):388 – 395, 2003.
- [97] I. Kravchenko u. a.. RICE limits on the diffuse ultrahigh energy neutrino flux. *Physical Review D*, 73:082002, 2006.
- [98] P. Allison u. a. - ARA Collaboration. Design and Initial Performance of the Askaryan Radio Array Prototype EeV Neutrino Detector at the South Pole. *Astroparticle Physics*, 35:457–477.
- [99] S. Acounis, D. Charrier, T. Garcon, C. Riviere, und P. Stassi. Results of a self-triggered prototype system for radio-detection of extensive air showers at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 7(11):P11023, 2012.
- [100] B. Fick u. a. - Pierre Auger Collaboration. The Central Laser Facility at the Pierre Auger Observatory. *Journal of Instrumentation*, 1(11):P11003, 2006.
- [101] B. Keilhauer for the Pierre Auger Collaboration. The Balloon-the-Shower programme of the Pierre Auger Observatory. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 6(1):27–30, 2010.
- [102] M. Manewald. Entwicklung und Implementierung eines Hardware-Selbsttriggers für die Radiodetektion kosmischer Strahlung. Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe, 2008.

-
- [103] J. Coppens. Observation of radio signals from air showers at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 604:S41 – S43, 2009.
- [104] E.D. Fraenkel, A.M. van den Berg, O. Scholten, und K.D. de Vries. Methods for polarization analysis of cosmic-ray induced radio pulses. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2010-088, 2011.
- [105] H. Schoorlemmer. Results from polarization studies of radio signals induced by cosmic rays at the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 662, Supplement 1(0):S134 – S137, 2012.
- [106] The AERA group. AERA proposal for the construction of the 20 km² Auger Engineering Radio Array at the Southern Auger Observatory. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2010-088, 2011.
- [107] M.C. Medina, M. Gómez Berisso, I. Allekotte, A. Etchegoyen, G. Medina Tanco, und A.D. Supanitsky. Enhancing the Pierre Auger Observatory to the 10¹⁷ – 10^{18.5} eV range: Capabilities of an Infill Surface Array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 566:302 – 311, 2006.
- [108] M. A. Hevinga, K. Mustafa, I. Smid, A. M. van den Berg, und D. M. Varnav. Photo-Voltaic System for the Auger Engineering Radio Array at the Southern Auger Observatory. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2011-034, 2011.
- [109] R. Krause. Octocopter based Calibration of the Butterfly Antenna for the Pierre Auger Observatory. Master thesis, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 2012.
- [110] Ubiquiti Networks, Inc. Datenblatt, Bullet Titanium, 2012. http://dl.ubnt.com/datasheets/bulletm/BulletM_Ti_DS.pdf. abgerufen am 15. Juli. 2013.
- [111] Ubiquiti Networks, Inc. Datenblatt, Rocket M Titanium, 2012. http://www.ubnt.com/downloads/datasheets/rocketmgps/RocketM_Ti_DS.pdf. abgerufen am 15. Juli. 2013.
- [112] J. L. Kelley, A. Aminaei, P. Dolron, J. Hoerandel, C. Timmermans, und G. Zarza. Design and Testing of a 5 GHz Commercial Wireless Network for AERA. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2012-054, 2012.
- [113] F. G. Schröder u. a.. Tunka-Rex: A radio antenna array for the Tunka experiment. *AIP Conference Proceedings*, 1535(1):111–115, 2013.
- [114] F. G. Schröder. Instruments and Methods for the Radio Detection of High Energy Cosmic Rays. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [115] J. Oertlin. Radio Data Analysis of a Prototype Antenna at the Tunka-133 Experiment. Bachelor thesis, Karlsruher Institut für Technologie, 2012.
- [116] F.G. Schröder, N.M. Budnev, O.A. Gress, A. Haungs, R. Hiller, u. a.. The Tunka Radio Extension (Tunka-Rex): Status and First Results (ICRC 2013). 2013. arXiv eprint:1308.0910.
- [117] J. R. Hoerandel. Configurations for a Radio Antenna Array at the Pierre Auger Observatory. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2010-34, 2009.

- [118] Analog Devices Inc. 12-Bit, 170 MSPS/210 MSPS/250 MSPS, 1.8 V Analog-to-Digital Converter, Datenblatt, AD9626, Rev. 0. <http://www.analog.com/en/analog-to-digital-converters/ad-converters/ad9626/products/product.html>. abgerufen am 6. August. 2013.
- [119] M. Erdmann u. a.. The Antennas and Preamplifiers with Integrated Filters for the Auger Engineering Radio Array (Phase 1). *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2011-139, 2011.
- [120] M. Stephan. Design and Test of a Low Noise Amplifier for the Auger Radio Detector. Diplomarbeit, RWTH Aachen, 2009.
- [121] H.T. Friis. Noise Figures of Radio Receivers. *Proceedings of the IRE*, 32(7):419–422, 1944.
- [122] TriQuint Inc. Datenblatt 856327, 915 MHz SAW Filter. <http://www.triquint.com/products/d/DOC-A-00000564>. abgerufen am 8. August. 2013.
- [123] TriQuint Inc. Datenblatt 856139, 1575.42 MHz SAW Filter. <http://www.triquint.com/products/d/DOC-A-00000550>. abgerufen am 8. August. 2013.
- [124] What are SAW filters. *Token Electronics Industry Co., Ltd., Application Note*, Version 2010. <http://www.token.com.tw/pdf/saw/saw-devices.pdf>, abgerufen am 29. November. 2013.
- [125] R. Mancini. Op Amps for Everyone. *Texas Instruments Inc., Design Reference*, SLOD006B, 2002.
- [126] R. P. Sallen und E. L. Key. A practical method of designing RC active filters. *Circuit Theory, IRE Transactions on*, 2(1):74–85, 1955.
- [127] M. G. Ellis. *Electronic filter analysis and synthesis*. Artech House Norwood MA, 1994.
- [128] H. Orchard. Filter design by iterated analysis. *Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 32(11):1089–1096, 1985.
- [129] L. Wanhammar. *Analog filters using MATLAB*. Springer, 2009.
- [130] Infineon Technologies AG. Datenblatt BGA420. <http://www.infineon.com/dgdl/bga420.pdf?folderId=db3a30431441fb5d0114b654e6581730&fileId=db3a304314dca3890115418cec781637>. abgerufen am 10. August. 2013.
- [131] Infineon Technologies AG. Datenblatt BGA616. <http://www.infineon.com/dgdl/BGA616.pdf?folderId=db3a30431441fb5d0114b654e6581730&fileId=db3a304314dca3890115419102bb163b>. abgerufen am 20. Nov. 2013.
- [132] D. A. Nelson und K. R. Saller. Settling time reduction in wide-band direct-coupled transistor amplifiers, 1985. US Patent 4,502,020.
- [133] Texas Instruments Inc. Wideband, Current Feedback Operational Amplifier With Disable, Datenblatt SBOS226D. <http://www.ti.com/lit/gpn/opa691>. abgerufen am 11. August. 2013.

- [134] M. E. Brinson und S. Jahn. Qucs: A GPL software package for circuit simulation, compact device modelling and circuit macromodelling from DC to RF and beyond. *Int. J. Numer. Model.*, 22:297–319, 2009.
- [135] Texas Instruments Inc. LMH6629 Ultra-Low Noise, High-Speed Operational Amplifier with Shutdown, Datenblatt SNOSB18G. <http://www.ti.com/lit/gpn/lmh6629>. abgerufen am 14. August. 2013.
- [136] H.J. Orchard. Inductorless filters. *Electronics Letters*, 2(6):224–225, 1966.
- [137] Erska GmbH. HOTFLOW 3/20, Reflow oven. <http://www.ersa.com/art-hotflow-3-20-343-1464.html>. abgerufen am 12. September. 2013.
- [138] A. Schmidt, H. Gemmeke, A. Haungs, K. H. Kampert, C. Rühle, und Z. Szadkowski. FPGA Based Signal-Processing for Radio Detection of Cosmic Rays. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 58(4):1621–1627, 2011.
- [139] D. Liebl. Measuring with Modern Spectrum Analyzers. *Rohde und Schwarz, Application Note*, MA20107e, 2013. abgerufen am 21. August. 2013.
- [140] H. Gemmeke, M. Scherer, M. Balzer, A. Herth, A. Menshikov, C. Rühle, A. Schmidt, K.H. Becker, K.H. Kampert, und A. Haungs. A fast embedded system for radio detection of cosmic rays. In *Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2010 IEEE*, pages 722–729, 2010.
- [141] P. Abreu u. a. - Pierre Auger Collaboration. Advanced functionality for radio analysis in the Offline software framework of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 635(1):92 – 102, 2011.
- [142] A. Nelles u. a.. A Survey of Narrowband and Broadband Radio-frequency Interference at AERA. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2011-062, 2011.
- [143] K. Weidenhaupt, RWTH Aachen. private Kommunikation, 2013.
- [144] G. A. Dulk, W. C. Erickson, R. Manning, und J. L. Bougeret. Calibration of low-frequency radio telescopes using the galactic background radiation. *Astronomy and Astrophysics*, 365(2):294–300, 2001.
- [145] R. Lewallen. EZNEC Antenna Software by W7EL. <http://www.eznec.com>. abgerufen am 13. September. 2013.
- [146] G. J. Burke und A. J. Poggio. Numerical Electromagnetics Code (NEC), Method of Moments, Part III: User’s Guide. *Lawrence Livermore National Laboratory*, (1), 1981.
- [147] O. Krömer, Karlsruhe, KIT. private Kommunikation, 2010.
- [148] O. Zinke und H. Brunswig. *Hochfrequenztechnik 2, Elektronik und Signalverarbeitung*. Springer, 1999. 5. Auflage.
- [149] H. H. Meinke, F. W. Gundlach, K. Lange, und K. H. Löcherer. *Taschenbuch der Hochfrequenztechnik: Band 1: Grundlagen*. 1985. 4. Auflage.
- [150] A. Gorisek u. a.. ATLAS diamond Beam Condition Monitor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 572:67 – 69, 2007.

- [151] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, und K. Nanbu. A New Field-Effect Transistor with Selectively Doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As Heterojunctions. *Japanese Journal of Applied Physics*, 19(5):L225–L227, 1980.
- [152] R. Dingle, H.L. Störmer, A.C. Gossard, und W. Wiegmann. Electron mobilities in modulation-doped semiconductor heterojunction superlattices. *Applied Physics Letters*, 33(7):665–667, 1978.
- [153] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH, 2002. 13. Auflage.
- [154] Avago Tech. Ltd. MGA-62563 Current-Adjustable, Low Noise Amplifier, Datenblatt AV02-1237EN. <http://www.avagotech.com/docs/AV02-1237EN>. abgerufen am 13. September. 2013.
- [155] G. Gronau. *Höchstfrequenztechnik: Grundlagen, Schaltungstechnik, Messtechnik, Planare Antennen*. Springer, 2001.
- [156] M. Thumm. Hoch- und Höchstfrequenz-Halbleiterschaltungen, 2009. Universität Karlsruhe (TH), Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik.
- [157] M. Thumm, W. Wiesbeck, und S. Kern. *Hochfrequenzmesstechnik: Verfahren und Messsysteme*. Springer, 1998.
- [158] R. Plana, L. Escotte, O. Llopis, H. Amine, T. Parra, Michel Gayral, und J. Graffeuil. Noise in AlGaAs/InGaAs/GaAs pseudomorphic HEMTs from 10 Hz to 18 GHz. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 40(5):852–858, 1993.
- [159] G. B. Taylor, S. W. Ellingson, N. E. Kassim, J. Craig, J. Dowell, C. N. Wolfe, J. Hartman, G. Bernardi, T. Clarke, A. Cohen, u. a.. First Light for the First Station of the Long Wavelength Array. *Journal of Astronomical Instrumentation*, 1(1), 2012.
- [160] Mini-Circuits. ZFL-500HLN+, Datenblatt REV. B M108294 ZFL-500HLN. <http://www.minicircuits.com/pdfs/ZFL-500HLN.pdf>. abgerufen am 6. Mai. 2011.
- [161] Kostunina D., F.G. Schröder, N.M. Budnev, O.A. Gress, A. Haungs, R. Hiller, u. a.. Tunka-Rex: Status and Results of the First Measurements. *RICAP-13*, 2013. arXiv eprint:1310.8477.
- [162] S.H. Lewis und P.R. Gray. A pipelined 5-Msample/s 9-bit analog-to-digital converter. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, 22(6):954–961, 1987.
- [163] Texas Instruments Inc. 12-/14-Bit, 160/250MSPS, Ultralow-Power ADC, Datenblatt, SBAS483G, Rev. G. <http://www.ti.com/product/ads4149>. abgerufen am 6. August. 2013.
- [164] Y. Zhu. A reconfigurable and flexible wireless communication system for data and trigger system in astroparticle physics. Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2014, in Druck.
- [165] The BusyBox project. BusyBox - The Swiss Army Knife of Embedded Linux. <http://www.busybox.net/downloads/BusyBox.html>. abgerufen am 7. Oktober. 2013.
- [166] B. Revenu for the AERA Central DAQ group. AERA Central trigger. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2012-115, 2012.

- [167] P. Allison. Microwave detection of cosmic ray showers at the Pierre Auger Observatory. In *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing China August*, 2011.
- [168] E.J. Wilkinson. An N-Way Hybrid Power Divider. *Microwave Theory and Techniques, IRE Transactions on*, 8(1):116–118, 1960.
- [169] i-Lotus, Inc. Datenblatt, M12M Timing Oncore, Rev. 1.1, 02/2008. http://www.ilotus.com.sg/m12m_timing_oncore. abgerufen am 22. Oktober. 2013.
- [170] K. Reibelt. Vergleich der Inbetriebnahmedaten der AERA1- und AERA2-Stationen. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2014, in Druck.
- [171] A.M. van den Berg, D. Fraenkel, S. Messina, D.M. Varnav, F. Contreras, R. Sato, und G. Zarza. Fiber Communication System for the 433 m AERALET SD infill of the Auger Engineering Radio Array at the Pierre Auger Observatory. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2012-111, 2012.
- [172] X. Bertou. Study of time delay to SD T3 decision. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2008-057, 2008.
- [173] J. Eser. Verschiedene Methoden der Zeitkalibration für das Auger Engineering Radio Array. Diplomarbeit, Karlsruher Institut für Technologie, 2013.
- [174] 2J-antennae, Inc. Datenblatt, 2J410B/BG. <http://www.2j-antennae.com/products/antennas/2j410b-bg/28>. abgerufen am 29. Oktober. 2013.
- [175] Tallysman Wireless, Inc. Datenblatt, TW3070/TW3072 GPS 40dB Timing Antenna. http://www.tallysman.com/downloads/TW3070_TW3072-Datasheet.pdf. abgerufen am 7. Dezember. 2013.
- [176] F. Schröder, Karlsruhe, KIT. private Kommunikation, 2012.
- [177] Abraham, J. u. a. - Pierre Auger Collaboration. Calibration and Monitoring of the Pierre Auger Observatory. 2009. arXiv:0906.2358.
- [178] Victron Energy B.V. Datenblatt, Gel und AGM Batterien. <http://www.victronenergy.de/batteries>. abgerufen am 5. November. 2013.
- [179] A.M. van den Berg, W. Docters, E.D. Fraenkel, K.D. de Vries, und K. Weidenhaupt. Locating transient noise sources at Radio Detection sites. *Pierre Auger Observatory, internal note*, GAP-2011-086, 2011.
- [180] S. Argirò, S.L.C. Barroso, J. Gonzalez, L. Nellen, T. Paul, T.A. Porter, L. Prado Jr., M. Roth, R. Ulrich, und D. Veberic. The offline software framework of the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 580(3):1485 – 1496, 2007.
- [181] Q. Dorosti, Karlsruhe, KIT. private Kommunikation, 2013.
- [182] Oracle Corp. MySQL developer support webpage. <http://dev.mysql.com/>. abgerufen am 2. November. 2013.
- [183] A. Winter. dB or not dB? *Rohde und Schwarz, Application Note*, 1MA98, 2005. abgerufen am 6. Dezember. 2013.

- [184] C. Rühle. Entwicklung eines schnellen Auslesesystems für Diamantstrahlmonitore am CMS-Experiment, IEKP-KA/2009-11. Diplomarbeit, Universität Karlsruhe (TH), 2009.
- [185] W. Baechtold und O. Mildenerger. *Mikrowellenelektronik*. Vieweg+Teubner, 2002.
- [186] U. Tietze und C. Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer, 2002. 12. Auflage.
- [187] R. J. Collier und A. D. Skinner. *Microwave measurements*, volume 12. IET, 2007.