

**Anwendung und Analyse
von Korrelationsfiltermethoden
im Rahmen des
AMADEUS-Experiments**

Diplomarbeit
von
Florian Schneider

Juli 2010



Physikalisches Institut der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

Inhaltsverzeichnis

1 Das Neutrino in der Astroteilchenphysik	3
1.1 Solare Neutrinos	4
1.2 Atmosphärische Neutrinos	5
1.3 Neutrinos aus Supernovae	6
1.4 Hochenergetische Neutrinos astrophysikalischen Ursprungs	7
2 Experimenteller Neutrinosnachweis	11
2.1 Das ANTARES-Experiment	11
2.2 Der AMADEUS-Aufbau	13
3 Akustik in der Tiefsee	17
3.1 Entstehung und Ausbreitung einer teilcheninduzierten Schallwelle	17
3.2 Charakteristika des Signals	18
3.3 Tiefenabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit im Meer	21
3.4 Akustischer Untergrund in der Tiefsee und dessen Quellen	22
3.5 Delphinklick	23
4 Datennahme und Signalverarbeitung	27
4.1 Analoge Signalbehandlung und Digitalisierung	27
4.2 Energie- und Leistungssignal	28
4.3 Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)	29
4.4 Rauschen	29
4.5 Fouriertransformation	29
4.6 Reinheit und Effizienz	31
4.7 Matched Filter	32
4.7.1 Definition eines Matched Filters	32
4.7.2 Funktionsweise eines Matched Filters	33
5 Der Matched Filter	37
5.1 Implementierung eines Matched Filters	37
5.2 Auswertung der Antwortfunktion	39
5.3 Analyse des Filterverhaltens für weißes Rauschen	41

5.3.1	Einfluss von SNR und Schwellenwert auf Filter	41
5.3.2	Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom Schwellenwert	43
5.3.3	Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom SNR	44
5.4	Analyse für Tiefsee-Untergrundrauschen	46
5.4.1	Einfluss von SNR und Schwellenwert auf das Filterverhalten	47
5.4.2	Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom Schwellenwert	52
5.5	Filterverhalten unter Variation des Rauschens	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	55
A	Beispiel für den Algorithmus der FFTW	57
B	Algorithmus zur Maximasuche der Antwortfunktion	59

“Liebe Radioaktive Damen und Herren!

Wie der Überbringer dieser Zeilen, den ich huldvollst anzuhören bitte, Ihnen des näheren auseinandersetzen wird, bin ich angesichts der falschen Statistik der N- und Li6-Kerne, sowie des kontinuierlichen β -Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um den Wechselsatz der Statistik (Anmerkung: heute Pauli’sches Ausschließungsverfahren) und den Energiesatz zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren, welche Spin 1/2 haben und das Ausschließungsprinzip befolgen und sich von Lichtquanten außerdem noch dadurch unterscheiden, dass sie nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. — Das kontinuierliche β -Spektrum wäre dann verständlich unter der Anahme, daß beim β -Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert wird, derart, daß die Summe der Energien von Neutron und Elektron konstant ist. ...”[1]

Mit diesen Worten wandte sich am 4. Dezember 1930 Wolfgang Pauli in einem Brief an Liese Meitner und Kollegen, die an einer gemeinsamen Tagung der Gauvereine Württemberg und Baden Pfalz der “Deutschen Gesellschaft für technische Physik e.V.” in Tübingen teilnahm. Die in dem zitierten Brief genannten Neutronen, sind uns heute als Neutrinos bekannt. Durch deren Postulat hat Pauli einen neuen Zweig der Physik begründet: die Neutrino-physik. Beinahe 30 Jahre später gelang den Physikern Clyde L. Cowan und Frederick Reines im Jahre 1956 am Savannah River Reaktor der experimentelle Nachweis [2]. Nach diesem Erfolg begann eine Vielzahl von Wissenschaftlern mit weiteren Experimenten die Eigenschaften von Neutrinos und deren Quellen zu untersuchen. Unter ihnen Raymond Davis Jr., der tief unter der Erde, in der Homestake Mine, ein Experiment aufbaute um solare Neutrinos zu zählen. Er setzte somit als erster Neutrinos ein, um ein erdfernes Objekt zu studieren [3]. Ein weiterer Erfolg im Bereich der Astroteilchenphysik in Zusammenhang mit Neutrinos gelang im Jahr 1987. Mit verschiedenen Neutrino Observatorien konnte man Neutrinoereignisse rekonstruieren und mit der Supernova 1987A in der Großen Magellanschen Wolke in Verbindung bringen. Insgesamt etwa 20, von rund 10^{58} abgestrahlten Neutrinos, wurden am Kamiokande und am Irvine Michigan Brookhaven Experiment simultan, etwa 3 h vor dem Anstieg der Lichtkurve gemessen [4, 5]. Dies war das erste Ereignis bei dem, von einem Objekt außerhalb des Sonnensystems, Neutrinos nachgewiesen werden konnten. Die Detektion dieser Neutrinos untermauerte die Grundvorstellung einer Kernkollaps-Supernovaexplosion. Diese drei Beispiele zeigen die bisherigen Erfolge der Neutrinoastronomie im MeV-Bereich. Um Fragestellungen zu höheren Energien von Neutrinostrahlung beantworten zu können, wurde Kamiokande zu Super-Kamiokande (\sim GeV) ausgebaut. Der nächste Schritt, um die Energieschwelle von Experimenten zu erhöhen, war der Bau großer Detektoren in Meerwasser (z.B. ANTARES) und Eis (IceCube). Durch diese Detektorgeneration konnte eine Sensitivität im Energiebereich von GeV bis PeV erreicht werden. Um letztendlich Neutrinos höchster Energien ($>$ EeV) nachweisen zu können, wird in bestehenden Čerenkov-Detektoren die akustische Teilchendetektion erforscht. Aufgrund des geringen Flusses dieser Neutrinos ist ein Detektorvolumen von $\gtrsim 100 \text{ km}^3$ von Nöten.

Wechselwirkt ein hochenergetisches Neutrino in Wasser, kommt es zu einer Energiede-
position, die ein charakteristisches akustisches Signal erzeugt. Dieses kann unter Umständen

mit akustischen Sensoren gemessen werden. Da die Abschwächlänge von Licht in Wasser mehrere zehn Meter und die von Schall einige 100 m [6] beträgt, kann im Vergleich zur optischen Methode mit wesentlich weniger akustischen Sensoren ein vergleichbares Volumen instrumentiert werden. Stellt sich die Teilchendetektion mittels akustischer Methoden als möglich heraus, würde dies zu einer Kostenersparnis führen, die die Instrumentierung derart großer Volumina ermöglicht.

Das AMADEUS-System ist als solch eine Anordnung von akustischen Sensoren in den ANTARES-Detektor integriert. Zunächst geht es in der Machbarkeitsstudie darum, den akustischen Untergrund an verschiedenen Standorten zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Filteralgorithmus implementiert, mit dem Delphinklicks (Ortungssignale von Delphinen beim Beutefang) vom Untergrundrauschen getrennt werden können. In dieser Arbeit wird untersucht, mit welcher Qualität der Filter Delphinsignale identifizieren kann. Detailliert betrachtet wird, wie die Eigenschaften des Filters von unterschiedlichen Eigenschaften abhängt. Da Delphinklick und Neutrinosignal eine ähnliche Signatur besitzen kann dieser Filter verwendet werden, Delphinsignale in den Daten zu identifizieren und als entsprechenden Untergrund zu den Neutrinosignalen wegzuschreiben. Besonderer Augenmerk wird darauf gelegt, wie sich das Filter verhält, wenn das Signal von vergleichsweise starkem Rauschen überlagert wird.

Kapitel 1

Das Neutrino in der Astroteilchenphysik

Das Neutrino ist ein Elementarteilchen, das nur schwach wechselwirkt und folglich nur selten mit Materie interagiert. Neutrinos sind ladungsneutral, tragen Spin 1/2 und gehören zur Familie der Leptonen. Entsprechend der drei bekannten Generationen von Leptonen werden das Neutrino und dessen Antiteilchen zwischen drei Typen, den sogenannten ‘flavors’ unterschieden:

- Elektronneutrino ν_e
- Myonneutrino ν_μ
- Tauneutrino ν_τ

Eine Reaktion zur Neutrinoerzeugung, der β Zerfall, wurde schon vorgestellt:

$$(N, Z) \rightarrow (N - 1, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.1)$$

Hier zerfällt ein Kern, der N Neutronen und Z Protonen enthält, durch die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton, unter der Emission eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos, in einen leichteren Kern.

Neutrinos spielen eine besondere Rolle in der Astrophysik, da sie bei vielen Prozessen entstehen. Zunächst ist zu erwähnen, dass Neutrinos, als direkte Nebenprodukte bei Kernreaktionen entstehen, in denen Sterne Energie produzieren. Bei der schrittweisen Fusion von vier Protonen zu Helium in der Sonne werden zwei Neutrinos frei, was in Summe $\sim 2 \times 10^{38}$ Neutrinos pro Sekunde entspricht [7]. Diese Neutrinos tragen Informationen über das Sonneninnere, wo sie entstehen und da sie die Sonne in der Regel ohne weitere Wechselwirkung verlassen können, treffen sie im Gegensatz zu Photonen ohne Verzögerung und Ablenkung auf der Erde ein. Photonen benötigen eine Zeitspanne von mehreren 10000 Jahren um an die Oberfläche der Sonne zu diffundieren. Des Weiteren entstehen Neutrinos bei Kern- bzw. hadronischen Prozessen, wie Kernkollaps Supernovae und Akkretionsscheiben supermassiver Schwarzer Löcher. Schließlich entstehen Neutrinos auch als

Sekundärteilchen von Reaktionen der primären kosmischen Strahlung. Dieses breite Spektrum an Prozessen, bei denen Neutrinos entstehen, zeigt, welches Potential in dem Neutrino als Informationsträger steckt. Eine weitere positive Eigenschaft des Neutrinos ist, dass es sich auf Grund der geringen Wechselwirkung geradlinig und ungehindert ausbreitet. In den folgenden Abschnitten werden einzelne Quellen astrophysikalischer Neutrinos detaillierter vorgestellt und knappe Einblicke in Experimente zu ihrem Nachweis gegeben.

1.1 Solare Neutrinos

Die ersten erfolgreichen Untersuchungen der Sonne im Rahmen der Neutrino-physik gelangten Raymond Davis, Jr. und seinen Kollaborateuren. Der Nachweis der solaren Neutrinos erfolgte durch einen chemischen Detektor [3]. Der radiochemische Nachweis beruht auf dem inversen β -Prozess, das heißt dass innerhalb eines geeigneten Atomkerns ein Neutron mit Hilfe eines Elektronen-neutrinos in ein Proton und ein Elektron umgewandelt wird. Davis verwendete zum Nachweis der Sonnen-neutrinos ^{37}Cl , das etwa 23% des natürlichen Chlors ausmacht.



Die Sonne ist ein Hauptreihenstern und wird durch das 'standard solar model' (SSM) [8] beschrieben. Wesentlich für die Erzeugung von Neutrinos sind thermonukleare Prozesse. Im pp-Zyklus (vgl. Abb. 1.1) entstehen an drei Stellen, die für das Spektrum der Sonnen-neutrinos charakteristischen pp-, ^7Be - und ^8Be -Neutrinos. Das Standardmodell gibt an, dass 99% der Energie bei der Umwandlung von vier Protonen in ^4He



im pp-Zyklus frei wird. Der CNO Zyklus hingegen, der ebenfalls Protonen zu Helium verbrennt, ist nur für etwa $\sim 1\%$ der Sonnenenergie verantwortlich. Schon nach einigen Jahren ergaben Ray Davis' Untersuchungen, dass etwa nur ein Drittel der von dem SSM vorhergesagten Neutrinos nachgewiesen werden konnten. Dieses beobachtete Phänomen ist auch als das "Sonnen-neutrino-Problem" bekannt. Der erste Detektor, der Neutrinos in Echtzeit nachweisen konnte, war der, für den Protonenzerfall konzipierte, Wasser-Čerenkov-Detektor Kamiokande. Kamiokande gelang es das von Davis beobachtete Defizit solarer Neutrinos zu bestätigen. Einer nächsten Generation an Wasser-Čerenkov-Detektoren, wie Super-Kamiokande [9] und dem Sudbury Neutrino Observatory [10], gelang es zu zeigen, dass die Sonnen-neutrinos nicht fehlten, sondern durch einen Wechsel ihrer Flavoreigen-schaft, auf der Erde nicht mehr als Elektron-neutrinos detektiert werden können. Super-Kamiokande kann sowohl Elektron-, als auch Myon-neutrinos nachweisen. Durch Analyse des Verhältnisses beider Sorten, kann indirekt auf Tauneutrinos geschlossen werden. Da SNO statt normalem Wasser schweres Wasser verwendet, ist man dort über die Reaktion



in der Lage alle drei Neutrinosorten zu untersuchen. So lange das Neutrino in der Sonne, also in Materie propagiert, tritt der sogenannte MSW-Effekt auf (nach Mikheyev, Smirnov

und Wolfenstein). Dieser verursacht eine resonante Verstärkung der Oszillation bei bestimmten Elektronendichten und Neutrino-Massendifferenzen. Nachdem das Neutrino die Sonne verlassen hat unterliegt es der Neutrino-Oszillation im Vakuum [11].

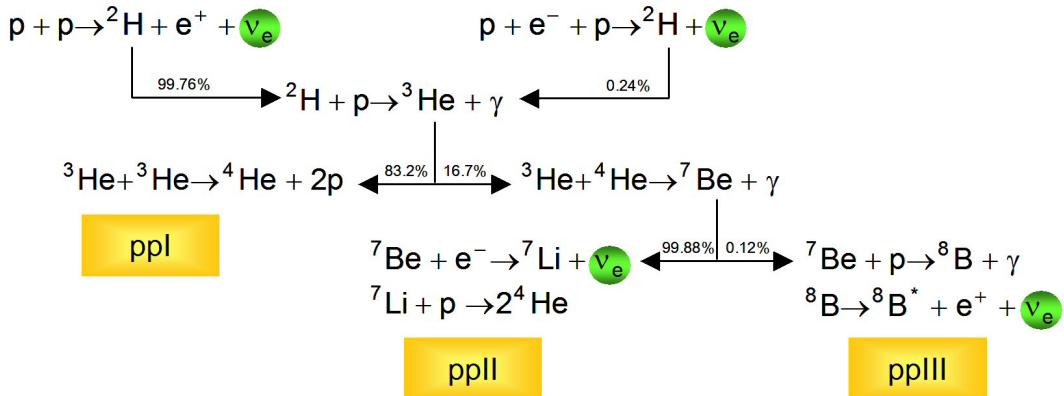


Abbildung 1.1: Der pp-Zyklus zur Fusion von Protonen in Helium nach dem Bahcall-Pinsosault 2004 SSM [12].

1.2 Atmosphärische Neutrinos

Bei der Vermessung des Flusses atmosphärischer Neutrinos ergab sich, ähnlich dem “Sonnenneutrino-Problem”, dass weniger Neutrinos nachgewiesen werden konnten als erwartet. Protonen und Kerne der primären kosmischen Strahlung treffen auf die oberen Schichten der Erdatmosphäre, reagieren dort mit Kernen der Luft und erzeugen dabei Sekundärteilchen wie Pionen, Kaonen und Myonen, die ihrerseits weiterzerfallen:

$$\pi^\pm (K^\pm) \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (1.5)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad (1.6)$$

Im Fall des Kamiokande-Experiments beispielsweise befindet sich der Detektor in einer Mine 1000 m unter der Erdoberfläche. Es können atmosphärische Neutrinos aus unterschiedlichen Richtungen untersucht werden. Man kann mit dem Detektor Neutrinos, die von oben kommen (Zenitwinkel $\theta = 0^\circ$), also aus einer Höhe von einigen 10 Kilometern und Neutrinos, die auf der gegenüberliegenden Seite der Erdkugel (Zenitwinkel $\theta = 90^\circ$) entstehen und eine Strecke von ~ 13000 km zurücklegen. Daten aus dem Kamiokande-Experiment haben gezeigt, dass sich die Flüsse der ν_μ in Abhängigkeit vom Zenitwinkel unterscheiden. Der Fluss von ν_μ , die von der gegenüberliegenden Seite der Erdkugel kommen, ist wesentlich geringer als der Fluss der ν_μ , die von oben kommen. Dieser Effekt, der scheinbar fehlenden μ -Neutrinos, ist ähnlich dem “Sonnenneutrino-Problem” zu erklären: die μ -Neutrinos, die von der gegenüberliegenden Seite der Erdkugel kommen, legen eine weitere Strecke durch Materie zurück. Dadurch kommt es zu der starken Änderung des Flusses im Vergleich zu den μ -Neutrinos, die von oben kommen. Um die Veränderung des μ -Neutrino

Flusses auszudrücken wird dieser mit dem Fluss der Elektron-Neutrinos ins Verhältnis gesetzt. Das Doppelverhältnis

$$R = \frac{(\Phi_{\nu_\mu}/\Phi_{\nu_e})_{\text{data}}}{(\Phi_{\nu_\mu}/\Phi_{\nu_e})_{\text{MonteCarlo}}} \quad (1.7)$$

bringt die experimentell ermittelten und die simulierten Daten in Relation. Ein Übereinstimmen von Experiment und Theorie (MC ohne Oszillation) wird durch $R \lesssim 1$ ausgedrückt. Analysen im Rahmen des Super-Kamiokande Experiments ermittelten

$$R = 0.61 \pm 0.03 \pm 0.05$$

und

$$R = 0.66 \pm 0.05 \pm 0.08$$

Das daraus resultierende Fehlen von μ -Neutrinos wird auf Neutrinooszillationen zurückgeführt.

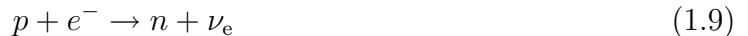
1.3 Neutrinos aus Supernovae

Die innerhalb eines Sterns erzeugte Heliumasche sammelt sich in dessen Zentralbereich an. Ist im Inneren eines massereichen Sterns ($\gtrsim 10$ Sonnenmassen) ein erheblicher Teil des Wasserstoffs verbraucht, so kontrahiert der Kern auf Grund des fehlenden Strahlungsdrucks, was eine Temperaturerhöhung zur Folge hat. Wird eine bestimmte Grenztemperatur überschritten ($\sim 10^8$ K), zündet die Heliumfusion zu Kohlenstoff nach dem Trippel-alpha-Prozess [13]. Währenddessen verlagert sich das Wasserstoffbrennen nach außen und es bildet sich eine schalenförmige Wasserstoffbrennzone. Ist nun der Helium-Vorrat im Kern ebenfalls verbraucht, so bildet sich eine schalenförmige Heliumbrennzone, der Kern kontrahiert, heizt sich auf und startet die nächste Brennstufe. Dieser Zyklus aus Verbrauch des Brennstoffs im Kern, Verlagerung der Brennzone in die Außenbereiche, Kontraktion und Aufheizung des Kerns und Zündung wiederholt sich mehrere Male. In immer kürzeren zeitlichen Abständen starten die unterschiedlichen Brennstufen vom Kohlenstoff-, Sauerstoff-, Neonbrennen bis zur explosionsartigen Fusion von Silizium zu Eisen. Damit kommt es zum Ende der nuklearen Energieerzeugung im Stern, da mit dem Aufbau der Nuklide der Eisengruppe das Maximum der Bindungsenergie pro Nukleon erreicht ist. Das Resultat ist ein Stern mit einer Zwiebelschalenstruktur der verschiedenen Brennstufen und einem wachsendem Eisenkern im Inneren. Dem Sterninneren stehen nun keine nuklearen Energiequellen mehr zur Verfügung und der Zentralbereich kontrahiert bei weiter ansteigender Temperatur. Da diese Kontraktion nicht durch Einsetzen der nächsten Brennstufe, und dem damit verbundenen Strahlungsdruck, aufgehalten wird, kommt es zum Kollaps des Zentralbereichs. Praktisch im freien Fall bewegt sich die Materie ins Sterninnere. Oberhalb einer Temperatur von $5 \cdot 10^9$ bis 10^{10} K besitzen die thermischen Gammaquanten genügend

Energie um die Eisenkerne wieder zu zerstören. Dieser Vorgang nennt sich Photodesintegration:



Ein Teil der beim Kernkollaps freigesetzten Gravitationsenergie wird für die Neutronisierung der Materie durch Elektroneneinfang verbraucht.



Bei einer Dichte, die etwa der von normalen Atomkernen entspricht, besteht die Materie überwiegend aus Neutronen und wird stark inkompressibel [13]. Es bildet sich also im Inneren des sterbenden Sterns ein Neutronenstern, an dessen Oberfläche der Einfall der Materie gebremst wird. Der ein wenig zurückschwingende Neutronenstern erzeugt eine nach außen laufende Stoßwelle. Diese wird, durch die Dissoziation der Atomkerne in Protonen und Neutronen aufgrund der anfänglich hohen Temperaturen, stark gedämpft. Ihre ursprüngliche Energie von $\sim 10^{44}$ J wird bereits nach dem Durchqueren von wenigen 100 km aufgebraucht. Während die, bei der Neutronisierung entstehenden, Neutrinos zu Beginn des Kollapses noch in der Lage sind den Stern ungehindert zu verlassen, ist dies ab einer Dichte von $\sim 10^{15}$ kg/m³ [7] nicht mehr gegeben. Nimmt die Stoßwelle jedoch durch Absorption von Neutrinos (\sim MeV) aus dem Zentralbereich genug Energie auf um zur Sternoberfläche zu gelangen, so kommt es zum Abstoßen der Hülle. Zurück bleibt ein Neutronenstern. Wird hingegen nicht genügend Energie aufgenommen und kommt dadurch die Stoßwelle im Sterninneren zum Halt, so wird die Hülle nicht abgestoßen und es fällt weiter Materie in den Zentralbereich. Wird die Grenzmasse von Neutronensternen überschritten (Tollmann-Oppenheimer-Volkoff-Grenze, 2-3 Sonnenmassen), so kollabiert dieser zu einem Schwarzen Loch.

1.4 Hochenergetische Neutrinos astrophysikalischen Ursprungs

Die vorhergehenden Abschnitte haben Prozesse gezeigt, bei denen Neutrinos mit Energien $\lesssim 10$ GeV entstehen. Nun werden vorhergesagte Beschleunigungsmechanismen und Quellen von Neutrinos höherer Energien bis $\sim 10^{20}$ eV vorgestellt. Deren Untersuchung ist Ziel der akustischen Teilchendetektion und somit des AMADEUS Systems, an dem im Rahmen dieser Arbeit geforscht wurde.

Die, nur außerhalb der Erdatmosphäre direkt beobachtbare, kosmische Strahlung lässt sich durch drei Komponenten beschreiben: zunächst die klassische kosmische Strahlung, die sich aus geladenen Teilchen zusammensetzt, wie z. B. Protonen, Alphateilchen und Elektronen, dann der elektromagnetischen Strahlung und schließlich die Neutrinos. Das Spektrum der kosmischen Strahlung überstreicht einen Energiebereich von einigen 1000 eV bis hin zu über 10^{20} eV. In einem Energiebereich von $\sim 10^{12}$ eV bis $10^{15.5}$ eV folgt das Spektrum einem Potenzialgesetz mit einem Spektralindex von $\gamma \sim 2.7$. Im anschließenden

Energiebereich von $\sim 10^{15.5}$ eV bis $\sim 10^{18.7}$ eV ändert sich der Spektralindex zu $\gamma \sim 3.0$. Der bei $\sim 10^{16}$ eV zu beobachtende Knick im Spektrum wird als Knie bezeichnet und das Abflachen bei $\gtrsim 10^{19}$ eV als Knöchel mit einem $\gamma \sim 4.2$ [14]. Nun werden Mechanismen und Quellen für Teilchenenergien im Bereich des Knöchels betrachtet.

Hochenergetische Neutrinos entstehen beispielsweise als Folgeprodukte von beschleunigten, geladenen Teilchen. Ein Mechanismus, der solch hohe Teilchenenergien zur Folge hat ist die Fermi-Beschleunigung. Diese wird in die Fermi-Beschleunigung erster und zweiter Ordnung unterteilt. Beim Beschleunigungsmechanismus erster Ordnung werden Teilchen an einer Wellenfront reflektiert und gewinnen dabei an Energie. Dies kann zum Beispiel an der Schockfront eines Supernovaüberrests geschehen. Die Fermi-Beschleunigung zweiter Art basiert auf Teilchenkollisionen mit Magnetwolken und einem daraus resultierenden Energiegewinn.

Aktive galaktische Kerne (englisch: Active Galactic Nuclei, kurz AGN) zeichnen sich durch ein supermassreiches Schwarzes Loch im Zentrum aus. Durch Akkretion von Materie bildet sich ein Plasma aus, das Strahlung im optischen, ultra-violetten und Röntgenbereich emittiert. Teilchen in diesem Plasma werden durch den vorgestellten Fermi-Mechanismus beschleunigt. Das Spektrum von AGNs hängt stark von der relativen Position des Beobachters zum AGN. Ein Beobachter, der sich in der Ebene der Akkretionsscheibe befindet wird den AGN als starke Radioquelle wahrnehmen, da ein Staubtorus, der die Akkretionsscheibe umgibt, das sichtbare Licht absorbieren wird. Blickt man direkt in den sogenannten Jet, der senkrecht auf die Akkretionsscheibe steht, kann man ein sehr lichtstarkes, punktförmiges Objekt, einen Blasar beobachten. Für andere Betrachtungswinkel spricht man zum Beispiel von Seyfert Galaxien Typ 1 und 2 [13].

Gammastrahleausbrüche (englisch: Gamma Ray Bursts, kurz GRB) sind Energieausbrüche von astrophysikalischen Objekten, von denen große Mengen elektromagnetischer Strahlung im γ -Bereich ausgehen. Ihre Dauer reicht von Millisekunden bis zu einigen Minuten. Der erste GRB wurde 1967 durch den amerikanischen Spionagesatelliten Vela beobachtet. Für die Dauer seines Ausbruchs ist ein GRB “heller” als alle übrigen Gammastrahlenquellen am Himmel. In der entstandenen Schockfront werden Elektronen und Protonen beschleunigt. Diese können dann in weiteren Reaktionen Neutrinos erzeugen, die durch das Universum propagieren [11, 13].

Protonen die auf Energien $> 6 \cdot 10^{19}$ eV beschleunigt werden, können mit Photonen der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung über eine Δ -Resonanz wechselwirken und Energie verlieren. Die Schwelle, bei der es zu diesem Energieverlust kommt wurde von Greisen, Zatsepin und Kuzmin (GZK) bestimmt. Es kommt zu folgender Reaktion

$$\begin{aligned}
 p + \gamma &\rightarrow \Delta^+ + n \rightarrow \Pi^+ + n \\
 &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
 &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e.
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

Bei Untersuchungen der Pierre Auger Collaboration wurde festgestellt, dass der Fluss der kosmischen Strahlung ab einer Energie von 4×10^{19} eV stark abnimmt. Da keine nahen Quellen, die Strahlung solch hoher Energie erzeugen können, beobachtet wurden, wird angenommen, dass sie fernen Quellen entspringt, über den gezeigten GZK-Effekt

wechselwirken und es somit zu dieser Abnahme kommt. Da Teilchen solch hoher Energie nachgewiesen wurden, müssen GZK-Neutrinos existieren. Falls deren Nachweis gelingt, kann man wiederum auf deren Ursprung rückschließen. Um die Energieschwelle, die für deren Nachweis erforderlich ist zu erreichen braucht man ein Detektorvolumen von $\gtrsim 100 \text{ km}^3$.

Kapitel 2

Experimenteller Neutrinosnachweis

Die heute betriebenen Neutrino-Teleskope, wie zum Beispiel Super-Kamiokande, sind Wasser-Čerenkov-Detektoren. Bei diesem Detektionsverfahren wird ein möglichst großes Wasservolumen mittels Photomultipliern instrumentiert. Im Falle des Super-Kamiokande Detektors wird ein 50000 m^3 großer Tank, gefüllt mit hochreinem Wasser, entlang der Berandung mit 13000 Photomultipliern instrumentiert ($E_\nu \gtrsim 5 \text{ MeV}$). Die Vorgehensweise beim ANTARES-Detektor ist ähnlich. Hier wird Meerwasser als Detektormedium mit einem Volumen von 0.012 km^3 genutzt. Bei ANTARES sind die einzelnen Detektionsmodule über das Volumen verteilt und befinden sich in dem instrumentierten Detektorvolumen ($E_\nu > 100 \text{ GeV}$). Ein weiterer Schritt, um die Energieschwelle erhöhen zu können ($E_\nu > \text{EeV}$), ist die Instrumentierung eines noch größeren Detektorvolumens. Um dies technisch umsetzen zu können, wird in ANTARES die Machbarkeit der akustischen Teilchendetektion untersucht.

2.1 Das ANTARES-Experiment

Im Jahr 1996 formte sich die ANTARES-Kollaboration (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) mit dem Ziel ein Neutrino-Teleskop im Mittelmeer zu errichten. Im Rahmen der Kollaboration wurde das Teleskop in Form eines Wasser-Čerenkov-Detektors geplant und errichtet, dessen Aufgabe der Nachweis hochenergetischer Neutrinos aus kosmischen Quellen ist.

Diese hochenergetischen Neutrinos werden, wie in Abschnitt 1.4 gezeigt, durch unterschiedliche Mechanismen in unterschiedlichen Quelltypen im Universum erzeugt. Eine besondere Eigenheit der Neutrinos ist, dass sie auf Grund ihrer geringen Wechselwirkung ihre Quellen ungehindert verlassen können. Eine weitere Eigenschaft ist, dass die Neutrinos nach dem Verlassen ihrer Quelle nahezu ungehindert, d.h. ohne die Beeinflussung durch Materie und Magnetfelder, weite Strecken durch das Universum bis hin zur Erde zurücklegen können und dadurch direkt zu ihrer Quelle weisen. Nachdem die Neutrinos über den geladenen Strom mit Kernen reagiert haben, entstehen geladene Sekundärteilchen, die sich weiter ausbreiten. In ANTARES werden die Sekundärteilchen die durch den Detektor

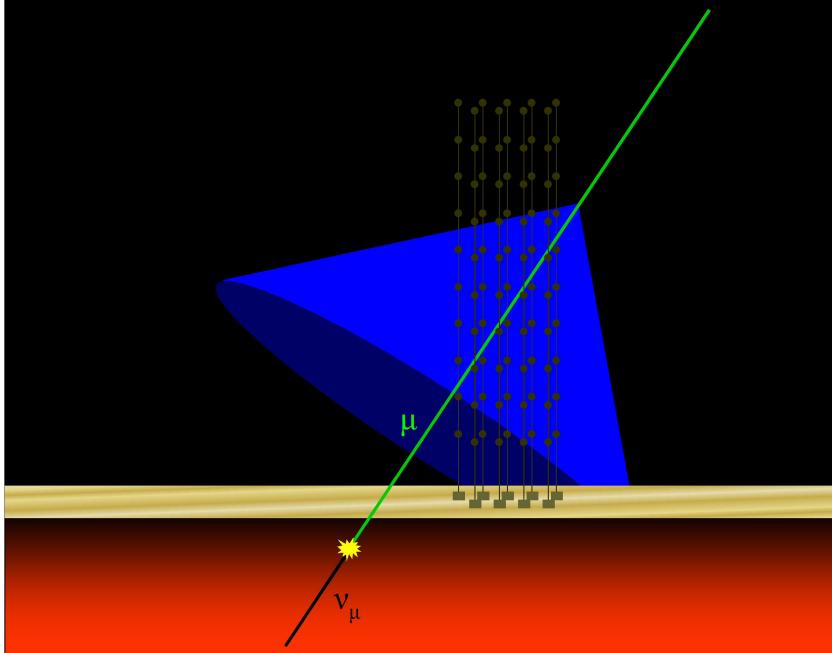


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Detektionsverfahrens des ANTARES-Detektors

propagieren nachgewiesen. Da hier hochenergetische Neutrinos wechselgewirkt haben, werden sich die entstandenen Sekundärteilchen auf nahezu der gleichen Bahn weiterbewegen. Der ANTARES-Detektor ist dafür optimiert, die bei der Reaktion $\nu_\mu + X \rightarrow \mu + X$, entstandenen Myonen nachzuweisen. Da die Geschwindigkeit der Myonen oberhalb der Lichtgeschwindigkeit in Wasser liegt kommt es zur Emission von Čerenkovlicht. Dabei beschreibt die entlang der Teilchenflugbahn ausgesandte Strahlung einen Kegel. Aus dem Verhältnis von Lichtgeschwindigkeit des Mediums zur Geschwindigkeit des Teilchens ergibt sich der Öffnungswinkel θ zwischen Teilchenbahn und Ausbreitungsrichtung der Čerenkovstrahlung nach folgendem Zusammenhang:

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

Bei einem Brechungsindex von 1.34 beträgt der Öffnungswinkel des Kegels in Meerwasser $\theta \approx 42^\circ$. Die Photonen der Čerenkovstrahlung werden mittels Photomultipliern nachgewiesen. Da die Ankunftszeiten in den Photomultipliern und deren Position bekannt ist, kann auf die Bahn und Energie des Myons und somit die des hochenergetischen Neutrinos geschlossen werden (vgl. Abb. 2.1).

Das ANTARES-Neutrinoleskop wurde etwa 40 km südlich von Toulon (Südfrankreich) in einer Tiefe von 2400 m auf dem Grund des Mittelmeeres installiert. Auf einer Grundfläche von 0.04 km^2 wurden 12 sogenannte ‘Lines’ in einer horizontalen Entfernung von jeweils 60 – 80 m zueinander fixiert. Diese vertikalen Lines sind die Basis der dreidimensionalen Instrumentierung des Detektorvolumens und Träger der einzelnen optischen De-

tektionseinheiten. Durch eine Boje am oberen Ende wird jede Line vertikal auf Spannung gehalten und durch ein Gewicht am Boden fixiert. Jede Line trägt 25 Stockwerke, auf denen sich jeweils drei optische Module (OM) und ein Titan-Zylinder, der die Steuer- und Ausleseelektronik beinhaltet, befinden. Bei den OM handelt es sich um eine Einheit aus einer Glaskugel mit ca. 40 cm Durchmesser und einem sich darin befindlichen 10" Photomultiplier (PMT). Eine weitere Line, die sogenannte Instrumentationline (IL07) trägt Messgeräte zur Untersuchung der Umgebung und akustische Sensoren. Die Zentrale Einheit des ANTARES-Detektors stellt die sogenannte 'Junction Box' (JB) dar. Mit ihr sind die einzelnen Lines über Bodenkabel verbunden. Die JB selbst ist über eine Glasfaserleitung mit der Küstenstation verbunden und ist somit die Schnittstelle zwischen Detektor und Steuerzentrale an Land. Sie versorgt den Detektor mit Energie und übermittelt die digitalen Daten an Land. In Abb. 2.2 ist schematisch die Installation des ANTARES-Detektors auf dem Meeresgrund zu sehen.

2.2 Der AMADEUS-Aufbau

Im März 2005 begann man im Rahmen des AMADEUS-Experiments (Antares Modules for Acoustic Detection under the Sea) in Erlangen mit Machbarkeitsstudien zur akustischen Teilchendetektion. Es wurden akustische Detektionseinheiten in den ANTARES-Detektor integriert, die Ende 2007 bzw. Mitte 2008 in Betrieb genommen wurden. Diese wurden räumlich verteilt positioniert um Schallquellen und Untergrundrauschen zu untersuchen.

Bei der Installation des AMADEUS-Systems wurde auf die bereits vorhandene Infrastruktur des ANTARES-Experiments zurückgegriffen. Es wurden jeweils drei akustische Stockwerke in die Line 12 und die Instrumentation-Line (IL07) integriert (vgl. Abb. 2.2). Jedes dieser Stockwerke trägt sechs akustische Sensoren, die an die Stelle der Photomultiplier des ANTARES-Experimentes treten. Die Sensoren basieren auf dem piezoelektrischen Effekt, sie sind sensitiv auf Druckschwankungen und wandeln diese in ein analoges, elektrisches Signal um. Verbaut wurden drei unterschiedliche Versionen: ein Stockwerk trägt drei sogenannte 'akustische Module' (AMs), die in Erlangen entwickelt wurden. Ein AM ist im Wesentlichen eine ANTARES-Glassphäre, in der anstatt eines PMTs zwei Piezokeramiken eingeklebt wurden. Des Weiteren wurden zwei unterschiedliche Ausführungen von Hydrophonen verwendet: es kommen Konstruktionen aus Erlangen und kommerzielle Modelle des Herstellers HTI [15] zum Einsatz. Die in der schematischen Abbildung 2.2 integrierten Fotos zeigen den Einsatz der unterschiedlichen akustischen Bauelemente.

Weiterer Bestandteil eines Stockwerkes ist die Zentraleinheit, das 'Local Control Module' (LCM). Dies ist ein Titanzyylinder, der die Elektronik zur Steuerung, Kontrolle und Datenauslese trägt. Um die Stockwerke in das ANTARES-System einbinden zu können wurde das 'AcouADC board' entwickelt. Dieses ersetzt den bei ANTARES eingesetzten Analogue Ring Sampler [16], welcher die von den PMTs ankommenden Signale ausliest und digitalisiert. Das AcouADC board kann die Signale zweier Sensoren auslesen. Seine Funktionsweise kann in zwei Teile aufgeteilt werden: einem analogen und einem digitalen. Der analoge Teil verstärkt und filtert das Signal. Das daraus resultierende Signal wird

mittels eines Analog-Digital-Wandlers (ADC) digitalisiert, welcher eine Samplingrate von maximal 500 kSamples/s und eine Auflösung von 16 bit besitzt² und von dem digitalen Teil der AcouADC weiterverarbeitet und in ein ANTARES spezifisches Format gebracht wird. Die Daten werden via ‘DAQ board’ (“Data Aquisition”) an Land gesendet. Neben der Datennahme dient das ‘DAQ board’ auch der Überwachung und Steuerung des Detektors. Weitere Komponenten sind das sog. ‘Clock board’ [17] und eine Kompasskarte, mit der die Orientierung des LCMs gemessen werden kann. Außerdem können Parameter wie Luftfeuchtigkeit überwacht werden. Die Daten des AMADEUS Aufbaus werden in vier serverartigen Computern an Land weiterverarbeitet, die im ANTARES-Kontrollraum in La Seyne sur Mer (Südfrankreich) installiert sind. Entsprechend ihrer Aufgaben, wurden die vier Rechner eingerichtet:

- Steuerung, Kontrolle und Servicedienste
- Datenfilterung (2 Rechner)
- Speicherung der gefilterten Daten

Da in dem Cluster nur begrenzt Speicher für die Datenspeicherung zur Verfügung steht, werden die Daten in einem festen Zyklus an ein Rechenzentrum in Lyon übertragen und dort archiviert. Überwacht und gesteuert wird der AMADEUS-Detektor von Erlangen.

²500 kSamples/s entspricht ein Datensample alle 2 μ s

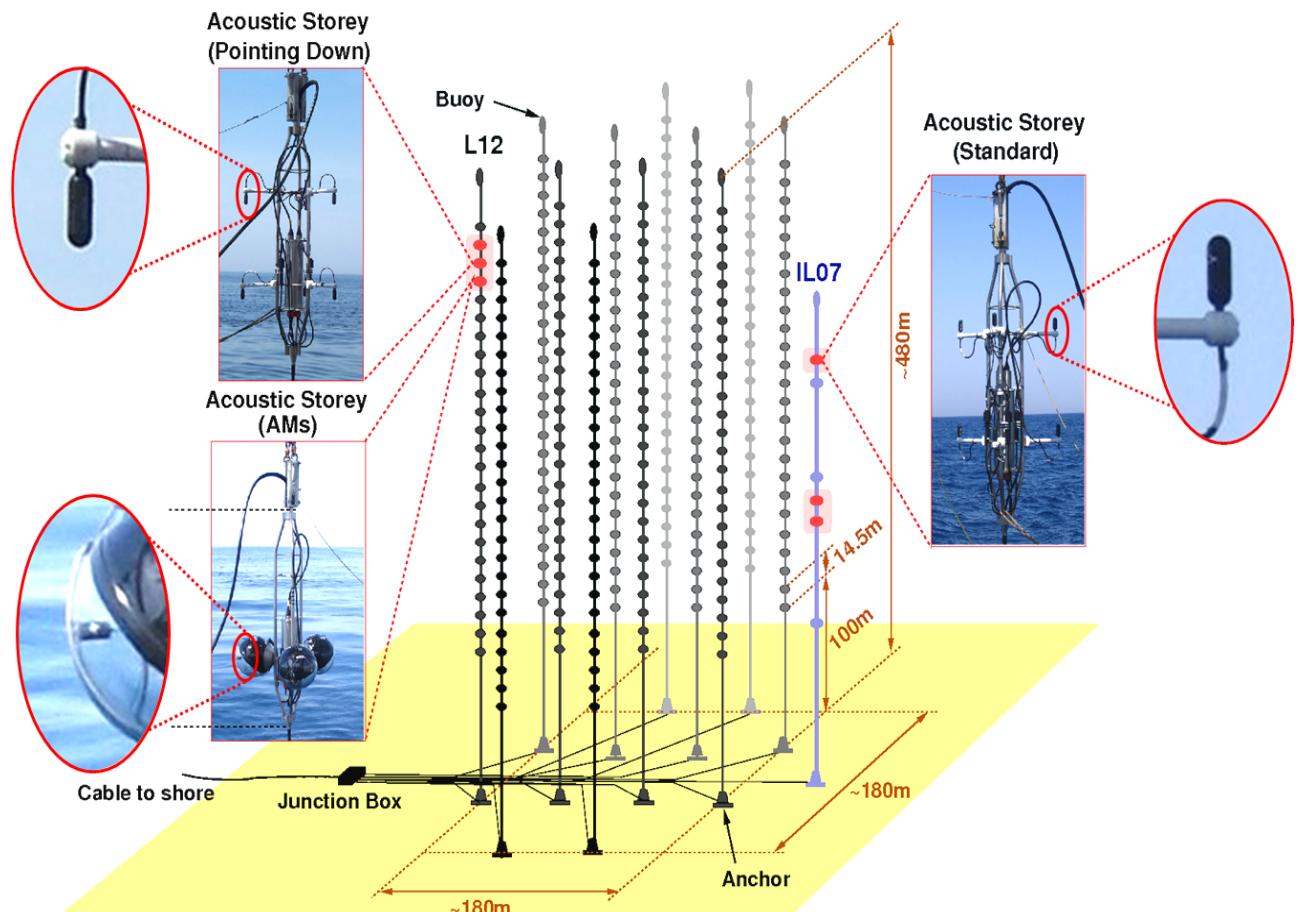


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des ANTARES-Detektors: in rot dargestellt sind die akustischen Stockwerke des AMADEUS-Systems auf den Lines L12 und IL07 zu sehen. Das Foto links unten zeigt ein Stockwerk ausgestattet mit AMs und der vergrößerte Ausschnitt, eine in der Glassphäre eingeklebte Piezokeramik. Die beiden oberen Fotos zeigen jeweils mit Hydrophonen bestückte Stockwerke. Anhand der Vergrößerungen kann man eine unterschiedliche Orientierung der einzelnen Hydrophone zum Zwecke von Untergrundstudien erkennen.

Kapitel 3

Akustische Teilchendetektion in der Tiefsee

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Prinzipien der akustischen Neutrinodetektion vorgestellt. Es wird die Entstehung und Ausbreitung neutrino-induzierter Schallwellen erläutert und die Form und die Charakteristika der Schallsignale dargelegt. Außerdem werden die relevanten Eigenschaften von Meerwasser als Detektionsmedium bezüglich akustischer Teilchendetektion und die Quellen akustischen Untergrundes in der Tiefsee vorgestellt.

3.1 Entstehung und Ausbreitung einer teilcheninduzierten Schallwelle

Die Entstehung einer Schallwelle begründet sich durch eine lokale Druckschwankung in einem Medium und breitet sich durch Dichteschwankungen aus. Je nach Medium können sowohl Transversal- als auch Longitudinalwellen auftreten. In Gasen und Flüssigkeiten kommt es zur longitudinalen Ausbreitung, in Festkörpern kann es auch zur transversalen Ausbreitung kommen. Die Ausbreitung einer Schallwelle kann makroskopisch durch lokale Druckschwankungen, sprich Schwingungen der einzelnen Teilchen um eine feste Ruhelage, beschrieben werden.

Die primäre, die Schallwelle begründende, Druckänderung kann z.B. von einer beschleunigten Ausdehnung des Mediums durch eine lokale Erwärmung, etwa hervorgerufen durch eine Energiedeposition in einem Bereich herrühren. Man kann die Druckschwankungen der Schallwelle in direkten Zusammenhang mit der deponierten Energie und ihrem zeitlichen Verlauf bringen. Die entstandene Schallwelle lässt sich durch die jeweilige Druckschwankung $p(\vec{r}, t)$ am Ort \vec{r} zur Zeit t beschreiben. Das von G. A. Askaryan [18] aufgestellte thermoakustische Modell zeigt, wie die Energieverteilung einer Teilchenkaskade als Auslöser einer Schallwelle verstanden werden kann (vgl. Abb. 3.1). Mathematisch beschrieben wer-

den Schallwellen in diesem Modell als Lösung der inhomogenen Wellengleichung

$$\frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p(\vec{r}, t)}{\partial t^2} - \Delta p(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial^2 \epsilon(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

unter Berücksichtigung des thermischen Expansionskoeffizienten α , der Wärmekapazität C_p bei konstantem Druck und der Schallgeschwindigkeit c_s für Wasser. $\epsilon(\vec{r}, t)$ beschreibt die räumliche und zeitliche Energieverteilung der Teilchenkaskade, die die Schallwelle induziert.

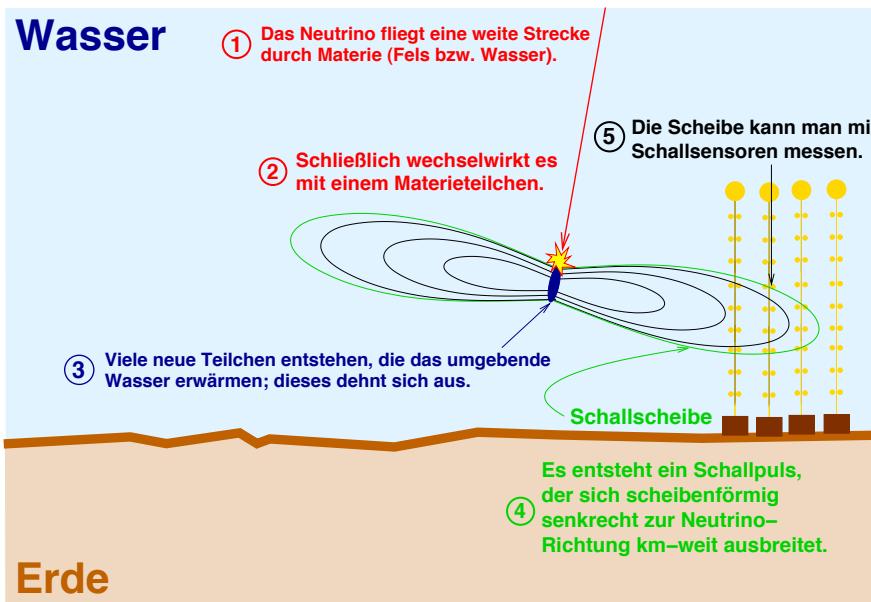


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Teilchennachweises durch den AMADEUS-Detektor

3.2 Charakteristika des Signals

Im Folgenden werden die Signalcharakteristika dargestellt, die nach dem thermoakustischen Modell für Neutrinoreaktionen zu erwarten sind. Der durch die Wechselwirkung eines Neutrinos mit Wasser, induzierte hadronische Schauer erzeugt auf Grund seiner Form und zeitlichem Verlauf ein charakteristisches Signal. Der Schauer ist etwa 10 m lang, hat jedoch nur einen Durchmesser von einigen Zentimetern. Aufgrund dieser Geometrie ist die Schallausbreitung gerichtet. Die Wellenfront breitet sich ringförmig, senkrecht zur Schauerachse aus. Dieser Sachverhalt ist graphisch in Abb. 3.1 dargestellt. Zu sehen ist eine zweidimensionale Projektion des Schauers und der Isobaren der Schallwelle. Da die Energiedeposition im Schauer sehr schnell abläuft, kann man die Energiedeposition zum Zeitpunkt t_0 als instantan annehmen und $\epsilon(\vec{r}, t)$ als

$$\epsilon(\vec{r}, t) = \tilde{\epsilon}(\vec{r}) \Theta(t - t_0) \text{ bzw. } \frac{\partial}{\partial t} \epsilon(\vec{r}, t) = \tilde{\epsilon}(\vec{r}) \delta(t - t_0) \quad (3.2)$$

formuliert werden. Θ ist die Heavyside Stufenfunktion und δ die Dirac'sche δ -Distribution. Die Wellengleichung 3.1 lässt sich mit Hilfe des Kirchhoff-Integrals wie folgt lösen:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi C_p} \int \frac{d^3 r'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s}) \quad (3.3)$$

Setzt man nun Gleichung 3.2 in Gleichung 3.3 ein, ergibt sich für alle $t > t_0$ die Gleichung:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi C_p} c_s^2 \frac{\partial}{\partial R} \int_{Kugel} d^2 r' \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r}')}{R} \quad (3.4)$$

Bei diesem Integral handelt es sich um ein Kugeloberflächenintegral mit Mittelpunkt am Ort des Beobachters und einem Radius $R = c_s(t - t_0)$ [17]. Dies bedeutet, dass sich für einen Beobachter am Ort \vec{r} das Signal zum Zeitpunkt t als Superposition aller in einer Entfernung von $R = c_s(t - t_0)$ erzeugten Signalanteile darstellt [17, 6]. Letztendlich bildet sich ein charakteristisches bipolares Signal aus. Abb. 3.2(a) zeigt so ein bipolares Signal. Man kann sehen, dass der erste Peak schmal und hoch ist, der von einem zweiten, kleineren etwas breiteren, negativen Peak gefolgt wird. Die pulsartige Form des Signals in der Zeitdomäne hat ein breitbandiges Energiedichtespektrum zur Folge. Dieses nimmt mit der Frequenz zu, hat ein Maximum bei ~ 10 kHz und nimmt dann wieder ab (vgl. Abb. 3.2(b)). Die genaue Form des bipolaren Signals hängt von der Ausdehnung des Schauers und der Lage des Beobachtungsortes relativ zu diesem ab. Der zeitliche Abstand der beiden Extrema des Signals hängt ebenfalls im Wesentlichen von der Lage des Beobachtungsortes zum Schauer ab. Das in Abb. 3.2(a) dargestellte Signal zeigt einen Abstand der Peaks von ca. 20 μ s. Die Amplitude des bipolaren Signals nimmt mit der Entfernung von der Quelle im Bereich des Nahfeldes mit $\frac{1}{\sqrt{r}}$ und im Bereich des Fernfeldes mit $\frac{1}{r}$ ab.

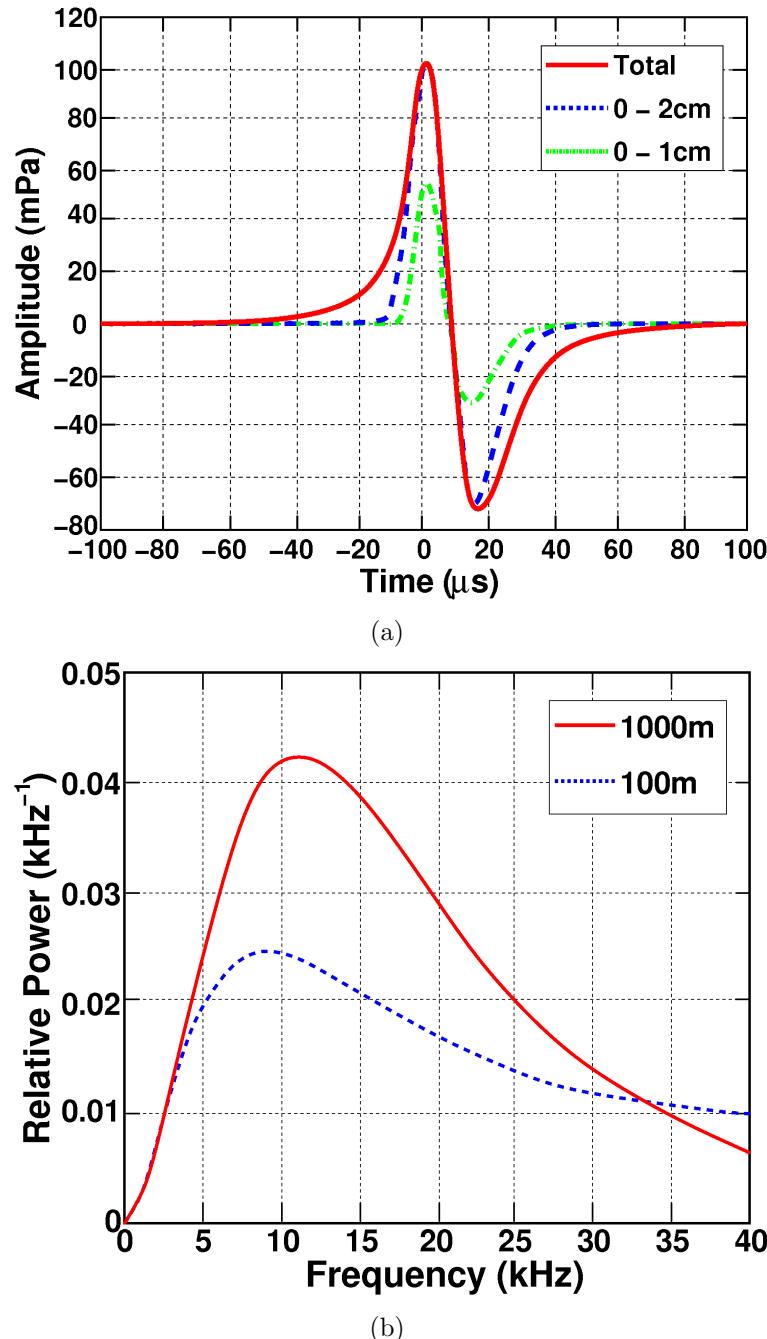


Abbildung 3.2: Akustisches Signal (a) und relative Leistungsdichte (b) eines neutrinoinduzierten akustischen Signals adaptiert von [19]

3.3 Tiefenabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit im Meer

In einem großvolumigen Medium breitet sich Schall in der Regel nicht vollständig geradlinig aus. Die Schallgeschwindigkeit ist eine Größe, die Einfluss auf die Schallausbreitung nimmt. Sie hängt vom Medium ab, in dem die Schallausbreitung stattfindet. Für Luft beträgt diese zum Beispiel etwa 330 m/s und für Wasser etwa 1500 m/s. Im Meer haben primär Temperatur und Druck Einfluss auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls. Der Einfluss des Salzgehaltes auf die Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe ist vernachlässigbar. Stellt man die Entwicklung der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe am ANTARES Standort dar, kann man sehen, dass es in einer Tiefe von ~ 100 m zu einem Minimum der Geschwindigkeit kommt. Von der Meeresoberfläche bis hin zu dieser Tiefe nimmt die Temperatur ab und lässt die Geschwindigkeit ebenfalls abnehmen. Ab etwa 100 m ist die Temperatur nahezu konstant bei 13.4°C und die Druckentwicklung der dominierende Faktor. Der zunehmende Druck lässt die Schallgeschwindigkeit

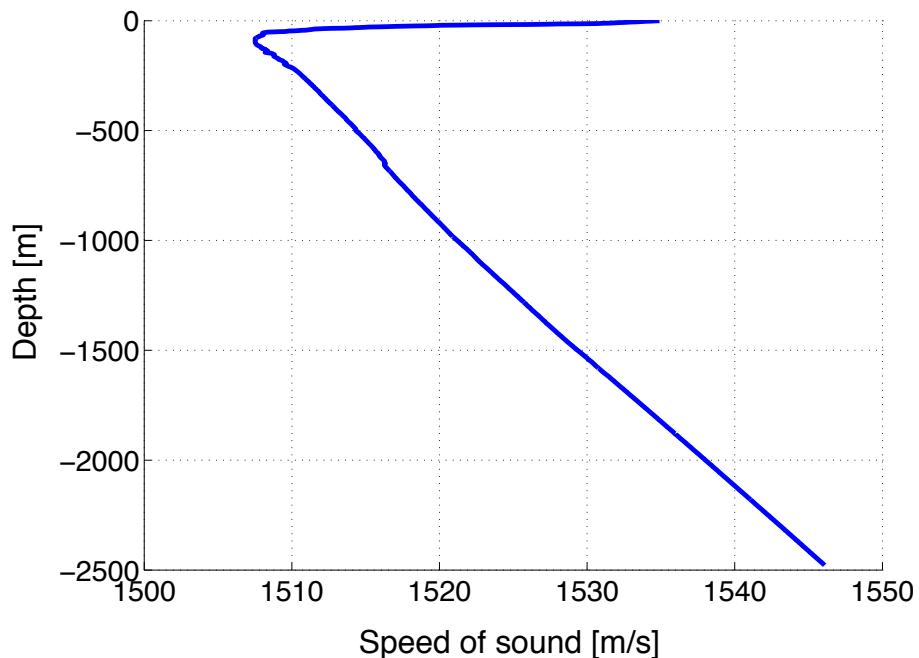


Abbildung 3.3: Entwicklung der Schallgeschwindigkeit im Mittelmeer (ANTARES Standort) in Abhängigkeit von der Tiefe. Die Daten auf denen der Plot basiert wurden nahe dem ANTARES-Standort im August 2007 genommen.

mit der Tiefe, von dem Minimum weg wieder ansteigen. Schallwellen werden zum Minimum des beschriebenen Geschwindigkeitsprofil (vgl. Abb. 3.3) hin gebeugt. Durch dieses Geschwindigkeitsprofil ist keine geradlinige Schallausbreitung möglich. Detektiert man eine Schallquelle in großer Entfernung, muss man bei der Ortsrekonstruktion beachten, dass der tatsächliche Ort der Quelle von der Rekonstruierten abweicht.

3.4 Akustischer Untergrund in der Tiefsee und dessen Quellen

Das Studium und Verständnis des akustischen Untergrunds ist grundlegend um die Machbarkeit der akustischen Teilchendetektion festzustellen. Der akustische Untergrund setzt sich im Wesentlichen aus zwei Klassen zusammen: Rauschen, das aus Leistungssignalen besteht und Energiesignale (siehe Abschnitt 4.2), die dem bipolaren Signal des Teilchenschauers ähnlich sind, z.B. findet man im Bereich der Meeresbiologie Quellen bipolarer Signale.

Da das Meer voll von Quellen unterschiedlichster akustischer Signale ist, reicht das Frequenzband des Untergrunds von Frequenzen weniger Hz bis hin zu mehreren hundert kHz. Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, dass sich der zu erwartende Frequenzbereich eines bipolaren Signals von etwa zwei kHz bis hin zu ~ 40 kHz erstreckt (vgl. Abb. 3.2) und sich somit der vom AMADEUS-System zu untersuchende Bereich auf diesen erstreckt. Der Frequenzbereich von einigen Hz bis hin zu etwa einem kHz wird von Rauschen, verursacht durch Schiffsverkehr, Industrie und Hafenanlagen an der Küste und Wellengang dominiert, was diesen Bereich aufgrund der niedrigen spektralen Leistungsdichte des zu erwartenden Signals für die tatsächliche Teilchendetektion ausschließt. Das Rauschen, das sich dem vorherigen Bereich anschließt und über einen Bereich von ca. 1 – 50 kHz erstreckt, wird in erster Linie durch Wind und Wellengang an der Meeresoberfläche erzeugt, was sich jedoch bis in große Tiefen ausbreiten kann. Brechende Wellen und besonders deren Gischt bringen Luftbläschen ins Wasser, die zerplatzen und dadurch ein akustisches Signal bipolarer Form erzeugen. Die Überlagerung dieser einzelnen Signal resultiert dann in Rauschen. Bei steigender Frequenz dominiert zunehmend die Brown'sche Molekularbewegung. Zu Beginn des Abschnitts wurde erwähnt, dass in der Meeresbiologie Quellen bipolarer Signale existieren. Delphine und Wale nutzen derartige Laute für die Beuteortung. Diese Signale können zum einen für Studien zur Ortsrekonstruktion im AMADEUS-System verwendet werden und zum anderen zur Filterentwicklung. Im Rahmen dieser Arbeit wird untersucht, mit welcher Reinheit und Effizienz, Delphinklicks durch einen Matched Filter identifiziert werden können mit dem Ziel einer möglichen Trennung zwischen bipolaren Signalen biologischen Ursprungs und von Neutrinos.

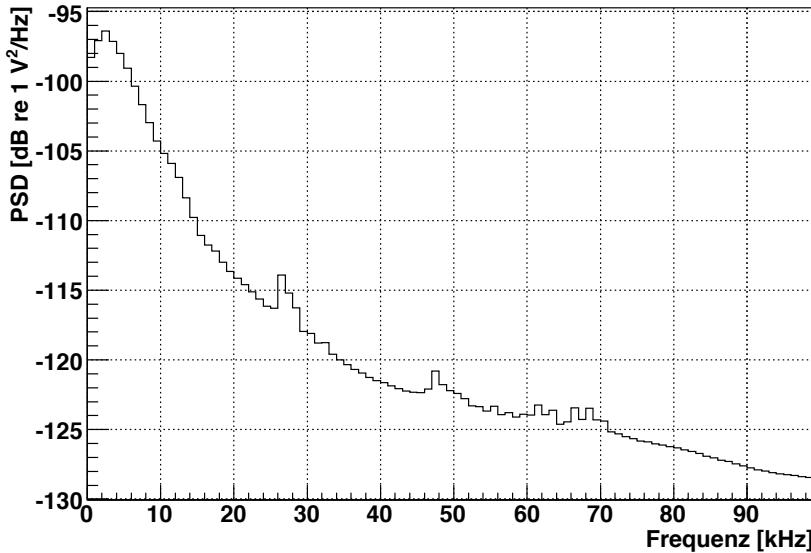


Abbildung 3.4: PSD gemittelt über verschiedene Werte des Seegangs (englisch: sea state) am AMADEUS-Standort

3.5 Delphinklick

Die von Delphinen emittierten Laute lassen sich in zwei Klassen unterscheiden [20]. Zum einen gibt es Pfeiftöne (englisch: whistles), die zur Kommunikation unter den einzelnen Tieren dienen und Klickgeräusche (englisch: clicks), welche der Delphin zur Ortung von Beute einsetzt, bis er sie letztendlich fängt. 'Whistles' sind im Vergleich zu Klickgeräuschen langandauernde Signale, die eine Signallänge von bis zu etwa einer Millisekunde erreichen können. Das Frequenzspektrum eines 'whistles' umfasst einen Bereich von etwa 4 – 20 kHz. Bei einem Klick hingegen ist eine bipolare Signalform zu erkennen, ähnlich einem neutrino-induzierten Signal. Die Signallänge eines Klicks ist im Vergleich zu einem 'whistle' kürzer und hat eine Länge von 20 bis 200 μ s [20, 21]. Das Frequenzspektrum eines Klicks erstreckt sich bis ca. \sim 60 kHz und weist ein Maximum bei \sim 18 kHz auf (vgl. Abb. 3.5). Eine weitere interessante Eigenschaft der Delphine ist, dass sie die Emissionsfrequenz einzelner Klicks zur Veränderung der Ortsauflösung variieren. Gehen Delphine auf Beutefang, tasten sie zunächst mit einer groben Auflösung, das heißt mit einer niedrigen Emissionsfrequenz der einzelnen Klicks, ihre Umgebung ab. Haben sie bei dieser Abtastung ein Beutetier ausfindig gemacht, so steigern sie die Ortsauflösung durch schneller aufeinanderfolgendes Ausstoßen von Klicks. Diese Strategie ist notwendig um dem bewegten Ziel zu folgen und es schließlich zu fangen. Die beschriebene Erhöhung der Emissionsfrequenz von Klicks nach Erfassen des Beutetiers wird in der Fachliteratur als 'click train' [20] beschrieben.

Delphine haben zu beiden Seiten des Nasengangs, der zum Blasloch führt, drei Paar Luftsäcke. Diese unterscheiden sich in Form und Größe. Durch Muskelkontraktionen werden diese bewegt und Luft bei geschlossenem Blasloch in Bewegung versetzt. Der erzeugte Luft-

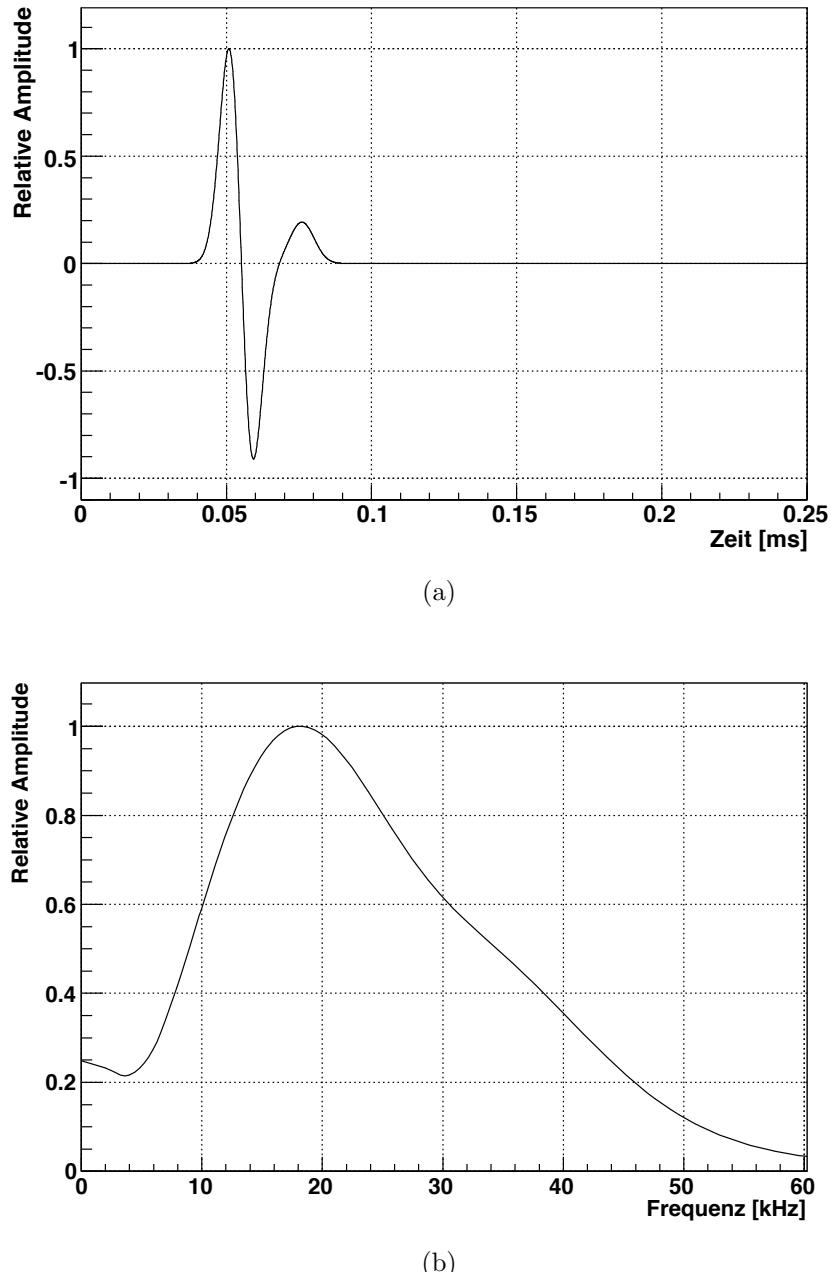


Abbildung 3.5: Dargestellt sind ein nach [21] parametrisierter Delphinklick (a) und dessen Frequenzspektrum (b). Die Maxima der Graphen wurden jeweils auf 1 normiert.

strom regt dann Gewebestrukturen zu Schwingungen an [20]. Die Klicklaute werden direkt von der, über den Luftsäcken liegenden, Schädeldecke reflektiert und von Fettgewebe, der sog. Melone nach vorne fokussiert (vgl. Abb. 3.6). Da das Gewebe der Melone keine homogene Dichte besitzt, sondern einen weniger dichten Zentralbereich, der mit Gewebe höherer

Dichte umgeben ist, wird sich der Schall in ihr mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten ausbreiten und kann dadurch fokussiert werden (vgl. Abschnitt 3.3). Durch Kopfbewegungen tasten die Delphine dann ihre Umgebung ab. Die reflektierten Schallwellen werden dann über den Unterkieferknochen zum Gehör des Delphins geleitet.

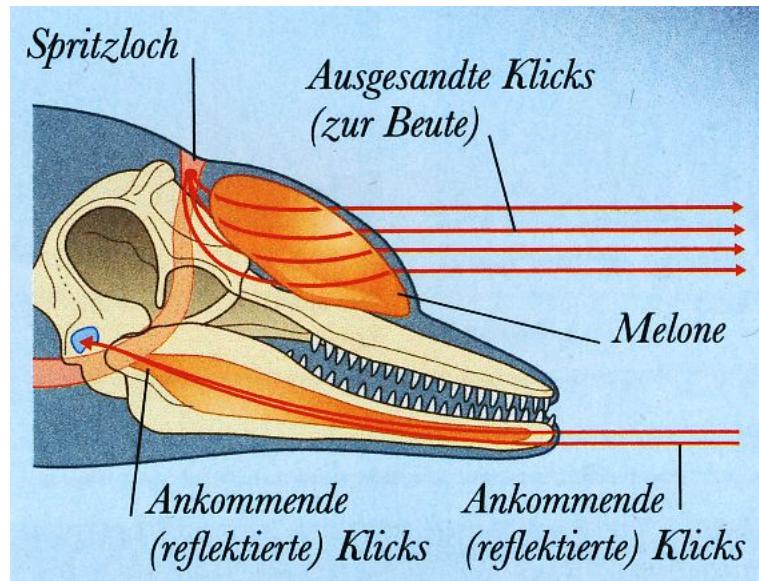


Abbildung 3.6: Die Darstellung zeigt die Region in der, der Delphin Klicks und andere Laute erzeugt. Außerdem ist dargestellt, wie Klicks durch die sog. Melone gerichtet werden und den Delphin verlassen [22].

Kapitel 4

Datennahme und Signalverarbeitung

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Datennahme bis hin zur Signalverarbeitung im AMADEUS System. Angefangen von dem, mittels Hydrophon, gemessenem Spannungssignal über das gewandelte Digitalsignal, bis hin zu dessen digitaler Verarbeitung. Es wird ein Matched Filter und die zur Filterung verwendeten Signalcharakteristika eingeführt.

4.1 Analoge Signalbehandlung und Digitalisierung

Im Rahmen des AMADEUS-Experiments werden von piezobasierten akustischen Sensoren gelieferte Daten aufgezeichnet. Schall wird in den Sensoren in ein kontinuierliches Spannungssignal umgewandelt. Um die Signale speichern und weiterverarbeiten zu können muss das Spannungssignal digitalisiert werden. Wesentlich bei dem Vorgang der Digitalisierung ist, dass ein zeitlich kontinuierliches Signal $s(t)$ mit einer vorgegebenen Samplingrate (SR) abgetastet und diskretisiert wird. Je höher die Samplingrate, desto detaillierter kann das ursprünglich kontinuierliche Signal in seinem zeitlichen Verlauf rekonstruiert werden. Die Höhe der Samplingrate hat jedoch auch Einfluss auf den benötigten Speicher. Wird ein Signal der Länge T mit zwei unterschiedlichen Samplingraten SR_1 und SR_2 abgetastet, wobei $SR_1 > SR_2$, wird für das mit SR_1 abgetastete Signal mehr Speicher benötigt werden als für das mit SR_2 abgetastete. Im Fall des AMADEUS-Experiments werden die Daten mit einer Rate von 250 kSamples/s gesampt.

Während das kontinuierliche Signal $s(t)$ abgetastet wird, werden die Amplitudenwerte von $s(t)$ entsprechend der Bittiefe durch diskrete Werte beschrieben. Eine Bittiefe von 16 Bit Diskretisierungsstufen ermöglicht die Darstellung von $2^{16} = 65536$ Amplitudenwerten. Das bedeutet, dass mit dem AMADEUS System bei dieser Samplingrate und Bittiefe pro Tag bis zu ~ 1.5 TB an Rohdaten genommen werden können. Zur weiteren Datenreduktion werden diese Rohdaten gefiltert und gespeichert.

4.2 Energie- und Leistungssignal

Im folgenden werden akustische Signale in zwei Klassen aufgeteilt. Es wird zwischen der Klasse der Energie- und der Klasse der Leistungssignale unterschieden. Ein Energiesignal zeichnet sich durch ein zeitlich begrenztes Signal $s(t)$ mit endlicher, von Null verschiedener Signalenergie E aus.

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} |s(t)|^2 dt < \infty \quad (4.1)$$

Als Beispiel kann man zeitlich begrenzte Ausschwingvorgänge oder einzelne Pulse nennen. Ein Leistungssignal hingegen zeichnet sich dadurch aus, dass bei mittlerer endlicher Leistung P die Signalenergie E unendlich wird.

$$P = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} |s(t)|^2 dt < \infty \quad (4.2)$$

Als Beispiel für ein Leistungssignal kann man periodische Signale wie Sinusschwingungen, oder stochastische Signale anführen.

Von besonderer Bedeutung für die akustische Teilchendetektion jedoch ist, dass man die durch ein Neutrinoereignis erzeugten akustischen Signale der Klasse der Energiesignale und das kontinuierliche Rauschen, das auf diesen Signalen liegt, den Leistungssignalen zuordnet. Eine Herausforderung liegt darin, die akustischen Signale von Neutrinos aus dem Untergrund herauszufiltern und von anderen Untergrundsignalen der Klasse der Energiesignale zu trennen.

Ist der zeitliche Verlauf eines zeitkontinuierlichen Energiesignals $s(t)$ gegeben, wird dessen Energieverteilung über das Spektrum der Frequenz durch das Energiedichtespektrum $\Phi(\omega)$ beschrieben. Existiert weiterhin die Fouriertransformierte von $s(t)$, ist $\Phi(\omega)$ gegeben durch

$$\Phi(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2 = S(\omega) S^*(\omega) \quad (4.3)$$

Die spektrale Darstellung stochastischer, nicht periodischer Signale erfolgt durch das Leistungsdichtespektrum S_{xx} , oder power spectral density, kurz mit PSD bezeichnet wird und die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion r_{xx} [23] ist:

$$S_{xx} = \int_{-\infty}^{\infty} r_{xx}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (4.4)$$

Die PSD wird üblicherweise in Dezibel angegeben. Da diese eine logarithmische Größe ist wird ein Referenzwert benötigt, der von der Autokorrelationsfunktion abhängt und in Watt/Hertz oder Volt²/Hertz [23] angegeben wird. Dadurch kann die PSD in “dB re 1W/Hz” oder “dB re V²/Hz” geschrieben werden.

4.3 Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)

Um ein Nutzsignal mit dem darauf liegenden Rauschen in Relation zu bringen wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR)

$$SNR = \left(\frac{A_{Signal}}{A_{Rauschen}} \right)^2 \quad (4.5)$$

eingeführt. Hier steht A_{Signal} für den quadratischen Mittelwert (RMS) des Signals und $A_{Rauschen}$ für den RMS der Rauschamplituden.

$$x_{RMS} = \sqrt{\frac{x_1^2 + x_2^2 + \dots + x_n^2}{n}} \quad (4.6)$$

Für die Bestimmung des RMS des Signals wird die komplette Länge des Arrays berücksichtigt, in dem es gespeichert ist (siehe Abschnitt 5.1).

Die Abkürzungen SNR und RMS kommen aus dem englischen Sprachgebrauch, wo SNR für Signal-to-Noise-Ratio und RMS für Root Mean Square steht. Bei einem hohen SNR hebt sich das Signal deutlich vom Rauschen ab und ist leicht zu identifizieren. Wird das SNR jedoch klein (~ 0.01) geht das Signal im Rauschen unter und ist nicht mehr vom Rauschen zu trennen.

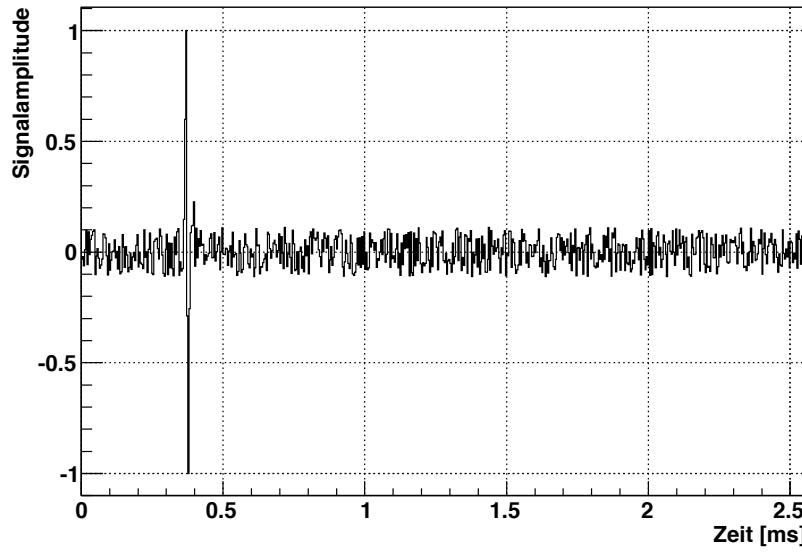
Zur Illustration wurde in Abb. 4.1 ein bipolares Signal mit weißem Rauschen versehen. In Abb. 4.1(a) beträgt das SNR eins, das bipolare Signal ist deutlich vom Rauschen zu trennen, bei Abb. 4.1(b) ist das SNR 0.01 und kann nicht mehr vom Rauschen differenziert werden. Die Qualität eines Filters kann daher in direkten Zusammenhang mit dem SNR gebracht werden. Ein guter Filter wird sich bis zu sehr kleinen Signal-zu-Rausch-Verhältnissen durch hohe Effizienz und Reinheit (siehe Abschnitt 4.6) auszeichnen.

4.4 Rauschen

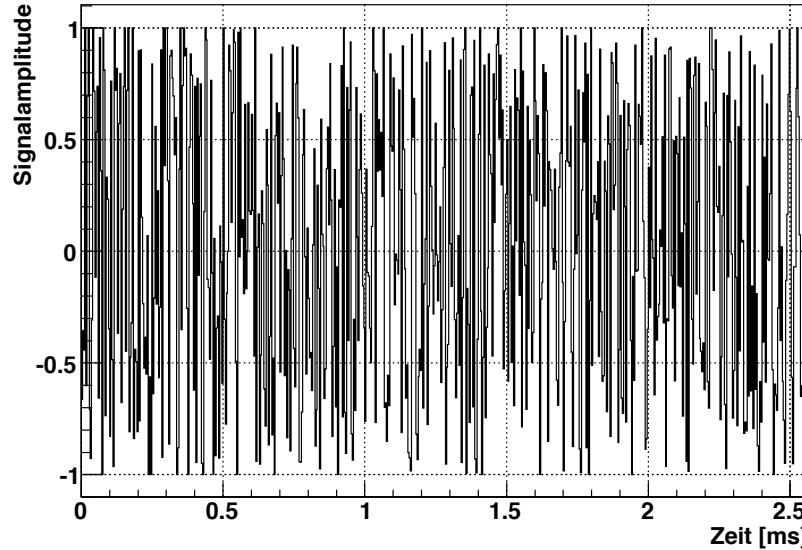
Rauschen sind statistisch verteilte Schwankungen einer physikalischen Größe. Das Rauschen eines Systems resultiert aus der Überlagerung vieler unterschiedlicher Prozesse und erstreckt sich somit über ein breites Frequenzspektrum. Im Fall des AMADEUS-Experiments kann man den Ursprung des Rauschens in zwei Bereiche teilen. Zum einen setzt es sich aus Beiträgen des Messsystems und zum anderen aus Umgebungsgeräuschen, die in Abschnitt 3.4 näher vorgestellt werden, zusammen. [17] zeigt in Kapitel 3.4, dass für ein System Rauschen als weißes Rauschen angenommen werden kann. Die Amplitudenverteilung folgt einem gaußförmigen Verlauf, da viele einzelne Prozesse beitragen, die statistisch verteilt sind.

4.5 Fouriertransformation

Durch die Fouriertransformation (FT) bzw. ihrer Rücktransformation (FT^{-1}) kann eine Verbindung zwischen Zeit- und Frequenzdomäne geschaffen werden. Hat man eine Funk-



(a)



(b)

Abbildung 4.1: Signal mit bei ~ 0.4 ms einer Maximalamplitude von 1, das mit weißem Rauschen unterschiedlichen Niveaus versehen wurde: (a) SNR=1; (b) SNR=0.01

tion $f(t)$ in der Zeitdomäne gegeben, kann man diese mittels der FT in die Frequenzdomäne überführen. Nach der Transformation wird die Funktion nicht mehr in ihrem zeitlichen Verlauf beschrieben, sondern in Abhängigkeit ihrer einzelnen Frequenzkomponenten. Mathe-

mathematisch wird die Fourier-Transformation wie folgt beschrieben [24]:

$$FT(f(t)) \equiv F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt \quad (4.7)$$

Des weiteren ist die Rücktransformation folgendermaßen darstellbar:

$$FT^{-1}(F(\omega)) \equiv f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (4.8)$$

In der digitalen Signalverarbeitung liegen Datensätze zeitdiskret vor, d.h. ein kontinuierliches Signal wird in festen zeitlichen Abständen Δ abgetastet. Der reziproke Wert Δ^{-1} entspricht der Abtastrate. Bei einer gegebenen Signallänge kann folglich bei einer höheren Abtastrate mehr Information entnommen werden. Die Transformation in dieser Form vorliegender Daten wird durch die Diskrete Fourier Transformation (DFT) geleistet, die allgemein als

$$F_n = \sum_{k=0}^{N-1} f_k e^{-ikn/N} \quad (4.9)$$

dargestellt werden kann. Eine Eigenschaft der DFT ist, dass die Transformation eines reellen Signals im Zeitraum der Länge N im Frequenzraum nur $N/2$ unabhängige, jedoch komplexwertige Einträge liefert. Die andere Hälfte kann durch komplexe Konjugation rekonstruiert werden. Dieser Zusammenhang sei hier erwähnt, da dieser zur Speicherersparnis verwendet wird.

4.6 Reinheit und Effizienz

Im folgenden Abschnitt werden die Größen Effizienz und Reinheit eingeführt. Mit Hilfe dieser Größen soll das Verhalten und die Qualität eines Filters anhand von simulierten Daten untersucht und daraus auf das Verhalten bei realen Daten geschlossen werden. Ein Filter, der Datensamples

$$S := \text{Signal mit Rauschen} \quad (4.10)$$

und

$$\bar{S} := \text{Untergrundsignal mit Rauschen} \quad (4.11)$$

untersucht, soll zwischen diesen entscheiden und ausgeben, welches der Samples S und \bar{S} vorliegt. Lässt man dieses Filter N_S Datensamples, die der Hypothese Λ_1 genügen, untersuchen und er lässt n_S Datensamples der Hypothese Λ_1 passieren, kann man wie folgt eine Effizienz definieren:

$$\text{Effizienz} := \frac{n_S}{N_S} \quad (4.12)$$

Die Effizienz ist demnach nichts anderes als das Verhältnis der Anzahl an Datensamples, die gefiltert werden sollen und der Anzahl an Samples, die nach dem Filtern übrig sind (vgl.

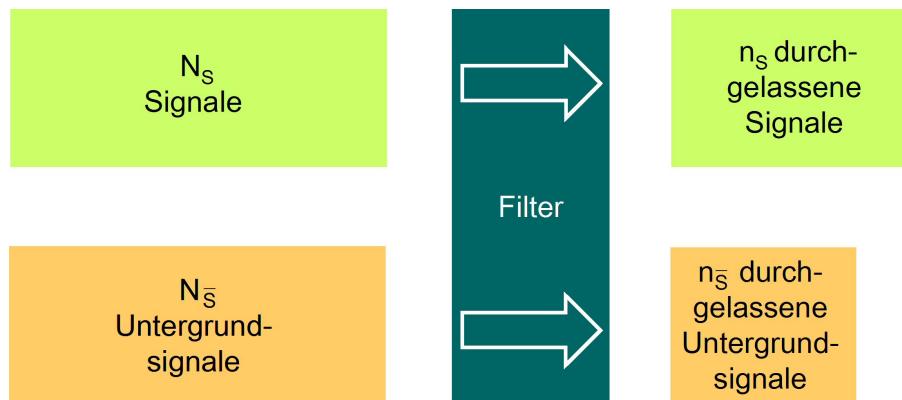


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Datenreduktion beim Filtervorgang, zur Illustration von Reinheit und Effizienz

Abb. 4.2). Anhand der Effizienz kann keine Aussage über die Qualität der Filterentscheidung getroffen werden. Um das tun zu können wird die Reinheit eingeführt. Nun werden N_S Datensamples, die ein Signal und $N_{\bar{S}}$ Datensamples, die ein Untergrundsignal enthalten, gefiltert. Das Filter wird n_S Samples des gewünschten Signals und $n_{\bar{S}}$ Samples an Untergrundsignalen durchlassen. Das Verhältnis von n_S zur Summe aller durchgelassenen Signale wird als

$$\text{Reinheit} := \frac{n_S}{n_S + n_{\bar{S}}} \quad (4.13)$$

definiert.

4.7 Matched Filter

Ein gewöhnlicher Empfänger wird das Überschreiten einer Amplitudenschwelle des eingehenden Signal-Rauschgemisches als Signal werten. Ist das Signal schwach, besteht die Gefahr, einerseits Nutzsignale zu ignorieren und andererseits Störsignalspitzen fälschlicherweise als Nutzsignale zu interpretieren. Um dies zu umgehen können dem Problem angepasste Filtermethoden angewandt werden. Das Empfangssignal kann zum Beispiel einem Matched Filter übergeben werden, welcher optimal an die eingehende Impulsform angepasst ist. Ziel ist es, möglichst hohe Reinheit und Effizienz, auch bei kleinen SNR, zu gewährleisten.

4.7.1 Definition eines Matched Filters

Im folgenden wird die Funktionsweise eines Matched Filters vorgestellt. Entspricht $s(t)$ einer physikalischen Wellenform, soll ein Filter, der diesem Signal $s(t)$ angepasst ist, nach Definition folgende Impulsantwort liefern:

$$h(\tau) = ks(\Delta - \tau) \quad (4.14)$$

Wobei k und Δ willkürlich gewählte Konstanten sind. Abb. 4.3(a) zeigt beispielhaft einen Wellenzug $s(t)$, der vom Zeitpunkt t_1 bis t_2 reicht. Kehrt man nun von $s(t)$ die Zeit um und setzt $t = -\tau$, so erhält man den in Abb. 4.3(b) dargestellten, gespiegelten Wellenzug $s(-\tau)$. Falls dieser gespiegelte Wellenzug $s(-\tau)$ nun zusätzlich um ein Zeitintervall Δ verschoben und dessen Amplitude mit einem Faktor k multipliziert wird, erhält man die Impulsantwort des Matched Filters in Form der Gleichung 4.14, siehe Abb. 4.3(c). Diese Vorgehensweise resultiert daraus, dass das SNR maximiert wird, wenn die Impulsantwort des Filters eine, bis auf einen Faktor k , gespiegelte und zeitversetzte Kopie des transmittierten Signals ist [25].

Die Transferfunktion des Matched Filters erhält man mittels Fouriertransformation der Impulsantwort und hat die Form

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \\ &= k \int_{-\infty}^{\infty} s(\Delta - \tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \\ &= k e^{-i\omega\Delta} \int_{-\infty}^{\infty} s(\tau') e^{i\omega\tau'} d\tau'. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Von Zeile zwei auf drei wurde die Substitution $\tau' = \Delta - \tau$ vollzogen. Setzt man $S(\omega) = FT(s(\tau))$ lässt sich das Resultat von Gleichung 4.15 darstellen als:

$$H(\omega) = kS(-\omega)e^{-i\omega\Delta} = kS^*(\omega)e^{-i\omega\Delta}. \quad (4.16)$$

Das wiederum bedeutet, dass die Transferfunktion $H(\omega)$ eines Matched Filters, bis auf einen möglichen Amplituden- und Zeitverzögerungsfaktor der Form $ke^{-i\omega\Delta}$, dem Spektrum der komplex konjugierten $S^*(\omega)$ des ursprünglichen Signals $s(t)$ entspricht.

4.7.2 Funktionsweise eines Matched Filters

Liegt ein Wellenzug $x(t)$ vor, der entweder nur Rauschen $n(t)$, oder Rauschen und ein Signal $s(t)$ bekannter Form enthält, möchte man bei der Untersuchung von $x(t)$ mittels eines Filters entscheiden, ob das Signal $s(t)$ enthalten ist oder nicht. Bei einem linearen Filter wird sich die Filterantwort aus einer Rauschkomponente $y_n(t)$, die nur von $n(t)$ abhängt, und falls das Signal $s(t)$ enthalten ist, zusätzlich aus einer Komponente $y_s(t)$, zusammensetzen. Das hier zu Grunde liegende Rauschen ist weißes Rauschen. Die Filterantwort $y_s(t)$ ist zu einem Zeitpunkt $t = \Delta$ signifikant größer, als wenn $s(t)$ nicht in $x(t)$ enthalten ist. Der Filter soll möglichst effektiv sein, das heißt er soll zum Zeitpunkt $t = \Delta$ die momentane Leistung von $y_s(\Delta)$ so groß wie möglich im Vergleich zur durchschnittlichen Leistung von $y_n(t)$ machen. Unter der Annahme, dass sich $n(t)$ nicht verändert, lässt sich die durchschnittliche Leistung von $y_n(t)$ durch das Integral über die Power-Spectrum-Density der Filterausgabe ausdrücken.

Wenn $H(\omega)$ die Transferfunktion des Filters existiert, ist die Rauschleistungsdichte der Antwortfunktion durch $(N_0/2) |G(\omega)|^2$ gegeben. Weiter ist die Leistung der Antwort des

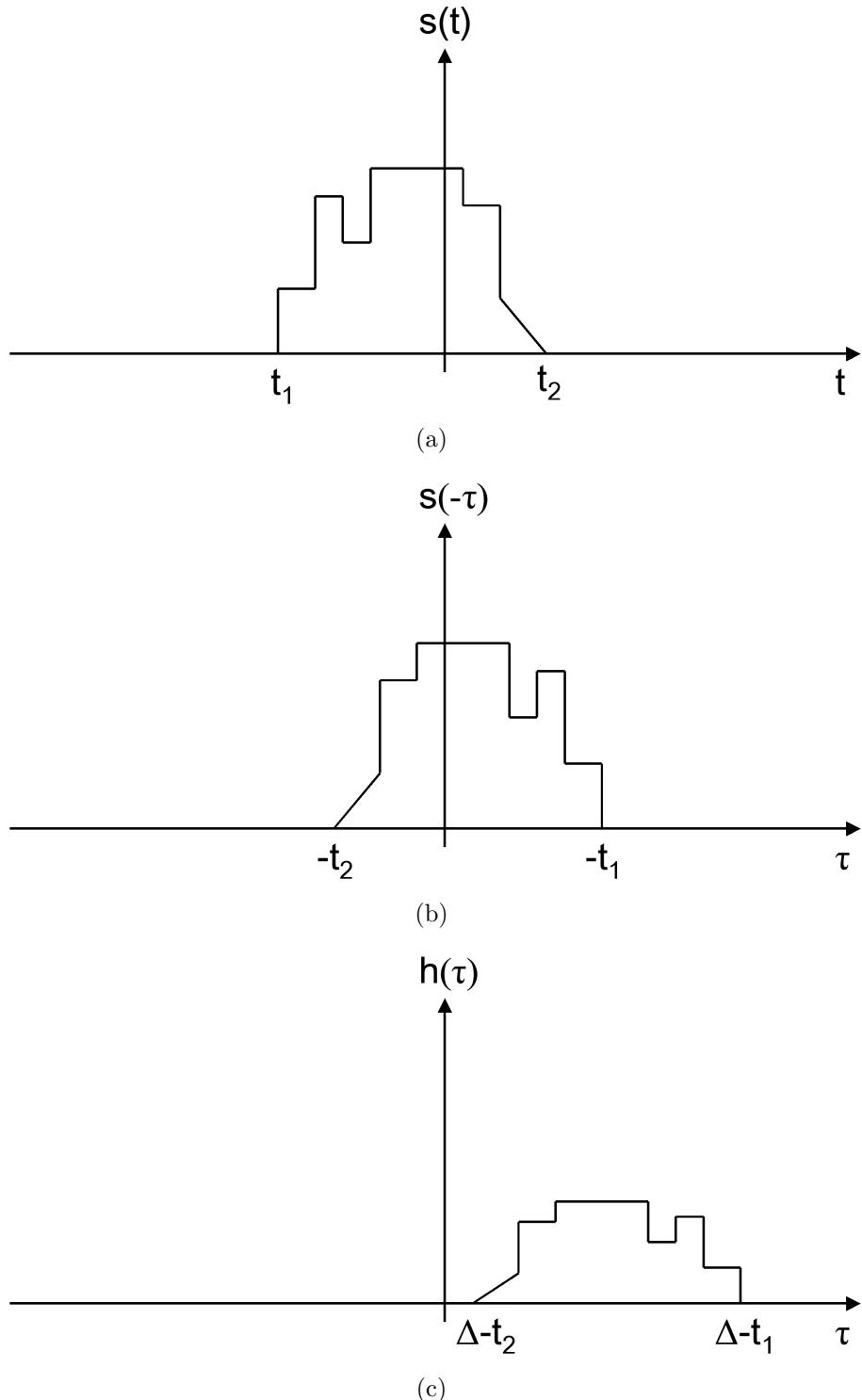


Abbildung 4.3: (a) zeigt einen Wellenzug $s(t)$; (b) zeigt $s(t)$ zeitlich gespiegelt; (b) wurde mit einem Faktor k multipliziert.

Filters für das Rauschen gegeben durch

$$\frac{N_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 d\omega \quad (4.17)$$

Geht man nun einen Schritt weiter und betrachtet das Spektrum $S(\omega)$ des Eingangssignals $s(t)$, so ist $S(\omega)H(\omega)$ das Spektrum der Filterausgabe und $y_s(\Delta)$ ist die FT^{-1} davon, ausgewertet an der Stelle $t = \Delta$:

$$y_s(\Delta) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)H(\omega)e^{i\omega\Delta} d\omega \quad (4.18)$$

Das Verhältnis vom Quadrat von Gleichung 4.18 zu Gleichung 4.17 ist das Leistungsverhältnis, das es zu maximieren gilt.

$$\rho = \frac{2 \left[\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)H(\omega)e^{i\omega\Delta} d\omega \right]^2}{N_0 \int_{-\infty}^{\infty} |H(\omega)|^2 d\omega} \quad (4.19)$$

Das Integral im Zähler nimmt, wie Gleichung 4.18 zeigt, einen reellen Wert an. Drückt man nun $G(\omega)$ durch $f(x)$ und $S(\omega)e^{i\omega\Delta}$ durch $g(x)$ aus, erhält man nach Anwendung der Schwarzschen Ungleichung

$$\left| \int f(x)g(x)dx \right|^2 \leq \int |f(x)|^2 dx \int |g(x)|^2 dx \quad (4.20)$$

folgende Abschätzung für das Leistungsverhältnis

$$\rho \leq \frac{2}{N_0} \int_{-\infty}^{\infty} |S(\omega)|^2 d\omega \quad (4.21)$$

Da $|S(\omega)|^2$ die spektrale Energiedichte von $s(t)$ ist, entspricht der Wert des Integrals in Gleichung 4.21 der Gesamtenergie von $s(t)$:

$$\rho \leq \frac{2E_0}{N_0}. \quad (4.22)$$

Gleichheit, der beiden Ausdrücke in Gleichung 4.22 tritt ein, wenn in Gleichung 4.20 $f(x) = kg^*(x)$, beziehungsweise

$$H(\omega) = kS^*(\omega)e^{-i\omega\Delta} \quad (4.23)$$

Das heißt, wenn das Filter dem gegebenem Signal $s(t)$ angepasst ist, ist für ρ ein Maximum zu erwarten. Das bedeutet auch, dass das Matched Filter aus Gleichung 4.23 das einzige

Linearfilter representiert, das ρ maximiert. Abschließend ist zu erwähnen, dass für die bisherigen Überlegungen von weißem Rauschen ausgegangen wurde. Ist das jedoch nicht der Fall und das Rauschen ist durch eine PSD $|N(\omega)|^2$ gegeben, führt eine analoge Herleitung zu folgender Transferfunktion:

$$H(\omega) = \frac{kS^*(\omega)e^{i\omega\Delta}}{|N(\omega)|^2}. \quad (4.24)$$

Kapitel 5

Implementierung eines Matched Filters und Analyse der Filtereigenschaften

Das in Abschnitt 4.7 vorgestellte Matched Filter wird nun durch einen geeigneten Algorithmus implementiert und auf simulierte Testdaten angewendet. Es werden zwei Klassen von Daten untersucht, anhand derer die Reinheit und Effizienz des Filters bestimmt wird: zum einen Testsignale mit bipolarer Struktur und zum anderen simulierte Störsignale. Die Signale der einzelnen Klassen sind jeweils mit Rauschen versehen. Zudem wird das Filterverhalten unter Veränderung der spektralen Zusammensetzung des Rauschens untersucht.

5.1 Implementierung eines Matched Filters

Ein wichtiges Element, um das vorgestellte Matched Filter geeignet implementieren zu können, ist die Fourier- und deren Rücktransformation. Da in diesem Fall abgetaste Daten gefiltert werden sollen, kommt die Diskrete Fourier Transformation zum Einsatz. Für die Entwicklung des Filters wurde auf den Algorithmus der “Fastest Fourier Transform in the West” (FFTW) zurückgegriffen [26] und daraus die “real to complex” Transformation verwendet. Diese Bezeichnung bringt zum Ausdruck, dass ein Signal, das als Array

$$A = \{s_0, s_1, \dots, s_N\} \quad (5.1)$$

reeller Zahlen der Länge N vorliegt, durch den Algorithmus transformiert auf eine komplexe Zahl $z = a + ib$ abgebildet wird, deren Realteil a und Imaginärteil b dann in einem zweidimensionalen Array der Länge $N/2 + 1$ ausgegeben wird:

$$Z = \{\{a_0, a_1, \dots, a_{N/2+1}\}, \{b_0, b_1, \dots, b_{N/2+1}\}\} \quad (5.2)$$

Basierend auf eben diesem Algorithmus der FFTW kann nun das Matched Filter entwickelt werden. Zunächst wird der Kern des Filters gebildet, der sich wie in Abschnitt 4.7.2

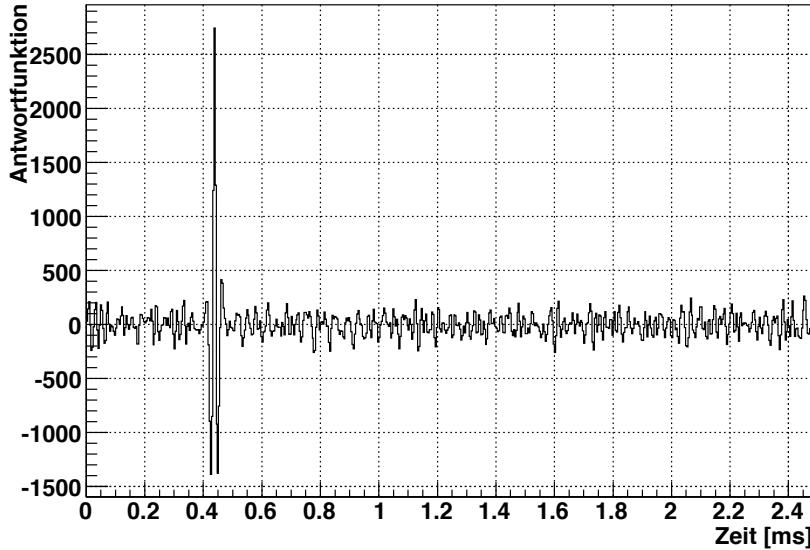


Abbildung 5.1: Dargestellt ist ein zeitlicher Ausschnitt der Antwortfunktion des implementierten Matched Filters für einen Delphinklick mit weißem Rauschen.

aus zwei Komponenten zusammensetzt. Er enthält Informationen über das Nutzsignal, auf das die Datensamples untersucht werden sollen, und über das angenommene Rauschen, das auf dem Signal liegt. Das Nutzsignal, nach dem das Filter im Fall dieser Arbeit suchen soll, ist ein durch einen Delphinklick erzeugtes bipolares Signal, wie in Abb. 3.5. Zunächst wurde für die Implementierung des Filterkerns weißes Rauschen angenommen, was zur Folge hat, dass die Frequenzverteilung des Rauschens mit $|N(\omega)|^2 = 1$ beschrieben wird. In diesem Fall kann der Filterkern dadurch erzeugt werden, dass das Referenzsignal, das in einer Datei gespeichert vorliegt, eingelesen und durch Ausführen der FFTW transformiert wird. Um nun den Filterkern auf ein Datensample anwenden zu können wird dieses ebenfalls eingelesen und mit dem gleichen Algorithmus transformiert. Man erhält die Fouriertransformierte des Referenzsignals $FT(r(t))$ und des Datensamples $FT(s(t))$. $FT(s(t))$ wird anschließend komplex konjugiert und mit $FT(r(t))$ multipliziert.

Abschließend wird das Produkt durch die FFTW in den Zeitraum rücktransformiert und die Antwortfunktion des Filters ausgegeben. Zur Illustration ist solch eine Antwortfunktion in Abb. 5.1 dargestellt. Für die Erzeugung dieser Antwortfunktion wurde ein Datensample, welches das Referenzsignal enthält, gefiltert. Dieses Signal war mit weißem Rauschen in einem SNR = 0.1 versehen. Der klare Peak in der Antwortfunktion zeigt, dass das zum Kern korrelierte Signal gefunden wurde. Der Zeitpunkt $t \simeq 0.44$ ms bei dem man den Peak findet gibt den zeitlichen Abstand zwischen dem Referenzsignal und dem Schwerpunkt des Signals im Datensample wieder. Da man die Lage des Referenzsignals kennt (der Schwerpunkt liegt bei etwa 56 μ s), kann man den Zeitpunkt des korrelierten Signals im Datensample ermitteln.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Länge des Referenzsignals und die des Datensamples nicht übereinstimmen muss, woraus folgt, dass sich die Längen der Arrays in denen jeweils das Referenzsignal und das Datensample eingelesen werden unterscheiden. Das ist insofern wichtig, da beim Ausführen der FFTW zwei unterschiedlich lange Arrays erzeugt werden, deren Einträge dann miteinander multipliziert werden sollen. Damit das gelingt müssen jedoch beide Arrays von gleicher Länge sein, da keine unterschiedlich langen Arrays miteinander multipliziert werden können. Um dies zu vermeiden kommt das sogenannte 'Zero-Padding' zum Einsatz [17]. Unter dieser Methode versteht man das Auffüllen eines Arrays mit Nullen, um für gleiche Längen der Arrays zu sorgen. Konkret kommt diese Methode zu Beginn des Matched Filter Algorithmus zum Einsatz. Nachdem die Werte des Referenzsignals und die des Datensamples in ihr jeweiliges Array für die FFTW eingelesen wurden, werden beide Arrays jeweils mit Nullen aufgefüllt, bis beide die Länge N erreicht haben. Außerdem kann durch das Auffüllen mit Nullen das Auftreten von Fehlern bei der FFTW vermieden werden.

5.2 Auswertung der Antwortfunktion

Nachdem das Matched Filter implementiert wurde, der Datensamples auf den vorgestellten Delphinklick untersucht, geht es nun darum die Antwortfunktion des Filters zu interpretieren. Mit Hilfe der Antwortfunktion soll ein Mechanismus geschaffen werden, der letztendlich Datensamples auf zwei Hypothesen untersucht. Dieser Mechanismus soll feststellen, ob in einem Datensample ein Delphinklick vorliegt oder nicht. Ist das der Fall und der Mechanismus findet in einem Sample einen Delphinklick, so soll er ein **TRUE** ausgeben. Kann er keinen Klick finden, soll er **FALSE** ausgeben. Abbildung 5.1 zeigt als Beispiel eine Antwortfunktion für ein Datensample, das ein bipolares Signal enthält. Die Lage des Peaks ist zunächst nicht von Bedeutung. Wichtig für den Entscheidungsmechanismus ist, dass sich der Peak deutlich vom Untergrund abhebt, der durch das Rauschen verursacht wird. Um einen Vergleich erstellen zu können wurde ein Datensample, das nur weißes Rauschen enthält gefiltert (vgl. Abb. 5.2). Es sind nur Beiträge des Rauschens zu erkennen. Da sich der Peak der Antwortfunktion für das Datensample mit dem Delphinklick deutlich hervorhebt, wird nun eine Schwelle gebildet. Liegt der Peak über dieser Schwelle, wird entschieden, dass in dem Datensample ein Delphinklick enthalten ist und der Algorithmus gibt **TRUE** aus. Kann kein Wert gefunden werden, der über dieser Schwelle liegt, wird das als ein fehlendes Delphinsignal interpretiert und **FALSE** ausgegeben. Um den Wert des Peaks zu bestimmen wurde ein Algorithmus implementiert, der auf dem Softwarepaket ROOT [27] basiert. Um den Wert des Peaks zu bestimmen werden die Werte der Antwortfunktion in ein Histogramm eingelesen. Da jetzt die Werte der Antwortfunktion in dem Histogramm gespeichert sind, wird mit einem Algorithmus (siehe Anhang B) nach dem Maximum und dem ersten Nebenmaximum gesucht.

Die Schwelle über die der Wert des Maximums liegen muss, damit ein **TRUE** ausgegeben wird, basiert auf dem RMS der Werte, die in der Antwortfunktion ausgegeben wurden. Um die Filtereigenschaften detaillierter analysieren zu können, wird die Schwellenhöhe variiert

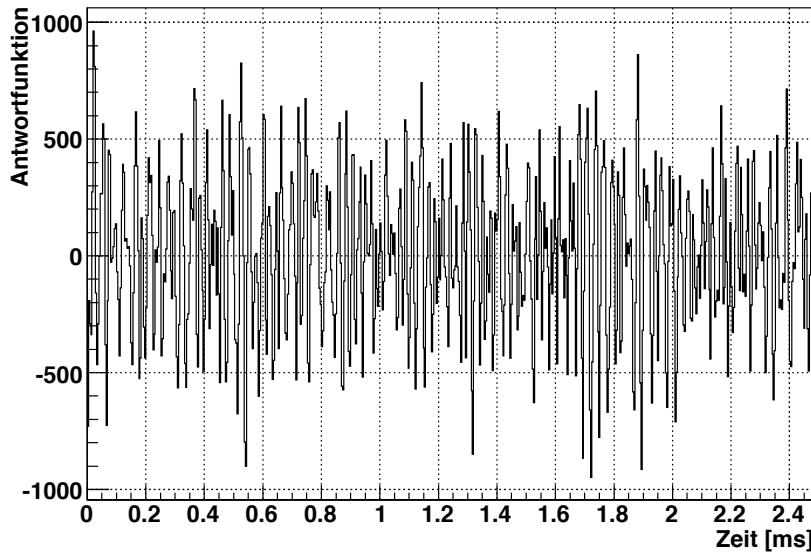


Abbildung 5.2: Dargestellt ist ein zeitlicher Ausschnitt der Antwortfunktion des implementierten Matched Filters für ein Datensample, das nur weißes Rauschen enthält.

werden. Zum Schluss wird der Algorithmus des Matched Filters, der die Antwortfunktion liefert und der Algorithmus, der über die Existenz eines Delphinklicks entscheidet zusammengefügt. Die einzelnen Schritte von der Dateneinlese, bis zur Ausgabe des Filters sind in Abbildung 5.3 zusammenfassend dargestellt.

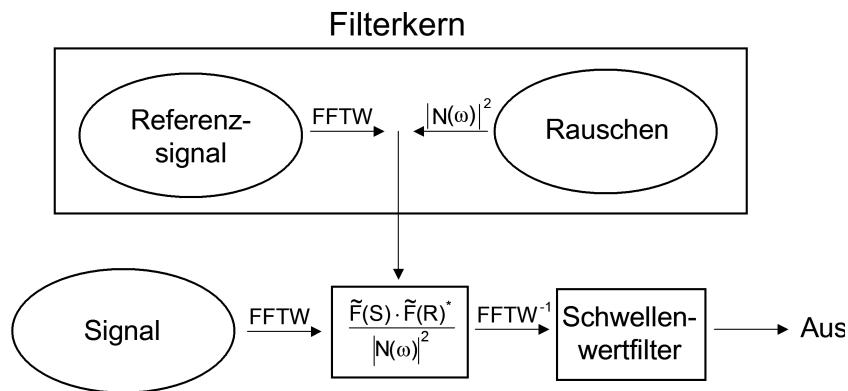


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Funktionsweise des Matched Filter Algorithmus.

5.3 Analyse des Filterverhaltens für weißes Rauschen

Das implementierte Matched Filter wird nun auf Reinheit und Effizienz untersucht. Zunächst wird das Filterverhalten in Abhängigkeit vom Schwellenwert und dem SNR des Datensamples betrachtet. Um die Reinheit und Effizienz bestimmen zu können, werden zwei unterschiedliche Klassen an Datensamples gefiltert. Die eine enthält einen mit weißem Rauschen versehenen Delphinklick und die andere einen quadrupolares Signal, das ebenfalls mit weißem Rauschen versehen wurde. Um das Verhalten des Filters in Abhängigkeit vom SNR darzustellen wurden verschiedene Datensamples, mit variierendem SNR erzeugt und um festzustellen, wie sich der Filter unter Variation des Schwellenwertes verhält, wurden Datensamples erzeugt, für die der Schwellenwert variiert. Anschließend wurde anhand der gefilterten Daten untersucht, wie die Effizienz und Reinheit des Filters von SNR und dem Schwellenwert abhängen.

5.3.1 Einfluss von SNR und Schwellenwert auf das Filterverhalten

Für einen ersten Eindruck wurden die Abhängigkeiten der Effizienz und Reinheit von dem SNR und dem Schwellenwert zweidimensional dargestellt. Zunächst wird das Verhalten der Effizienz (vgl. Abb. 5.4) vorgestellt und anschließend das Verhalten der Reinheit (vgl. Abb. 5.5).

Um die Reinheit in Abhängigkeit der beiden genannten Größen bestimmen zu können, wurden 10000 Datensamples, die einen Delphinklick enthalten und 10000 Datensamples, die Untergrundsignale enthalten gefiltert. Setzt man nun die durchgelassenen Samples mit den 10000, die einen Delphinklick enthalten, ins Verhältnis, kann die Effizienz bestimmt werden und es ist zu erkennen, dass die Effizienz des Filters erwartungsgemäß mit Erhöhung des Schwellenwertes abnimmt. Bei einem niedrigen Schwellenwert liegt die Effizienz bei eins und geht für hohe Werte auf null. Der Filter lässt bei einer zu niedrigen Schwelle alle Samples durch, da in diesem Fall alle Peaks, die gefunden werden über dieser Schwelle liegen. Abbildung 5.4 zeigt, dass für den implementierten Filter die intrinsische Schwelle bei $3 \times \text{RMS}$ liegt. Erhöht man nun den Schwellenwert, werden immer weniger gefundene Peaks über dieser Schwelle liegen, da die Peaks, die durch das Rauschen verursacht werden, unter die Schwelle rutschen. Irgendwann ist die Schwelle so hoch, dass nicht einmal der Peak, der durch den Delphinklick in den Datensamples hervorgerufen wird, darüber liegt. Die Effizienz geht bis auf null zurück. Betrachtet man die Reinheit des Filters unter Variation des SNR und des Schwellenwertes kann man sehen, dass für einen niedrigen Schwellenwert ($1 \times \text{RMS}$) die Reinheit bei 0.5 liegt. Dieser Wert kommt dadurch zu Stande, dass der Filter für diese Schwelle alle Datensamples durchlässt. Er lässt sowohl die Samples, die tatsächlich einen Klick und die, die nur Untergrundsignale enthalten, passieren. Nach der Definition von Reinheit in Abschnitt 4.6 ergibt sich dann der Wert von 0.5, da die Anzahl der Datensamples, die einen Delphinklick und die Anzahl derer, die ein Untergrundsignal enthalten im Verhältnis 1:1 stehen. Weiter ist jedoch deutlich zu erkennen, dass durch Erhöhung des Schwellenwertes die Reinheit zunimmt, bis sie dann in weiten Teilen einen

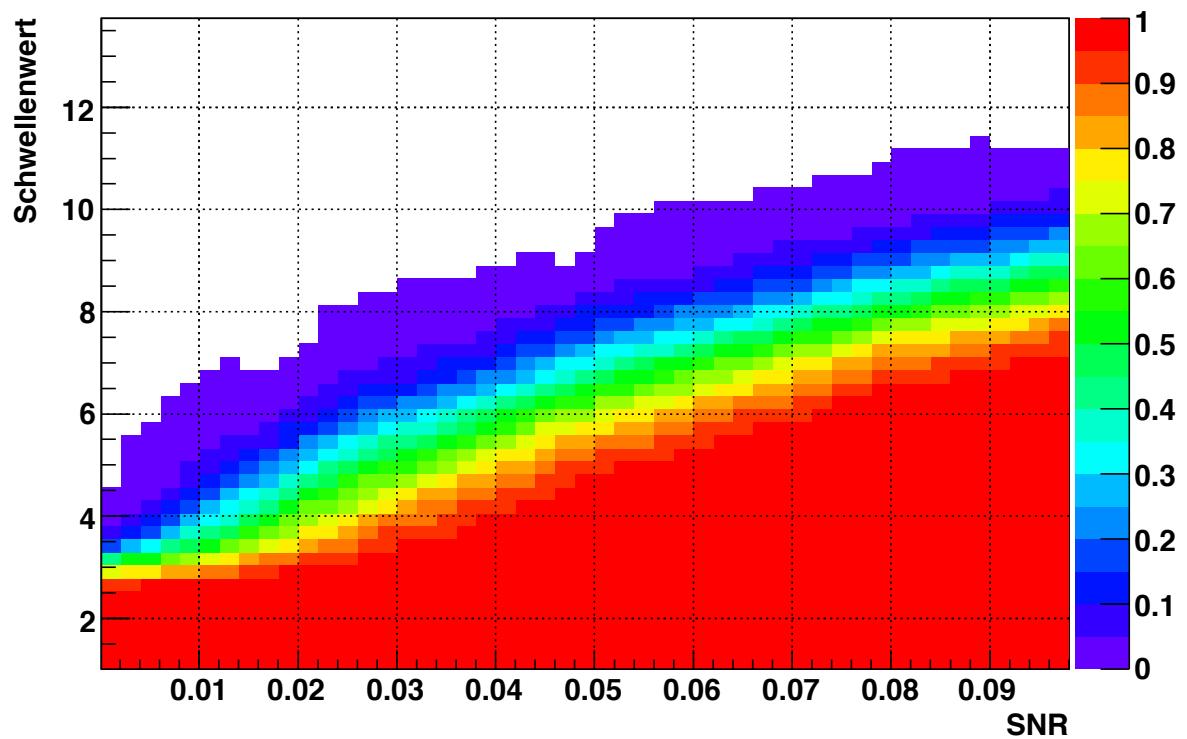


Abbildung 5.4: Filter Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

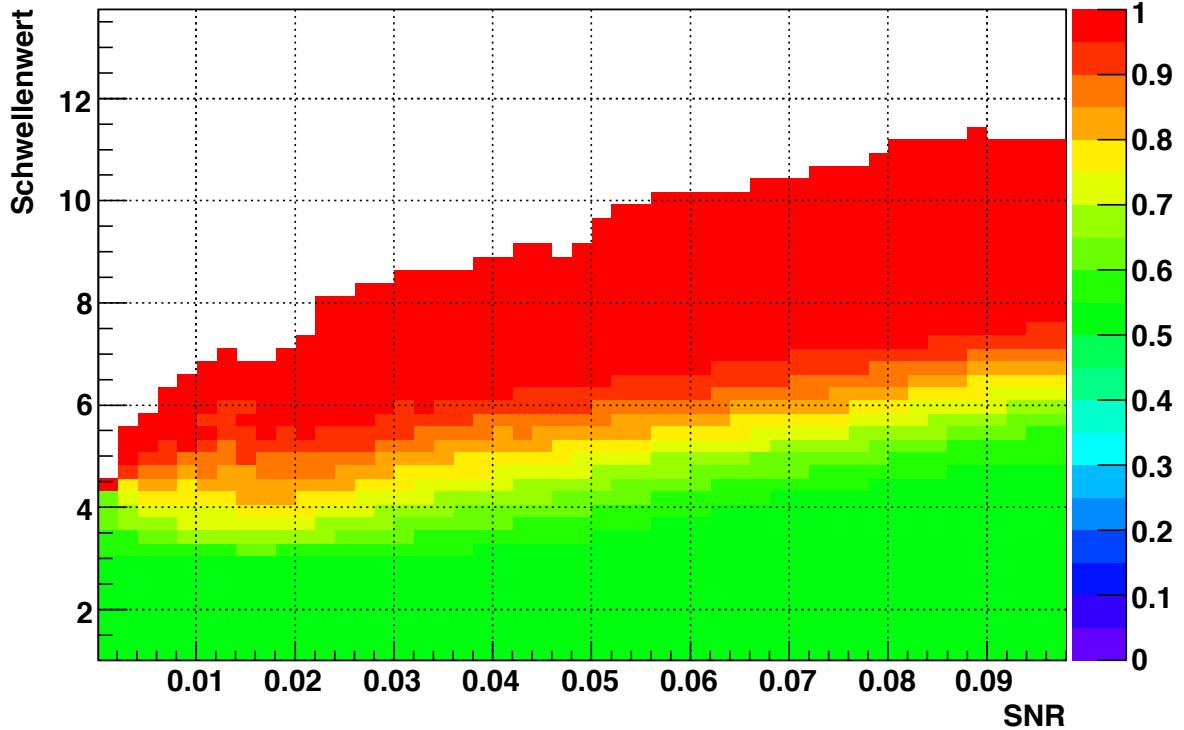


Abbildung 5.5: Filter Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

Wert von eins erreicht. Anhand der Farbkodierung kann man sehen, dass für größere SNR eine bessere Reinheit erst für höhere Schwellenwerte erreicht wird. Vergleicht man Abb. 5.4 mit Abb. 5.5 sieht man, dass die Form der Reinheit der Effizienz in umgekehrter Weise folgt.

5.3.2 Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom Schwellenwert

Um die Abhängigkeit der Reinheit und Effizienz vom Schwellenwert deutlicher erkennen zu können wurden drei feste Werte für das SNR gewählt. Für alle Werte des SNR ist noch einmal zu sehen, dass die Effizienz zunächst bei eins liegt und dann unter Zunahme des Schwellenwertes abnimmt. In dieser Darstellung ist deutlich zu erkennen, dass bei einem niedrigeren SNR die Effizienz früher auf null geht. In Abb. 5.6 sind für die gleichen Werte des SNR, die Effizienzen und Reinheiten über dem Schwellenwert dargestellt. In diesem Graph ist nun deutlich zu erkennen, dass die Reinheit, für alle dargestellten SNR, bis zu einem Schwellenwert von $\sim 2.3 \times \text{RMS}$ bei dem bereits genannten Wert von 0.5 liegt. Durch das Anheben des Schwellenwertes wird der Peak, der durch die Korrelation des Delphinklicks mit dem Referenzsignal im Filterkern entsteht, besser von den Peaks, die durch die

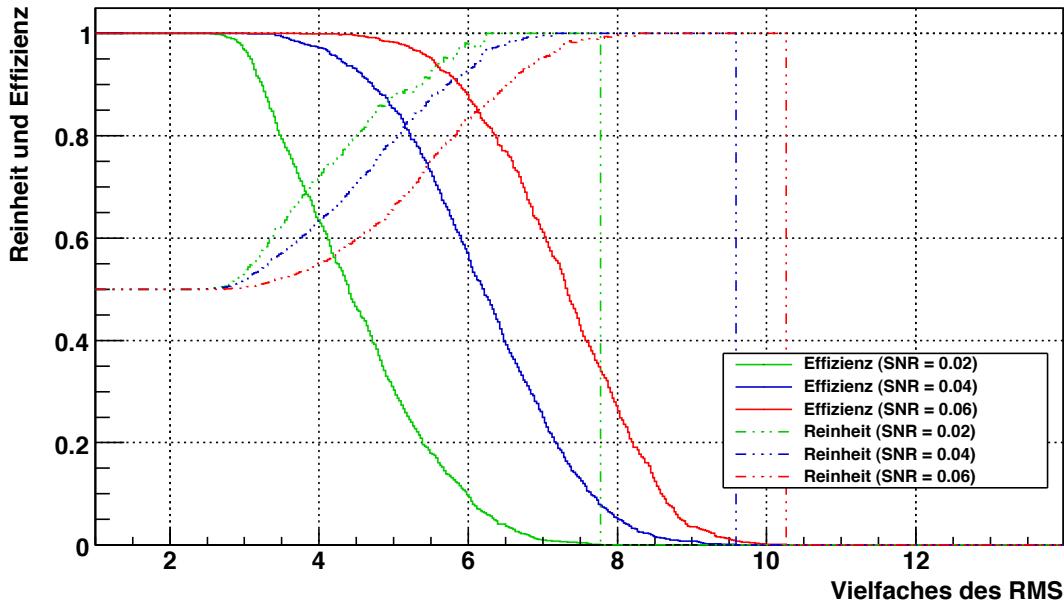


Abbildung 5.6: Darstellung der Effizienz, für drei Werte des SNR, in Abhängigkeit des Schwellenwertes.

Untergrundsignale entstehen, getrennt. Das zeigt, wird die Schwelle zu niedrig gewählt, werden anhand dem Schnitt auf die Antwortfunktionen, Untergrundsignale als gefundene Nutzsignale interpretiert und alle Datensamples durchgelassen. Um diesen Zusammenhang deutlicher vor Augen zu führen wurde Reinheit und Effizienz für ein SNR von 0.02 in einem Koordinatensystem dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei einer Schwelle von etwa $7.8 \times \text{RMS}$ die Effizienz verschwindet und an eben dieser Stelle die Reinheit abbricht.

5.3.3 Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom SNR

Folgend wird gezeigt, wie sich der Filter unter Variation des SNR verhält. Für diese Darstellung wurden wiederum konstante Werte für den Schwellenwert angenommen. Das SNR variiert in diesem Fall in einem Bereich von 0.0001 bis 0.1. Wählt man einen festen Wert für die Schwelle, stellt man fest, dass die Effizienz mit dem SNR zunimmt (vgl. Abb. 5.7). Dies ist nachvollziehbar, da sich das Nutzsignal bei größerem SNR deutlicher vom Rauschen abhebt. Das bedeutet, dass sich der Peak eines korrelierten Signals, unter Zunahme des SNR, deutlich abhebt und folglich die Effizienz steigt. Ab einem SNR von ~ 0.08 erreichen alle gezeigten Effizienzen den Wert eins, unabhängig der gewählten Schwelle. Zu sehen ist jedoch, dass bei niedrigerer Schwelle schneller die Effizienz eins erreicht wird. Ist das SNR niedrig, ist wieder ein Sprung im Verlauf der Reinheit zu erkennen (vgl. Abb. 5.8). Betrachtet man den Graph der Reinheit, bei der ein Schwellenwert $6.0 \times \text{RMS}$ zu Grunde liegt, stellt man fest, dass die Reinheit zunächst bei null liegt, dann auf eins springt und ab

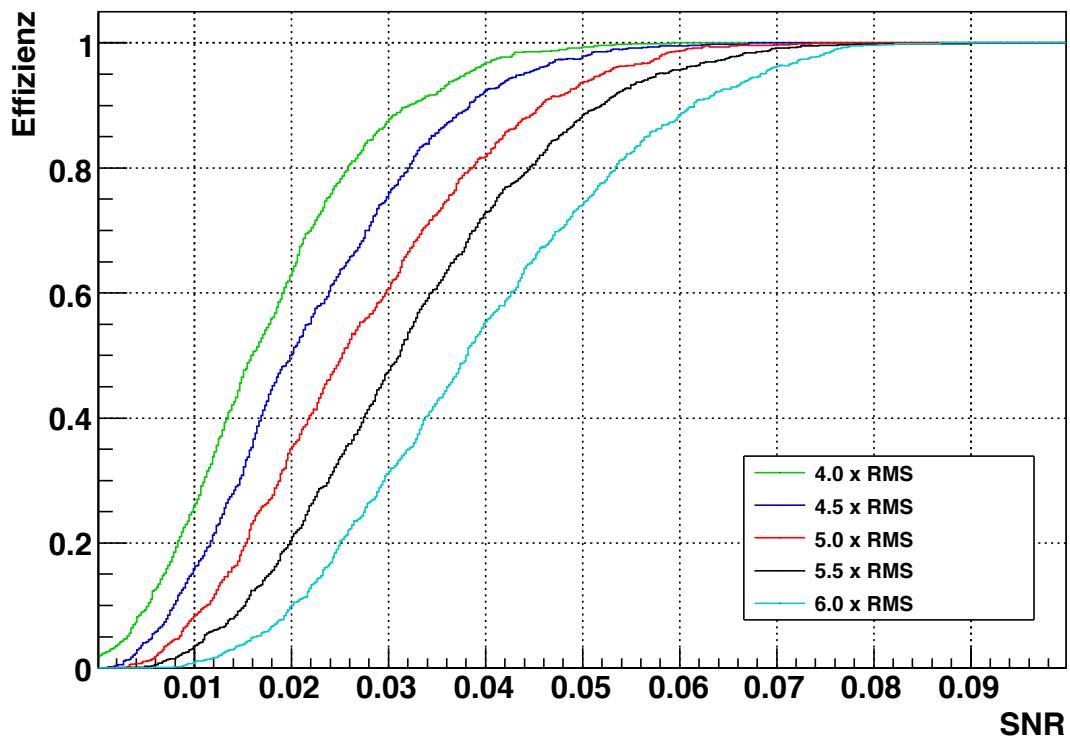


Abbildung 5.7: Darstellung der Effizienz, für konstante Schwellenwerte, in Abhängigkeit des SNR

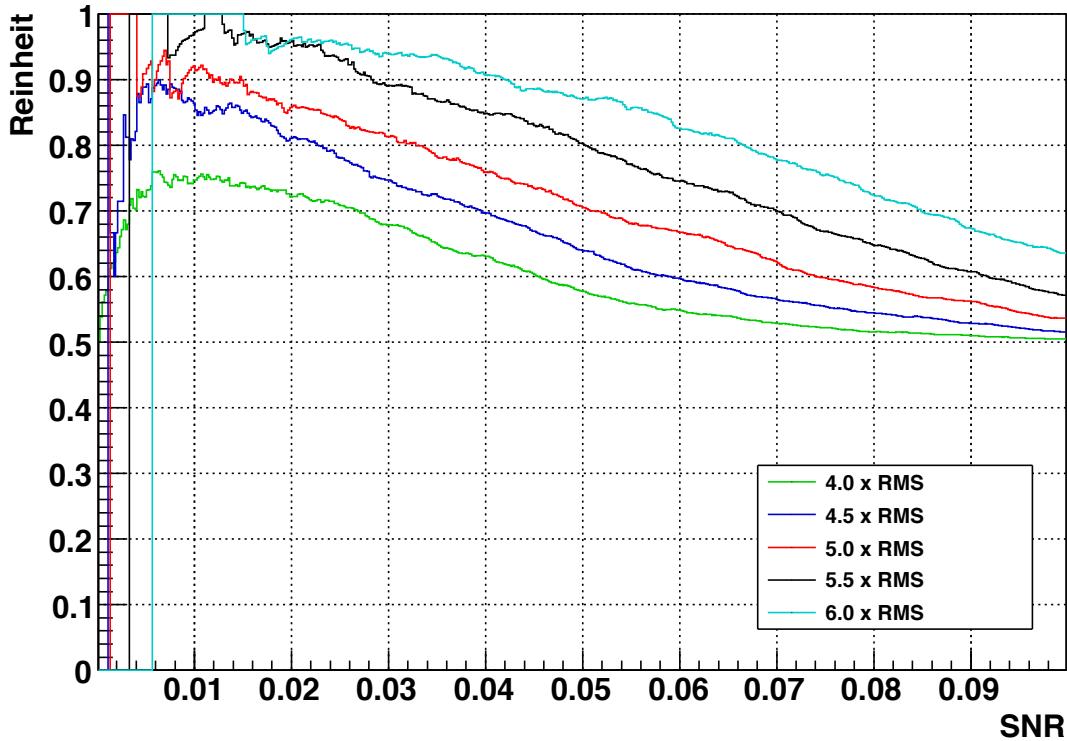


Abbildung 5.8: Darstellung der Reinheit, für konstante Schwellenwerte, in Abhängigkeit des SNR

einem SNR von ~ 0.018 langsam abnimmt. Dieser Sprung steht wieder in Zusammenhang mit der Effizienz. Lässt der Filter keine Signale durch, kann keine Reinheit bestimmt werden. Allerdings ist auch hier der Einfluss der Schwellenhöhe deutlich. So liegt die Reinheit bei einem SNR von ~ 0.01 und für eine Schwelle von $4.0 \times \text{RMS}$ bei ~ 0.7 . Beträgt der Schwellwert jedoch $6.0 \times \text{RMS}$ wird bei diesem SNR eine Reinheit von eins erreicht.

Letztendlich kann man im Fall von weißem Rauschen deutlich sehen, dass hohe Reinheiten nur bei sehr geringen Effizienzen möglich sind. Dieser Sachverhalt zeigt, dass der Schwellentrigger nicht geeignet ist um gut zwischen bipolaren und quadrupolaren Signalen zu unterscheiden.

5.4 Analyse des Filterverhaltens für Tiefsee-Untergrundrauschen

Bei den bisherigen Untersuchungen wurde im Filterkern weißes Rauschen ($|N(\omega)|^2 = 1$) angenommen. In den Daten wurde ebenfalls weißes Rauschen simuliert. Nun soll untersucht werden, wie sich der Filter verhält, wenn im Filterkern Tiefsee-Untergrundrauschen

angenommen wird. Um die Testdaten den realen Bedingungen anzupassen, wurde das simulierte Rauschen abgeändert.

Im Filterkern wird nun das Rauschen durch $|N(\omega)|^2 \propto f^{-\frac{5}{3}}$ beschrieben [28, 29]. Es werden die niederfrequenten Anteile stärker berücksichtigt als die hochfrequenten. Um entsprechendes Rauschen für die Datensamples zu simulieren, wurden Amplituden im Fourierraum entsprechend dem Spektrum $\propto f^{-\frac{5}{3}}$ erzeugt. Die Phasen wurden gewürfelt. Diese Informationen wurden mittels der FFTW in den Zeitraum transformiert und auf das Signal gelegt.

5.4.1 Einfluss von SNR und Schwellenwert auf das Filterverhalten

Zunächst wird analog zu Abschnitt 5.3.1 dargestellt, wie sich das Filter unter Variation des Schwellenwertes und des SNR unter der neuen Annahme für das Rauschen im Filterkern verhält.

In Abbildung 5.9 ist deutlich zu erkennen, dass die Effizienz des Filters über nahezu den gesamten betrachteten Bereich eine Effizienz von 1 besitzt. Das bedeutet, dass für diesen Bereich der gewählte RMS Bereich für den Schwellentrigger nicht mehr passt und man zu höheren Schwellen gehen muss. Nur für äußerst kleine SNR kann man sehen, wie im Bereich von $8 - 14 \times \text{RMS}$ die Effizienz mit höher werdender Schwelle abnimmt. Das bedeutet, dass das Filter für höhere SNR im betrachteten Bereich der Schwelle alle Signale durchlässt. Die Reinheit (vgl. Abb. 5.10) in diesem Bereich des SNR liegt weitestgehend bei 0.5. Das bedeutet, dass das Filter alle Samples durchlässt. Der Wert 0.5 ergibt sich wieder daraus, dass die Samples, die ein Signal enthalten, zu denen, die Untergrundsignale enthalten, im Verhältnis 1:1 stehen. Ab einer Schwelle von ca. $15 \times \text{RMS}$ steigt dann die Reinheit auf einen Wert von 1. Das bedeutet, dass in diesem Bereich deutlich zwischen bipolarem und quadrupolarem Signal mit einer Effizienz von eins unterschieden werden kann. Das liegt daran, dass das quadrupolare Signal mehr Frequenzanteile im niederfrequenten Bereich als das bipolare Signal hat und das Filter durch die neue Annahme über das Rauschen besser zwischen diesen Frequenzanteilen differenzieren und somit deutlicher zwischen den unterschiedlichen Signalen unterscheiden kann. Für ganz niedrige SNR (~ 0.0001) kann man jedoch sehen, dass die Effizienz schon ab einer Schwelle von ca. $7 \times \text{RMS}$ langsam zunimmt. Da in diesem Bereich des SNR die Effizienz weitestgehend bei eins liegt und bei geeigneter Wahl der Schwelle die Reinheit ebenfalls eins wird, wird im folgenden ein Bereich niedrigerer SNR betrachtet. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die Zahlenwerte des SNR auf Grund der gewählten Definition sehr klein werden.

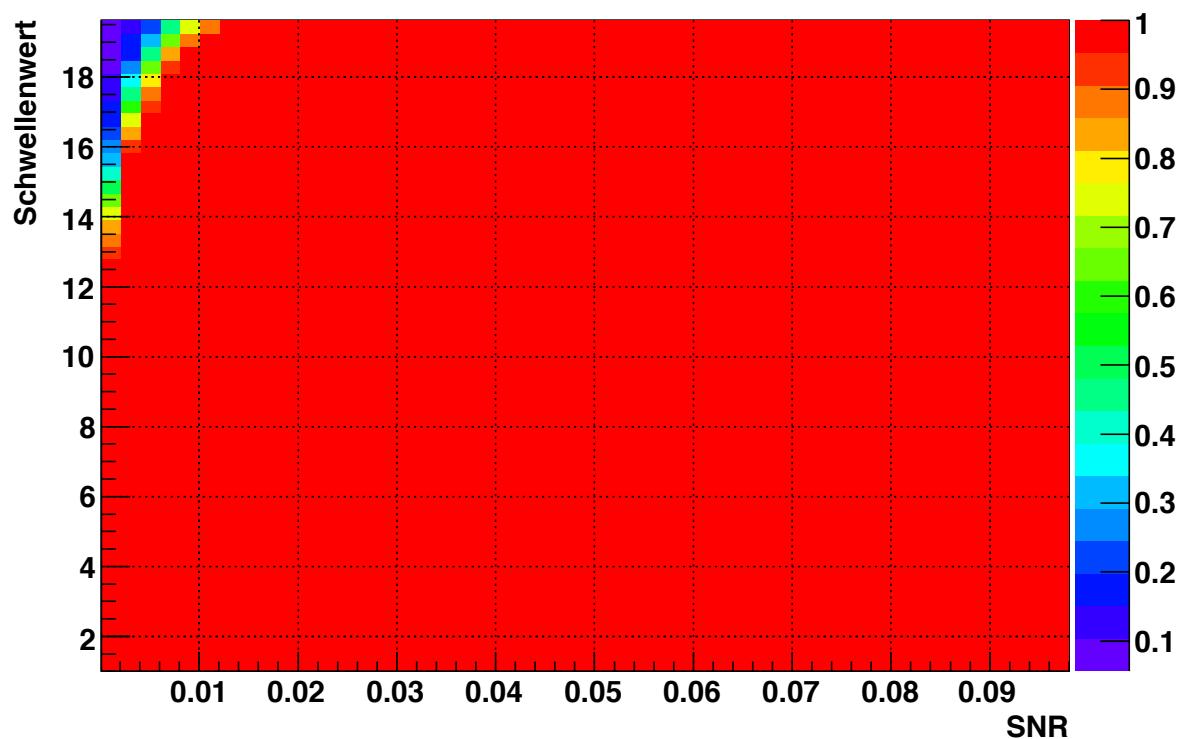


Abbildung 5.9: Filter Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

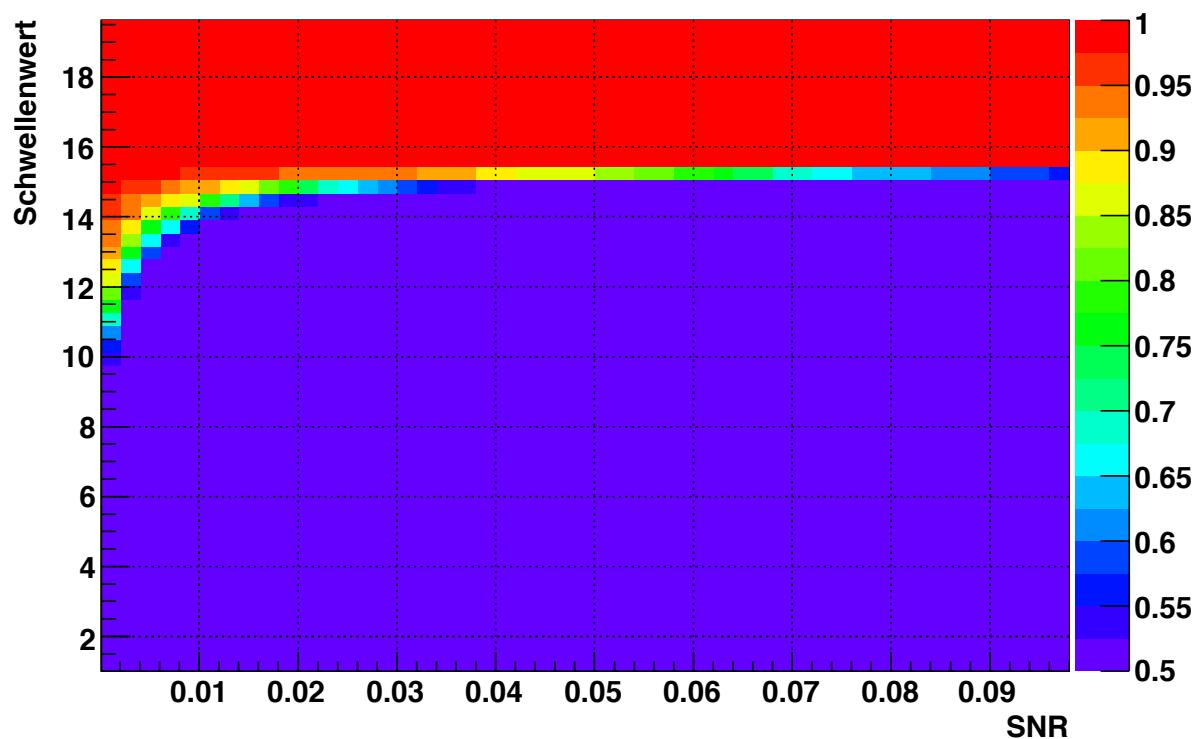


Abbildung 5.10: Filter Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

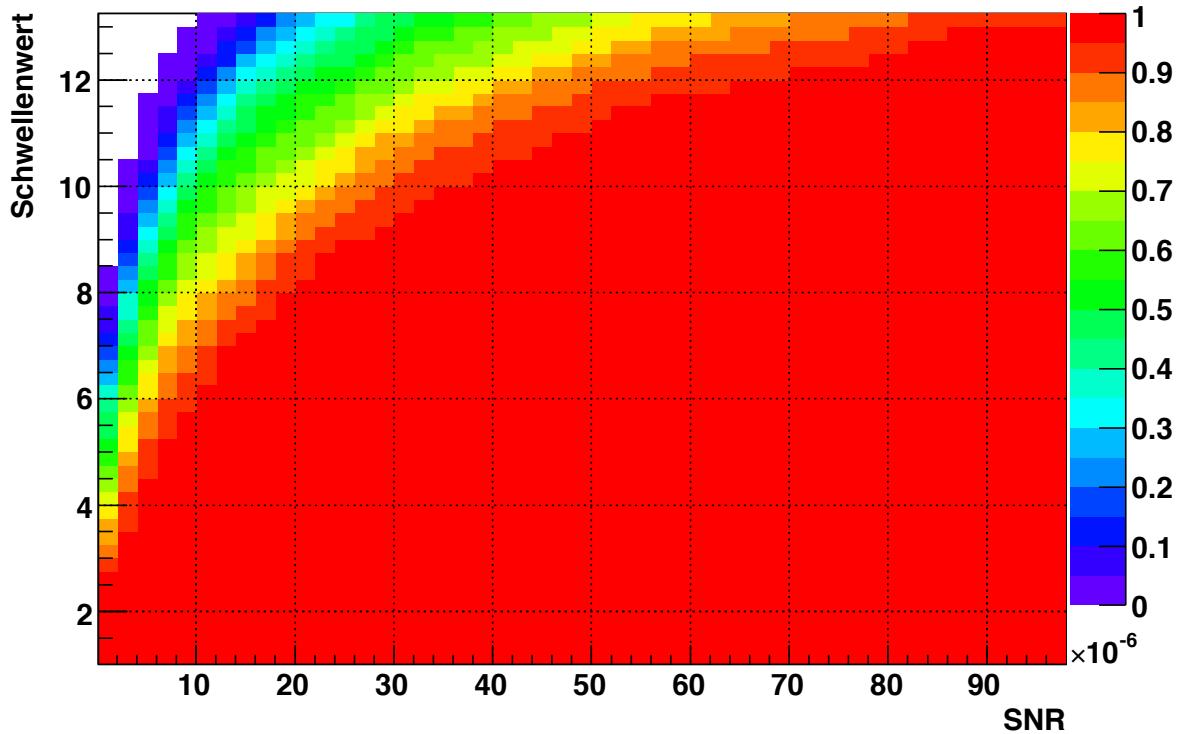


Abbildung 5.11: Filter Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

Geht man in einen Bereich geringerer SNR, bei gleichen Schwellenwerten, kann man sehen, dass die Effizienz wieder weitestgehend den Wert eins annimmt. Allerdings nimmt die Effizienz für niedrigere SNR schon für niedrigere Schwellen ab. Für ein SNR von 10^{-7} nimmt die Effizienz wieder ab einem Schwellenwert von $3 \times \text{RMS}$ ab (vgl. Abb. 5.6).

Betrachtet man die Reinheit für diesen Bereich der niedrigeren SNR kann man sehen, dass diese, im Vergleich mit der Reinheit für den Bereich höherer SNR (vgl. Abb. 5.10), ebenfalls weitestgehend einen Wert von 0.5 annimmt (vgl. Abb. 5.12). Hier werden auch für niedrige Schwellen alle Signale durchgelassen. Für einen Schwellenwert von ca. $11 \times \text{RMS}$, ab einem SNR von $4 \cdot 10^{-7}$ bis 10^{-4} , nimmt die Reinheit wieder auf den Wert von eins zu. Für niedrigere SNR nimmt die Reinheit schon für niedrigere Schwellen zu (vgl. Abb. 5.12).

Die Analyse zeigt, dass im Fall von Tiefsee-Untergrundrauschen, unter der entsprechenden Annahme im Filterkern, mit hoher Effizienz zwischen bipolarem und quadrupolarem Signal unterschieden werden kann. Es muss, wie gezeigt, der richtige Schwellenwert gewählt werden.

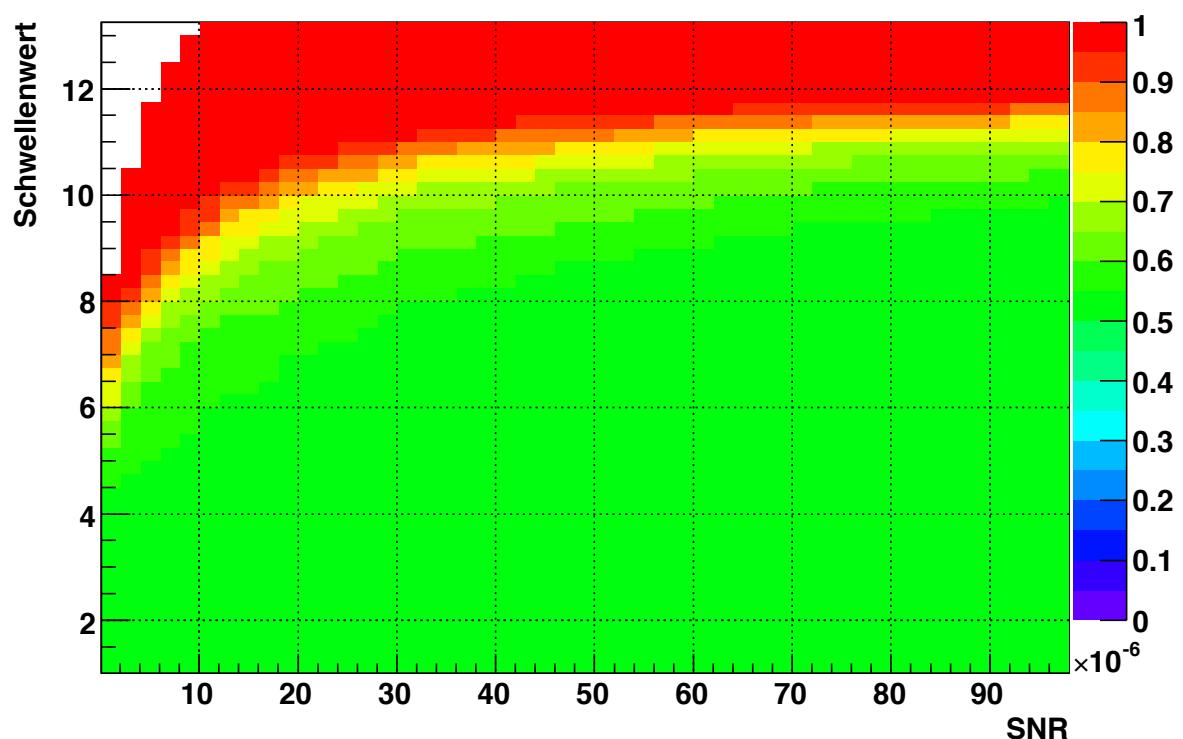


Abbildung 5.12: Filter Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und dem Schwellenwert, der als Vielfaches des RMS der Filterantwortfunktion ausgedrückt wird.

5.4.2 Filtereigenschaften in Abhängigkeit vom Schwellenwert

In Abschnitt 5.4.1 wurden Effizienz und Reinheit für zwei unterschiedliche Bereiche des SNR dargestellt. Das Verhalten von Effizienz und Reinheit unter der Variation des Schwellenwertes wird nun für den Bereich niedrigerer SNR detaillierter dargestellt (vgl. Abb. 5.13). Betrachtet man die Effizienzen für unterschiedliche SNR, kann man sehen, dass sie für niedrige Schwellenwerte einen Wert von eins haben. Für höhere Schwellenwerte nehmen sie dann ab, aber keine nimmt im dargestellten Bereich bis auf den Wert null ab. Die Reinheiten für die unterschiedlichen SNR liegen bei niedrigen Schwellenwerten bei 0.5 und nehmen alle ab einem Schwellenwert von ca. $6 \times \text{RMS}$ zu, bis sie den Wert eins erreichen. Abbildung 5.13 zeigt noch einmal deutlich, dass das Filter für Tiefsee-Untergrundrauschen, bei geeigneter Wahl des Schwellenwertes mit guter Effizienz zwischen Nutzsignal und Untergrundsignal unterscheiden kann.

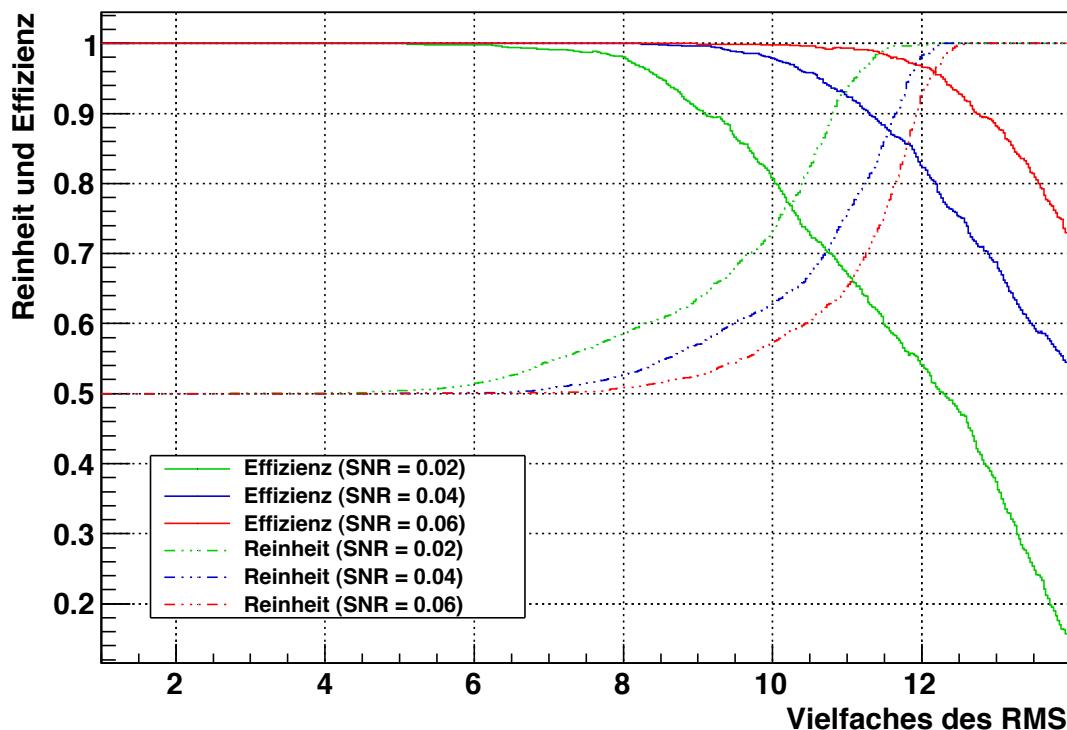


Abbildung 5.13: Filter Effizienz und Reinheit, für drei Werte des SNR, in Abhängigkeit vom Schwellenwert, für das abgeänderte Rauschen in den Samples und Kern

5.5 Analyse des Filterverhaltens unter Variation des Rauschens

Bisher wurde getrennt untersucht, wie sich das Filter für weißes bzw. Tiefsee-Untergrundrauschen verhält. Nun wird für festes SNR und einen festen Schwellenwert das Rauschen variiert. Es werden die Datensamples mit weißem Rauschen versehen und die Annahme über das Rauschen im Filterkern variiert. Bisher wurde das Rauschen im Kern als weiß ($|N(\omega)|^2 = 1$) oder an das Untergrundrauschen im Meer angepasst ($|N(\omega)|^2 \propto f^{-\frac{5}{3}}$) angenommen. Jetzt wird die spektrale Zusammensetzung des Rauschens im Kern variiert. Es wird weiter von $|N(\omega)|^2 \propto f^\alpha$ ausgegangen, wobei jetzt α variabel ist. Für diese Untersuchung wurden wieder 10000 Samples gefiltert. Als Schwelle wurde ein fester Wert von $5 \times \text{RMS}$ gewählt. Das geschah, da für diesen Schwellenwert im Falle von weißem Rauschen, das Verhältnis von Effizienz und Reinheit ausgewogen war. Für ein SNR von 0.02 beträgt die Effizienz etwa 0.3 und die Reinheit ca. 0.9. Für ein SNR von 0.04 ist die Effizienz ca. 0.85 und die Reinheit etwa 0.8 (vgl. Abb. 5.6). Bei der Untersuchung zum Filterverhalten unter Variation der spektralen Zusammensetzung des Rauschens im Kern werden Datensamples mit einem SNR von 0.02 und einem SNR von 0.04 gefiltert.

Für einen Wert α von ca. -1.6 ist die Effizienz vergleichsweise gering (vgl. Abb. 5.14). Dies liegt daran, dass das Rauschen auf den Samples weißes Rauschen ist, im Filterkern jedoch Rauschen, das im Wesentlichen dem Untergrundrauschen der Tiefsee entspricht, angenommen wird. Das heißt, die Annahme spiegelt die Realität schlecht und resultiert in der vergleichsweise geringen Effizienz. Diese nimmt zu $\alpha \rightarrow 0$ zu. Das liegt daran, dass für diesen Fall die Annahme über die spektrale Zusammensetzung des Rauschens mit dem tatsächlich vorliegenden Rauschen in den Samples übereinstimmt. Abbildung 5.14 zeigt auch, dass das Filter für größere SNR mehr Samples durchlässt. Die Reinheit hingegen zeigt nur wenig Veränderung gegenüber Variation, des im Filterkern angenommenen Rauschens, vgl. Abb. 5.15. Es ist lediglich zu erkennen, dass die Reinheit (SNR=0.02) für $\alpha = -1.6$ bei 0.9 liegt, mit zunehmendem α , bis $\alpha = -0.4$ auf 0.84 abnimmt und ab diesem Wert für α wieder zunimmt.

Die Variation der spektralen Zusammensetzung im Filterkern hat gezeigt, dass die Effizienz von der Annahme über das Rauschen im Filterkern abhängt. Bildet die Annahme über das Rauschen im Filterkern die Realität besser ab, kann eine höhere Effizienz erreicht werden.

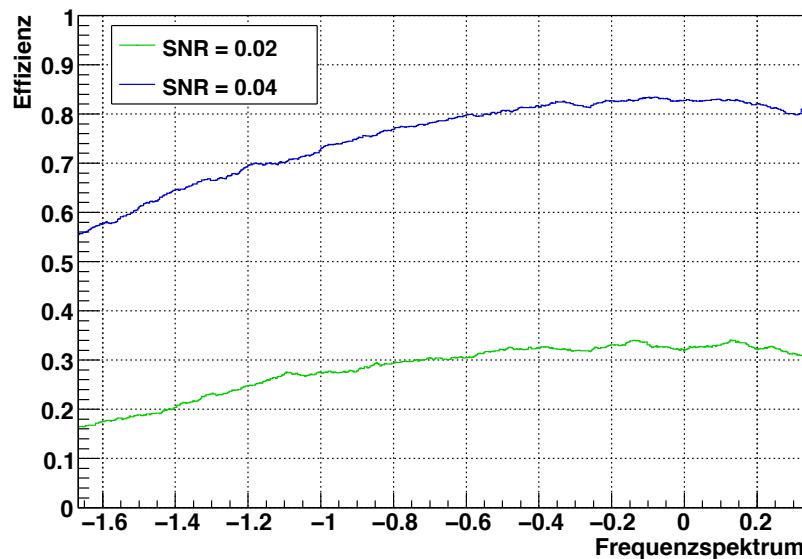


Abbildung 5.14: Effizienz für zwei unterschiedliche SNR in Abhängigkeit vom Frequenzspektrum im Filterkern

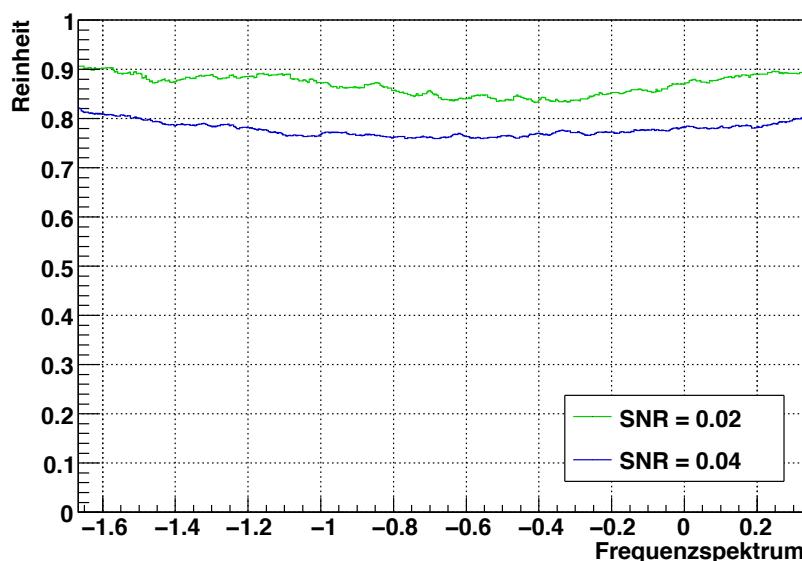


Abbildung 5.15: Reinheit für zwei unterschiedliche SNR in Abhängigkeit vom Frequenzspektrum im Filterkern

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, mit welcher Effizienz und Reinheit ein bipolares Signal durch einen Matched Filter für weißes und Tiefsee-Untergrundrauschen identifiziert werden kann. Es zeigte sich, dass das Schwellenwertfilter im Fall von weißem Rauschen sich gut dazu eignet das Nutzsignal vom Untergrundrauschen zu trennen. Für eine Differenzierung zwischen dem bipolaren Nutzsignal und dem quadrupolaren Untergrundsignale ist das Schwellenwertfilter in diesem Fall jedoch nicht geeignet. Für entsprechende Reinheiten sind die Effizienzen sehr gering.

Die Untersuchungen zu den Filtereigenschaften für Tiefsee-Untergrundrauschen zeigen, dass noch deutlicher zwischen Untergrundrauschen und Nutzsignal unterschieden werden kann. Hier zeigt sich auch, dass für geeignete Filtereinstellungen deutlicher zwischen bipolarem und quadrupolarem Signal differenziert werden kann, als bei weißem Rauschen.

Abschließend zeigen die Untersuchungen, dass ein Schwellenwertfilter allein nicht ausreicht, um zwischen bipolaren Signalen und ähnlichen Untergrundsignalen zu differenzieren. Hierfür benötigt es z.B. eine detailliertere Untersuchung der Eigenschaften der Antwortfunktion, um anhand geeigneter Parameter, Signale unterschiedlichen Klassen zuordnen zu können.

Anhang A

Beispiel für den Algorithmus der FFTW

Es folgt exemplarisch ein Skriptausschnitt, der die Implementierung der DFT mittels FFTW darstellt und die einzelnen Schritte zeigt, die für die Transformation abgearbeitet werden müssen.

```
#include <fftw3.h>
...
{
fftw_plan fft;
double* input_fft;
fftw_complex* output_fft;
...
input_fft = (double*) fftw_malloc(sizeof(double) * N);
output_fft = (fftw_complex*) fftw_malloc(sizeof(fftw_complex) * N/2+1);
fft = fftw_plan_dft_r2c_1d(N, input_fft, output_fft, FFTW_ESTIMATE);
...
fftw_execute(fft);
...
fftw_destroy_plan(fft);
fftw_free(input_fft); fftw_free(output_fft);
}
```

Zu Beginn werden mit `fft` eine Abbildungsvorschrift und mit `input_fft/output_fft` zwei Pointerarrays, welche die Ein- und Ausgabe der FFTW bilden, definiert. Anschließend wird der für die Pointerarrays benötigte Speicher allokiert und die Transformationsvorschrift festgelegt. An dieser Stelle ist, wie bereits erwähnt, die Information, dass die Werte des

Eingangsarrays mittels der eindimensionalen “real to complex” FFT transformiert und in das Ausgangsarray ausgegeben werden sollen, enthalten. Die Rücktransformation für die Abbildung des Frequenzraums auf den Zeitraum hat die gleiche Funktionsweise, unter Rücksichtnahme auf Abänderungen bei der Abbildungsvorschrift und den Pointerarrays.

Anhang B

Algorithmus zur Maximasuche der Antwortfunktion

Folgendes Codebeispiel gibt wieder, wie nach dem Maximum der Antwortfunktion gesucht wird. Zunächst werden die Werte der Antwortfunktion, die in einem Array `output[i]` gespeichert sind in ein Histogramm eingelesen:

```
TH1F* histo = new TH1F("histo","histo", N, 0., N);
for (int i = 0; i < N; i++){
histo->SetBinContent( i, output[i]);
}
```

Da jetzt die Werte der Antwortfunktion in `histo` gespeichert sind wird mit folgendem Algorithmus nach dem Maximum und dem ersten Nebenmaximum gesucht.

```
TSpectrum * s = new TSpectrum();
int n_peaks = s->Search(histo);
Float_t *xpeaks = s->GetPositionX();
Float_t *ypeaks = s->GetPositionY();

Float maximumpeak = wert_a, secondpeak = wert_b, firstx, secondx;

for (int i = 0; i < n_peaks; i++){
if (ypeaks[i] >= maximumpeak && xpeaks[i] < wert_c){
maximumpeak = ypeaks[i];
firstx = xpeaks[i];
}
}
```

ANHANG B. ALGORITHMUS ZUR MAXIMASUCHE DER ANTWORTFUNKTION

```
for (int i = 0; i < n_peaks; i++) {
    if (ypeaks[i] >= secondpeak && ypeaks[i] != maximumpeak && xpeaks[i] < wert_c) {
        secondpeak=ypeaks[i];
        secondx = xpeaks[i];
    }
}
```

Mit `s->Search(histo)` wird `histo` nach sämtlichen Extremwerten abgesucht und die Anzahl der Peaks `n_peaks` ermittelt. Nun kann über die Anzahl der Peaks iteriert werden und Schrittweise durch `if`-Abfragen die Koordinaten des Haupt- und des ersten Nebenmaximums festgestellt werden. Die y-Werte werden jeweils als `maximumpeak`/ `secondpeak` für das Haupt- bzw. erste Nebenmaximum ausgegeben und die x-Werte als `firstx`/`secondx`.

Für die Suche nach den Maxima kann der Bereich eingeschränkt werden. Das geschieht durch die Werte `wert_a`, `wert_b` und `wert_c`. Im Fall des untersuchten Filters werden die Werte so gewählt, dass die Antwortfunktion über den kompletten Bereich nach ihrem Maximum und ersten Nebenmaximum abgesucht wird.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Der pp-Zyklus zur Fusion von Protonen in Helium	5
2.1	ANTARES Detektionsprinzip schematisch	12
2.2	AMADEUS schematische Darstellung	15
3.1	AMADEUS Detektionsprinzip schematisch	18
3.2	Neutrinoinduziertes akustisches Signal	20
3.3	Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Tiefe	21
3.4	PSD gemittelt über verschiedene Werte des Seegangs	23
3.5	Eigenschaften eines Delphinklicks	24
3.6	Darstellung zur Entstehung eines Delphinklicks	25
4.1	Bipolares Signal mit weißem Rauschen unterschiedlichen SNRs	30
4.2	Schematische Darstellung zur Datenreduktion beim Filtervorgang	32
4.3	Darstellung zur Impulsantwort eines Matched Filters	34
5.1	Antwortfunktion für Datensample mit Delphinklick	38
5.2	Antwortfunktion für Datensample mit weißem Rauschen	40
5.3	Schema Matched Filter Algorithmus	40
5.4	Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (weißes Rauschen) .	42
5.5	Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (weißes Rauschen) .	43
5.6	Effizienz in Abhängigkeit der Schwelle (weißes Rauschen)	44
5.7	Effizienz in Abhängigkeit des SNR (weißes Rauschen)	45
5.8	Reinheit in Abhängigkeit des SNR (weißes Rauschen)	46
5.9	Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (Tiefsee Rauschen)	48
5.10	Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (Tiefsee Rauschen)	49
5.11	Effizienz in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (Tiefsee Rauschen)	50
5.12	Reinheit in Abhängigkeit vom SNR und Schwellenwert (Tiefsee Rauschen)	51
5.13	Effizienz und Reinheit in Abhängigkeit des Schwellenwertes	52
5.14	Effizienz unter Variation des Rauschens im Filterkern	54
5.15	Reinheit unter Variation des Rauschens im Filterkern	54

Literaturverzeichnis

- [1] W. Pauli. *Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg, u.a., Vol II: 1930-1939*. K. v. Meyenn, Springer-Verlag, Berlin, (1985).
- [2] F. Reines and C. L. Cowan. *The Neutrino*. Nature, 178, (1956).
- [3] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman. *Search for neutrinos from the sun*. Phys. Rev. Lett., 20(21):1205–1209, May 1968.
- [4] H. Yuksel, S. Ando, and J. Beacom. textit{Direct measurement of supernova neutrino emission parameters with a gadolinium-enhanced super-kamiokande detector}. arXiv:astro-ph/0509297v2 (2006).
- [5] A. G. Petschek. textit{Supernovae}. (1990).
- [6] T. Karg. *Detection of ultra high energy neutrinos with an underwater very large volume array of acoustic sensors: A simulation study*. Doctoral thesis, Univ. Erlangen-Nürnberg, (2006, FAU-PI4-DISSERTATION-06-002). arXiv:astro-ph/0608312.
- [7] W. C. Haxton. *Neutrino astrophysics*. arXiv:nucl-th/0808.0735v1 (2008).
- [8] J. N. Bahcall, A. Serenelli, and S. Basu. *New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes*. Ap. J., 621, (2005) L85.
- [9] Super-Kamiokande Official Homepage. <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html>.
- [10] The SNO Homepage. <http://www.sno.phy.queensu.ca/>.
- [11] C. Grupen. *Astroparticle Physics*. Springer-Verlag, Berlin, (2005).
- [12] J. N. Bahcall and M. H. Pinsonneault. *What do we (not) know theoretically about solar neutrino fluxes?* Phys. Rev. Lett., 92(12):121301, Mar 2004.
- [13] A. Unsöld and B. Baschek. *Der Neue Kosmos*. Springer-Verlag, Berlin, (2005).
- [14] The Pierre Auger Collaboration. *Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV*. arXiv:astro-ph/0806.4302v1 (2008).

- [15] High Tech, Inc. <http://home.att.net/~hightechinc/>.
- [16] F. Druillole, D. Lachartre, F. Feinstein, J. Fopma, E. Delagnes, H. Lafoux, and C. Hadamache. *The analogue ring sampler: An asic for the front-end electronics of the antares neutrino telescope*. November 2001.
- [17] M. Neff. *Studie zur akustischen Teilchendetektion im Rahmen des ANTARES-Experiments: Entwicklung und Integration von Datennahmesoftware*. Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, (2007, FAU-PI1-DIPL-07-003).
- [18] G. A. Askaryan. *Hydrodynamic Radiation From the Tracks of Ionizing Particles in Stable Liquids*. Sov. J. At. En. **3** (1957) 921.
- [19] S. Beavon et al. *Simulation of ultra high energy neutrino interactions in ice and water*. arXiv:0704.1025 (2007).
- [20] J. Jacobsen, M. Saleh, and N. Intrator. *Time frequency analysis of dolphin clicks reveals fine temporal structure*.
- [21] M. W. Muller, J. S. Allen III, W. W. L. Au, and P. E. Nachtigall. *Time-frequency analysis and modeling of the backscatter of categorized dolphin echolocation clicks for target discrimination*. J. Acoust. Soc. Am., 124(1):657–666, July 2008.
- [22] J. Chisholm, J. Jackson, and M. Pickles. *Tiere Die große Bild-Enzyklopädie mit über 2000 Arten*. Dorling Kindersley Verlag GmbH, München, (2001).
- [23] F. Deffner. *Studie zur akustischen Neutrinodetektion: Analyse und Filterung akustischer Daten aus der Tiefsee*. Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, (2007, FAU-PI1-DIPL-07-001).
- [24] C. B. Lang und N. Pucker. *Mathematische Methoden in der Physik*. Spektrum Akademischer Verlag, (2005).
- [25] G. L. Turin. *An introduction to matched filters**. (1960).
- [26] FFTW. <http://www.fftw.org/>.
- [27] ROOT - A Data Analysis Framework. <http://root.cern.ch/>.
- [28] N. Kurahashi and G. Gratta. *High-frequency ambient noise as background do deep ocean transient signal detection*. arXiv:0712.1833v2 [physics.ao-ph] 16 Oct 2008.
- [29] V. O. Knudsen, R. S. Alford, and J. W. Emling. *Underwater ambient noise*. **3**, 410 (1948).

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die diese Arbeit ermöglicht und mich beim Abschluss meines Studiums begleitet haben. An erster Stelle bedanke ich mich bei Frau Prof. Dr. Gisela Anton für die Vergabe dieser Arbeit, der gewährten Unterstützung und der Freiheit bei der Bearbeitung. Herrn Prof. Dr. Wolfgang Kretschmer danke ich dafür, dass er sich bereit erklärt hat, das Zweitgutachten zu dieser Arbeit zu verfassen.

Danke sagen möchte ich auch der gesamten Akustik-Gruppe für die tatkräftige Unterstützung. Mein besonderer Dank gilt hier Dr. Kay Graf und Dr. Robert Lahmann für die kompetente Betreuung, sowie für deren ständige Hilfsbereitschaft. Bei Dr. Kay Graf möchte ich mich an dieser Stelle für die vielen Denkanstöße und den konstruktiven Korrekturvorschlägen zu dieser Arbeit bedanken.

Abschließend gilt ein besonderer Dank meinen Eltern, meinen Brüdern, mit Familie und meiner Oma, die mich über all die Jahre im Studium und bei dieser Arbeit unterstützt haben. Für Denkanstöße, Korrekturvorschläge zu jeder Tages- und Nachtzeit zu dieser Diplomarbeit danke ich besonders Eva Ziegerer.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt zu haben.

Erlangen, den 30. Juli 2010

Florian Schneider