

Teststrahlmessungen zur akustischen Neutrinoerkennung: Thermoakustische Schallerzeugung in Wasser

Diplomarbeit
von
Kay Graf

Juli 2004



Physikalisches Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

Zusammenfassung

Eine vielversprechende Möglichkeit zum Nachweis von Neutrinos mit Energien ab ca. 10 PeV stellt die akustische Detektion dar. In diesem Energiebereich bietet sie in zukünftigen großvolumigen Detektoren aufgrund der - im Vergleich zu Licht - größeren Abschwächlänge von Schall in Wasser eine Ergänzung oder möglicherweise auch eine Alternative zur derzeit hauptsächlich verwendeten optischen Nachweisstrategie.

Grundlage für die Modellierung der akustischen Signalerzeugung ist das thermoakustische Modell, das die Erzeugung eines Schallsignals durch die lokale Wassererwärmung im Bereich eines neutrino-induzierten Teilchenschauers beschreibt.

Zur experimentellen Nachstellung von Teilchenschauern mit Energien ab ca. 10 PeV wurde ein Protonenstrahlexperiment am Svedberg-Laboratory mit Energien von ~ 180 MeV pro Nukleon und etwa 1 PeV – 1 EeV deponierter Energie pro Protonenpuls durchgeführt. Die vorgenommenen Messungen dienen, neben der Überprüfung und einem genaueren Verständnis des thermoakustischen Modells, der Ermittlung wichtiger Parameter des Schallsignals und dem Test der entwickelten Hardware und Software.

In dieser Arbeit wird die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung dieses Experiments am Protonenstrahl erläutert.

Durch Übereinstimmung von Modell-Vorhersage und Resultat in vielen Bereichen bestätigen die Ergebnisse das thermoakustische Modell als primären Effekt der untersuchten Schallerzeugung und belegen, dass der zugrunde liegende Mechanismus gut verstanden ist.

Inhaltsverzeichnis

I	Einführung	1
II	Signalentstehung und Signalpropagation	7
1	Das thermoakustische Modell	9
1.1	Das vereinfachte Modell	9
1.1.1	Die thermoakustische Schallerzeugung	11
1.1.2	Die Schallerzeugung durch Mikroblasen	13
1.1.3	Die Schallerzeugung durch elektrische Kräfte	13
1.2	Die hydrodynamische Beschreibung	15
2	Die Simulation des Schallsignals	19
2.1	Die Simulationsmethode	19
2.2	Die Signaleigenschaften und deren Abhängigkeiten von den Modellparametern . .	23
III	Experimentelle Methoden	29
3	Der Teststand	31
3.1	Der Aufbau des Teststandes	31
3.1.1	Das Wasserbecken	31
3.1.2	Der Unterbau und die Sensorpositionierung	33
3.2	Die Temperaturregelung	35
3.2.1	Die Kühlelemente	35
3.2.2	Der Regelkreis	36
3.2.3	Der Temperaturzyklus	38
4	Die Signalaufnahme	41
4.1	Die verwendeten Sensoren	41
4.1.1	Das Grundprinzip	41
4.1.2	Die Sensoreigenschaften	44
4.2	Die Datennahme	48
4.2.1	Das Oszilloskop	48
4.2.2	Die PCI-Karte	49

5 Die Laborumgebung	51
5.1 Die örtlichen Gegebenheiten	51
5.2 Die Erfassung der Strahlparameter	53
5.2.1 Die Strahlgeometrie	53
5.2.2 Die Pulsenergie und die Trigger für die Datennahme	54
5.2.3 Das zeitliche Extraktionsprofil	56
5.3 Die Störeinflüsse auf das Signal	58
5.3.1 Die Dämpfung und Verzögerung im Kabel	58
5.3.2 Das Rauschen	60
 IV Durchgeführte Messungen und Methodik der Datenauswertung	 63
6 Die Messungen	65
6.1 Die Anordnung der Hydrophone im Teststand	65
6.2 Die verwendeten Strahlparameter	66
6.2.1 Die Strahlgeometrien	67
6.2.2 Die Pulsenergien	68
6.3 Die verschiedenen Messungen	70
6.3.1 Die Variation der Strahlparameter	70
6.3.2 Die Variation des Hydrophon-Abstands	71
6.3.3 Die Variation der Wassertemperatur	71
6.4 Die Durchführung der Messungen	72
 7 Die Signalaufbereitung	 75
7.1 Die Berechnung des Spannungssignals	75
7.1.1 Die Berechnungsstrategien	75
7.1.2 Der Vergleich der Strategien	76
7.2 Die Kalibrierung der Spannungssignale	77
7.3 Die Quantifizierung der Signaleigenschaften	78
 V Ergebnisse der Auswertung, Analyse und Diskussion	 81
8 Die allgemeinen Signaleigenschaften	83
8.1 Die Einkopplung des Protonenpulses	83
8.2 Der Vergleich der gemessenen Signale mit der Simulation	85
 9 Die Ergebnisse bei Variation der Strahlparameter	 91
9.1 Die Variation des Strahldurchmesser	91
9.2 Die Variation der Pulsenergie	93
9.3 Die Variation des Extraktionsprofils	96
 10 Die Ergebnisse bei Variation der Teststand-Parameter	 97
10.1 Die Vermessung des Schallfeldes	97
10.2 Der Temperaturzyklus	102

VI Zusammenfassung und Ausblick	113
11 Zusammenfassung	115
11.1 Die Vorbereitung	115
11.2 Die Durchführung	116
11.3 Die Auswertung	116
12 Ausblick	119
A Das ANTARES-Modell	121
A.1 Der ANTARES-Detektor	121
A.2 Die Grundidee und der Aufbau des Modells	123
A.3 Die Bedienung und Ausstattung	125
A.4 Die Darstellung der Ereignisse	126
A.5 Die Reisen des Modells	127

Teil I

Einführung

Die Astroteilchenphysik erfährt in den letzten Jahren zunehmende Aufmerksamkeit. Insbesondere das Untergebiet der kosmischen Neutrinos rückt dabei immer weiter ins Blickfeld der Forscher, aber auch der Öffentlichkeit - nicht zuletzt durch den 2002 vergebenen Nobelpreis in Physik an die Neutrino-Forscher Raymond Davis Jr. und Masatoshi Koshiba [1].

Die Vorteile der Neutrinos als Informationsträger gegenüber anderen im Kosmos erzeugten Teilchen, wie z.B. Protonen, α -Teilchen und Photonen, liegen in ihrer Stabilität, elektrischen Neutralität, kleinen Masse und geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit; letzteres, da Neutrinos nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Sie gelangen vom Ort der Entstehung annähernd ohne Ablenkung und Abschwächung direkt zur Erde. Neutrinos vermitteln somit direkt Informationen über ihre Quellen. Für andere Teilchen ist dies meist nicht der Fall, da sie entweder direkt in der Quelle in Wechselwirkung mit dem dort meist dichten Medium treten oder aber auf dem Flug mit Materie oder Strahlung im Kosmos wechselwirken oder durch Magnetfelder abgelenkt werden.

Mit der Sonne und einer Supernova (SN 1987A) wurden zwei astrophysikalische Neutrinoquellen identifiziert, deren bisher vermessenes Spektrum im MeV-Bereich endet. Im kosmischen Strahlungsspektrum sind jedoch hochenergetische Teilchen bis zu 10^{20} eV nachgewiesen worden. Mögliche Kandidaten, die ein solches Spektrum erzeugen könnten, sind kosmische Teilchenbeschleuniger. Würden von diesen auch Protonen beschleunigt und hätten Gelegenheit zur Wechselwirkung, so würden über Pionzerfall Neutrinos mit einem ähnlichen Spektrum wie die Primärteilchen erzeugt; beschleunigte Elektronen erzeugten im Gegensatz dazu über Synchrotron-Strahlung hochenergetische Gamma-Strahlung. Damit könnte die Detektion hochenergetischer Neutrinos einen eindeutigen Hinweis auf die Beschleunigungsmechanismen in kosmischen Objekten geben. Die möglichen Quellen solcher Neutrinos sind u.a. Aktive Galaktische Kerne (AGN), Supernovae und deren junge Überreste. Jedoch besteht durch das Öffnen eines neuen Sichtbereichs in der Teilchenastrophysik auch die Möglichkeit, bisher unbekannte Quellklassen und Phänomene zu entdecken.

Somit sind Neutrinos ideale Sonden für astrophysikalische Phänomene, auch und vor allem im Bereich hoher und höchster Energien ab etwa 10–100 GeV.

Andererseits stellt die geringe Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Neutrinos für die Detektion ein Hindernis dar. Verwertbare Ereignisraten in einem Detektor lassen sich nur durch große Massen und damit Volumina erreichen. Zusätzlich nehmen die Flüsse zu hohen Energien hin ab, typischerweise einem Potenzgesetz folgend, womit die Erfordernis von immer größeren Detektoren einhergeht.

Im Moment sind Detektoren mit instrumentierten Volumina unter bzw. um 0.01 km^3 im Betrieb [2,3] oder befinden sich in der Planungs- bzw. Aufbauphase [4,5]. Um noch höhere Energiebereiche zu erschließen, werden Kubikkilometer große Detektoren [6,7] geplant und aufgebaut. All diese Detektoren verwenden eine optische Detektionstrategie und benutzen dafür die natürlichen Targetmaterialien Eis und Wasser - in der Polarregion, Seen und der Tiefsee.

Da Neutrinos nicht direkt nachgewiesen werden können, erfolgt der Nachweis bei diesen Detektoren indirekt über das Čerenkov-Licht, das von Sekundärteilchen emittiert wird, die bei der Reaktion des Neutrinos mit der Targetmaterie entstehen. Čerenkov-Licht entsteht, wenn sich die geladenen Sekundärteilchen schneller als das Licht im betreffenden Medium bewegen. Die typische Abschwächlänge für das so erzeugte Licht liegt, sowohl in Eis wie auch in Wasser, für den Wellenbereich, den die oben genannten Detektoren registrieren, im Bereich mehrerer zehn Meter. Da der Abstand der aktiven Elemente vergleichbar der Abschwächlänge sein muss, wird eine relativ hohe Dichte der Elemente benötigt, um die Neutrinos zuverlässig nachweisen zu können.

Möchte man Flüsse bei Energien ab dem PeV-Bereich messen, muss man das Detektorvolumen weiter steigern. Dies stellt aufgrund des technischen Aufwandes, aber auch der Kosten, ein großes Hindernis für die optische Detektion von Neutrinos in diesem Energiebereich dar.

Andererseits wurde schon frühzeitig - in den 60er und 70er Jahren - über andere Nachweisstrategien nachgedacht, die zwar auch natürliche Target-Volumina benutzen, jedoch vom Nachteil der benötigten hohen Dichte aktiver Elemente in geringerem Maße betroffen sind. Vorgeschlagen wurde die Detektion von Neutrinos mittels, von Sekundärteilchen erzeugten, Radiowellen und akustischen Signalen. Radiowellen werden im Meerwasser aufgrund der frei beweglichen Salzionen sehr schnell gedämpft und können deshalb dort nicht für den Nachweis eingesetzt werden. Akustische Signale dagegen haben in allen denkbaren Targetmaterialien - Wasser und Eis wie bei den optischen Detektoren, aber eventuell auch in Salzstöcken - den Vorteil großer Abschwächlängen von einigen 100 m bis zu einigen Kilometern. Die aktiven Detektorelemente lassen sich in diesem Fall mit größerem Abstand platzieren, womit bei gleicher Anzahl mehr Volumen als nach der optischen Strategie instrumentiert werden kann. Zudem könnte sich die verwendete Detektortechnik als weniger aufwändig und kostengünstiger in der Umsetzung herausstellen.

Studien zum Vergleich der Strategien wurden durchgeführt [8–10], die alle die beiden letztgenannten Strategien bei Energien oberhalb von PeV als sensitiver als die optische Detektion bewerten. Der in dieser Arbeit betrachteten akustischen Neutrinodetektion liegt das thermoakustische Modell zugrunde, dessen grundlegende Idee 1956 von G.A. Askariyan [11] formuliert wurde, und welches in den 70er Jahren eingehend theoretisch [12–14] und experimentell [15–17] untersucht wurde. Es beschreibt die Erzeugung eines Druckpulses, also eines Schallsignals, durch ein geladenes Teilchen beim Durchgang durch ein Medium.

Entlang der Teilchenspur wird Energie deponiert, vor allem durch Ionisationsverluste. Das Medium wird lokal erwärmt, so dass es an dieser Stelle sein Volumen ändert und dadurch ein Druckpuls entsteht. Das sich im Medium ausbreitende Schallsignal hat charakteristische Eigenschaften, mit denen z.B. auf Richtung, Energie und spezifische Ladung des Teilchens rückgeschlossen werden kann.

Dieser Mechanismus kann zur Detektion von Neutrinos genutzt werden, wenn diese mit einem Kern oder Nukleon reagieren und sich eine hadronische und je nach Reaktionstyp u.U. auch eine elektromagnetische Kaskade bildet. Die Energiedeposition der darin enthaltenen geladenen Teilchen bildet den Ausgangspunkt des Schallsignals.

Wichtig für eine mögliche Verwirklichung der akustischen Neutrinodetektion in Wasser ist das genaue Verständnis des thermoakustischen Modells und möglicherweise auftretender anderer Effekte, die die Signaleigenschaften verändern könnten.

Die Grundlage für die experimentelle Erforschung des thermoakustischen Modells bildet die kontrollierbare Simulation bzw. Nachstellung einer Teilchenkaskade mittels eines intensiven, gepulsten Beschleunigerstrahls. Es wurden in der Vergangenheit schon einige Versuche an Beschleunigern durchgeführt [17–20], die jedoch nicht in allen Bereichen vollständige Übereinstimmung mit der Theorie fanden.

In dieser Arbeit wird die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung eines weiteren Experiments mit einem Wasser-Target an einem Protonenstrahl beschrieben. Es diene zum einen der Verifikation des thermoakustischen Modells; vor allem aber sollte eine möglichst große Anzahl an Modellparametern abdeckt werden, um so tiefere Einblicke in das Modell zu erhalten. Auch die Erforschung der in früheren Experimenten nicht verstandenen Effekte sollte hier aufgegriffen werden. Zudem dienen die Experimente der Erprobung der entwickelten Hardware und Software zur Signaldetektion mit thermoakustischen Signalen, die im Labor nicht zugänglich sind.

Das Experiment fand im Februar 2004 am Synchrozyklotron des Theodor-Svedberg-Labors (TSL) in Uppsala, Schweden in Zusammenarbeit mit den Akustikgruppen des Bereiches Neutrino-Astrophysik am DESY-Zeuthen [21] und der Universität Uppsala [22], die ähnliche Messungen in Eis durchführten, statt. Dabei wurden Protonenpulse von ca. 30 μ s Länge und 1 PeV bis 1 EeV

Gesamtenergie in ein $60 \times 60 \times 150 \text{ cm}^3$ großes Wasserbecken eingestrahlt. Die Protonenergie betrug ca. 180 MeV, der Strahldurchmesser wurde im Bereich von einem halben bis zu zwei Zentimetern variiert. Die im Wasser erzeugten Signale wurden im Abstand von 10 bis 110 cm vom Einstrahlort gemessen. Zudem wurden gezielt Wassertemperaturen von 1.7 bis 15.0 °C eingestellt und die Auswirkungen auf die Signaleigenschaften untersucht.

Im Folgenden werden zuerst das thermoakustische Modell theoretisch eingeführt und dessen wichtigste Eigenschaften beschrieben. Anschließend werden die verwendeten experimentellen Methoden sowie die durchgeführten Messungen und die Methodik der Auswertung vorgestellt, und schließlich die Ergebnisse dargelegt und diskutiert.

Eingebunden ist diese Arbeit in das Vorhaben der Erlanger ANTARES-Gruppe, Vorstudien zu einem akustischen Detektor zu betreiben. Dazu sollen in den im Aufbau befindlichen ANTARES-Detektor [23] akustische Empfänger integriert werden, um Studien in der Tiefseenumgebung zu betreiben. In diesem Zusammenhang habe ich während dieser Arbeit auch am Entwurf und am Bau eines Modells des Detektors im Maßstab 1:100 mitgearbeitet, das im Anhang beschrieben wird.

Teil II

Signalentstehung und Signalpropagation

Kapitel 1

Das thermoakustische Modell

Ziel dieses Teils der Arbeit ist es, das thermoakustische Modell einzuführen und seine wesentlichen Eigenschaften darzulegen.

Das thermoakustische Modell beschreibt die Entstehung von Schall- bzw. Drucksignalen durch die Energiedeposition geladener Teilchen in einem Medium. Obwohl dafür prinzipiell alle Medien - Gase, Flüssigkeiten und Festkörper - in Frage kommen, ist für diese Arbeit nur das Medium Wasser wichtig.

Bei der Wechselwirkung eines Neutrinos mit dem Medium bildet sich eine Teilchenkaskade aus, entlang derer Energie im Wasser deponiert wird. Diese kann das umgebende Medium auf verschiedene Arten beeinflussen. Das thermoakustische Modell geht von einer lokalen Erwärmung aus, wobei sich das Medium aufgrund seiner thermischen Volumenänderung ausdehnt bzw. zusammenzieht. Die Energie wird in die Umgebung abgegeben; dies erfolgt teilweise in Form einer akustischen Schall-, d.h. Druckwelle. Der Großteil der Energie wird durch thermische Wärmeleitung in die Umgebung abgegeben.

Um eine neutrinoinduzierte Kaskade experimentell nachzustellen, wird ein intensiver, gepulster Protonenstrahl verwendet. Dieser bietet den Vorteil einer hohen Energiedeposition auf begrenztem Raum, aber auch die Möglichkeit zum Einsatz vielfach verwendeter und gut verstandener Simulationsprogramme.

Bei der Darstellung des thermoakustischen Modells werden als Parameter in erster Linie die Kenngrößen des durchgeführten Experiments verwendet: Strahlgeometrie, Pulsenergie, Positionen der Detektoren, Wassertemperatur u.a. . Daraus werden die zu erwartenden Eigenschaften des Schallsignals und ihre Abhängigkeiten von den Parametern berechnet. Eine genauere Beschreibung der Anwendung des Modells auf neutrino-induzierte Kaskaden ist z.B. in [12,14,24,25] zu finden.

1.1 Das vereinfachte Modell

Um die Signale in überschaubarer Weise erklären zu können, soll hier ein Modell vorgestellt werden, das einer vereinfachten Darstellung des Erzeugungsmechanismus der Schallwelle folgt [19]. Wie später in Abschnitt 1.2 gezeigt wird, sind die Wellengleichungen, die das thermoakustische Modell beschreiben, linear. Somit kann man, ausgehend von einer Punktquelle, das Signal berechnen und eine reale Quelle additiv aus Punktquellen zusammensetzen. Dies wird bei der folgenden Argumentation ausgenutzt und zunächst nur das Verhalten einer solchen Quelle beschrieben.

Verändert das Wasser an der Punktquelle aufgrund einer dort auftretenden Energiedeposition sein Volumen, so lässt sich die Volumenänderung ΔV des von einer Kugel mit Radius R um die Quelle

eingeschlossenen Wassers als

$$\Delta V(t) = 4\pi R^2 \xi(t) \quad (1.1)$$

beschreiben, wobei $\xi(t)$ den Betrag der Verschiebung eines infinitesimalen Volumenelementes am betrachteten Ort R für die Zeit t bezeichnet. Die Richtung des Vektors $\vec{\xi}$ zeigt dabei parallel zur Oberflächennormalen der betrachteten Kugel von der Quelle weg. Die Geometrie der Punktquelle lässt nur einen rotationsfreien Fluss zu, somit kann die Verschiebung als Gradient eines Potentials ϕ ausgedrückt werden [19]:

$$\vec{\xi} = -\vec{\nabla}\phi. \quad (1.2)$$

$\phi(t)$ beschreibt mathematisch den bis zur Zeit t erfolgten Prozess der Signalerzeugung im Wasser. Würde sich das Volumen schlagartig ändern, wäre ΔV also eine Deltafunktion beim Zeitpunkt $t = 0$, so wäre ϕ eine Stufenfunktion bei $t = \frac{R}{c_s}$ (c_s : Schallgeschwindigkeit in Wasser) mit $\phi(t \rightarrow \infty) = \frac{\Delta V}{4\pi R}$.

Da der Prozess der Signalerzeugung in Realität eine endlich große Quelle beschreiben soll, in der die ablaufenden Prozesse nicht instantan geschehen können, kann $\phi(t)$ jedoch keine Stufenfunktion sein. Vielmehr ist es sinnvoll, eine streng monoton steigende stufenartige Funktion anzunehmen, da dem Wasser zu Beginn des Prozesses nur Energie zugeführt, jedoch keine entzogen wird.

Ausgehend von $p = F \cdot \vec{n}_A / A$ kann die Kraft, die auf ein von der Oberfläche A umschlossenes Volumen V aufgrund des Drucks p wirkt, ausgedrückt werden als:

$$-\oint_A p d\vec{n}_A = -\int \vec{\nabla} p dV, \quad (1.3)$$

wobei $\vec{n}_A$ die Flächennormale von A darstellt und von links nach rechts der Gaußsche Integralsatz angewendet wurde. Die Kraft auf ein infinitesimales Volumenelement δV ist also $-\vec{\nabla} p \delta V$.

Schreibt man nun das 2. Newton'sche Gesetz ($F = m \cdot a$) für den vorliegenden Fall (Druck p und ein infinitesimales Volumenelement δV) um, so erhält man:

$$\begin{aligned} \vec{F} &\equiv -\vec{\nabla} p \delta V \\ m &\equiv \rho_0 \delta V \\ \vec{a} &\equiv \frac{\partial^2 \Delta \vec{R}}{\partial t^2} \\ \Rightarrow -\vec{\nabla} p \delta V &= \rho_0 \delta V \cdot \frac{\partial^2 \Delta \vec{R}}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (1.4)$$

wobei ρ_0 die Dichte des Wassers ist. Ersetzen von $\Delta \vec{R}$ durch $\vec{\xi}$ und Einsetzen von Gleichung (1.2) ($\Delta \vec{R} = -\vec{\nabla}\phi$) führt zu:

$$-\vec{\nabla} p \cdot \delta V = -\rho_0 \delta V \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{\nabla}\phi. \quad (1.5)$$

Nach Kürzen und Integration gelangt man schließlich zur Gleichung:

$$p = \rho_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

Somit stellt sich das Drucksignal an der Quelle als zweite zeitliche Ableitung einer streng monoton steigenden stufenartigen Funktion ϕ dar, d.h. als bipolarer Puls (siehe Abb. 1.1). Das die Schallquelle umgebende Wasservolumen wird also zuerst durch die beschleunigte Ausdehnung des Quellvolumens komprimiert, und anschließend durch die verlangsamte Ausdehnung dekomprimiert. Dies

führt zunächst zu einem positiven, dann zu einem negativen Extremum des Drucksignals. Letzteres pflanzt sich im gesamten umgebenden Volumen fort, wobei die Signalamplitude ein Abstandsverhalten zeigt, das bei einer ausgedehnten Quelle von deren Geometrie abhängt. Die Wendepunkte des Potentials markieren die Extrema des Signals, der zeitliche Abstand der Wendepunkte die Signaldauer. Die Signalamplitude ist direkt proportional zur Höhe der Potenzialstufe und indirekt zur Stufenlänge.

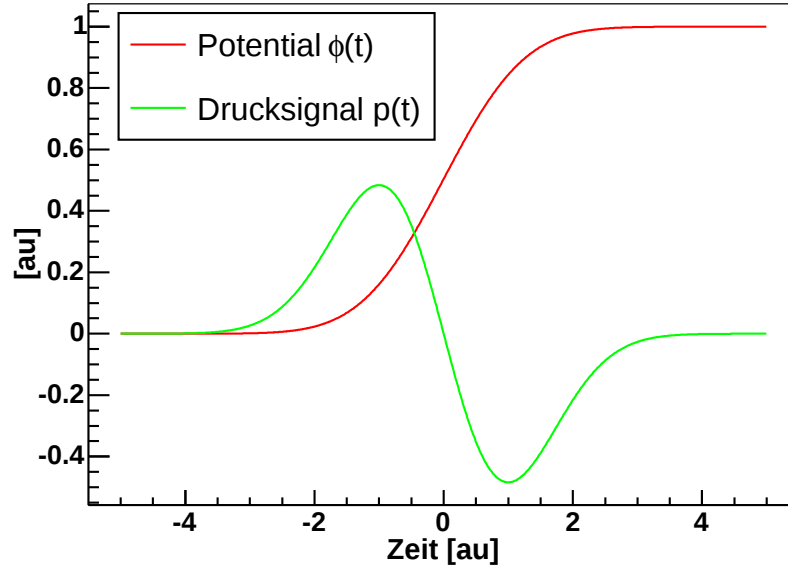


Abbildung 1.1: Für ein streng monoton steigendes stufenartiges **Geschwindigkeitspotential** mittels (1.6) berechnete **Druckwelle**. Die Auftragung beider Achsen ist in beliebigen Einheiten [au].

Somit wurde die Signalerzeugung durch eine lokale Expansion des Wassers beschrieben, nicht jedoch auf deren Ursache eingegangen. Letztere hängt, genau wie der weitere Verlauf der Signalerzeugung, von der Art des Prozesses ab. In der Literatur [12,19,26] werden drei mögliche Prozesse beschrieben, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

1.1.1 Die thermoakustische Schallerzeugung

Die theoretisch am einfachsten zu beschreibende Möglichkeit der Ursache für die Expansion ist die Volumenänderung des Wassers aufgrund einer Temperaturänderung. Die gleichmäßig entlang der Teilchenspur deponierte Energie erhitzt das Wasser, das sich gemäß dem Volumenausdehnungskoeffizienten α ausdehnt, bzw. unter 4.0 °C zusammenzieht:

$$\alpha(T) = \frac{1}{V_0} \frac{\partial V}{\partial T}, \quad (1.7)$$

wobei eine Druckveränderung vernachlässigt wird. Dies ist legitim, da, wie in den folgenden Abschnitten bestätigt wird, die Druckamplitude der zu erwartenden Signale etwa um einen Faktor 10^4 geringer sind, als der Umgebungsdruck.

Es ergibt sich die in (1.1) beschriebene Volumenänderung. Die Erwärmung des Wassers bewegt sich für die durchgeführten Experimente im Bereich von mK und typischerweise im nK-Bereich für neutrino-induzierte Kaskaden. Die Energiedeposition eines Teilchens - hier Protons - erfolgt

auf einer Zeitskala von ns, die gegeben ist durch $\tau_p = \lambda/c_p$, mit einer Wechselwirkungsreichweite λ von einigen 10cm und einer Teilchengeschwindigkeit c_p typischerweise im Bereich der Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Unter den möglichen Mechanismen der Energiedissipation ist die *hydrodynamische Schallerzeugung* die effizienteste, da sie sich auf der kürzesten Zeitskala abspielt, $\tau_{HD} = d/c_s$ [12]. Für eine laterale Ausdehnung des Wechselwirkungsbereiches d von einigen μm und einer Schallgeschwindigkeit c_s im Wasser von ca. 1500 m/s ergibt sich die Zeitskala τ_{HD} ebenfalls im Bereich von ns. Im Vergleich dazu ist die *thermische Wärmeleitung* sehr viel langsamer, im Bereich von μs : $\tau_{TL} = d^2/\zeta$ - mit dem thermischen Koeffizient $\zeta \approx 1.4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$ [12]. Die Konversion von primärer Teilchenenergie in akustische Energie ist jedoch nicht groß, nur ein Anteil von etwa 10^{-9} geht in das Schallsignal über [9], die restliche Energie wird thermisch abgeleitet.

Aufgrund der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Protonen im Wasser, die für die verwendeten 180 MeV kinetischer Energie bei etwa der halben Lichtgeschwindigkeit liegt und somit viel höher ist als die Schallgeschwindigkeit von ca. 1500 m/s, ist die Signalerzeugung entlang der Teilchenspur kohärent. Für das Potential ϕ bedeutet das, dass dieses aufgrund der Energiedeposition zunächst stark ansteigt und dann aufgrund der Wärmedissipation flach abfällt. Das nach Gleichung (1.6) berechnete Signal bleibt daher bipolar - mit einem Kompressionsteil (positiver Peak) und einem Dekompressionsteil (negativer Peak). Das Signal aufgrund von Wärmeleitung ist stark unterdrückt (siehe Abb. 1.2). Wegen der Anomalie des Wassers kommt es für den Temperaturbereich unter 4.0°C aufgrund des negativen Volumenausdehnungskoeffizienten α zuerst zu einer Dekompression, also zu einer Umkehr des Signals im Vergleich zum wärmeren Bereich. Bei genau 4.0°C kommt es zu keiner Volumenänderung im Medium und deshalb auch zu keiner Signalerzeugung nach dem hier vorgestellten Modell.

Aufgrund der thermischen Erzeugung des akustischen Pulses wird dieses Modell thermoakustisch genannt.

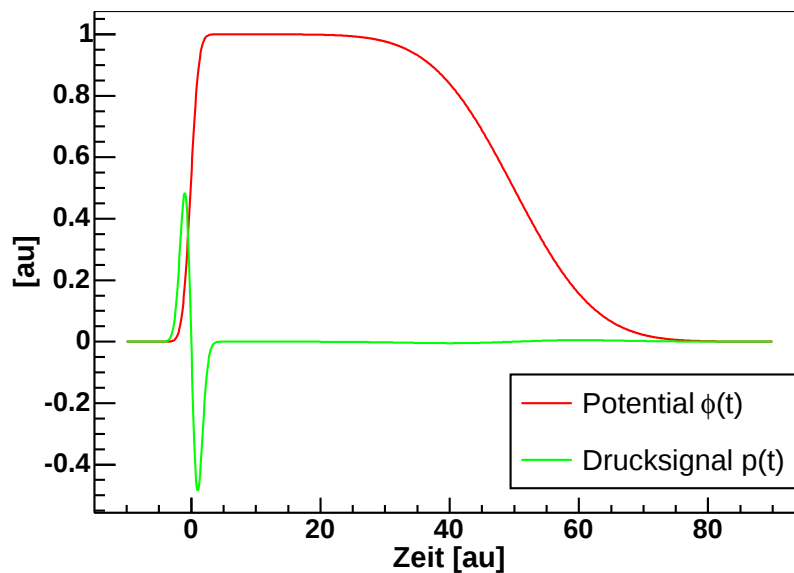


Abbildung 1.2: Geschwindigkeitspotential des thermoakustischen Modells und dazu nach (1.6) berechnete Druckwelle. Die Auftragung beider Achsen ist in beliebigen Einheiten [au].

1.1.2 Die Schallerzeugung durch Mikroblasen

Geht man davon aus, dass die Energiedeposition entlang der Teilchenspur nicht gleichmäßig, sondern punktuell geschieht, so kann es dort zu mikroskopischen Explosionen kommen [11]. Schwere Ionen in hoher Konzentration wären denkbare Zentren einer solchen Energiedeposition. Diese Explosionen können als Keime zur Entstehung von Mikroblasen dienen, deren weitere Entwicklung stark von den ursprünglichen lokalen Faktoren und den Eigenschaften des Mediums abhängt.

In günstiger Umgebung könnten solche Bläschen durch den Umgebungsdruck sofort wieder zum Implodieren gebracht werden. Es entstünden Schockwellen, die aufgrund ihrer Lokalität bedeutend stärker sein können als die oben beschriebenen thermoakustischen Wellen.

Eine theoretische Beschreibung der Signalerzeugung aufgrund von Mikroblasen, die eine Vorhersage über die Eigenschaften des entstehenden Pulses bietet, ist aufgrund der vielen eingehenden äußeren Parameter sehr komplex und nicht verfügbar. Es kann jedoch angenommen werden (siehe z.B. [12,17,19]), dass die Entstehung der Bläschen durch Explosion zu einem bipolaren Signal mit beginnender Kompression, die Implosion zu einem solchen mit beginnender Dekompression führt. Diese würden sich bei geeigneten Umgebungsparametern zeitlich verschoben überlagern und zu einem tripolaren Puls führen (siehe Abb. 1.3).

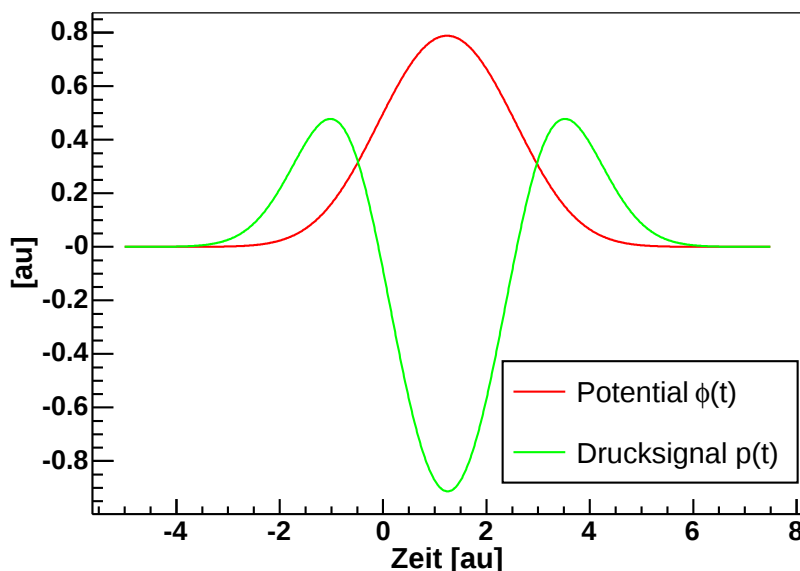


Abbildung 1.3: Geschwindigkeitspotential des Mikroblasen-Modells und dazu nach (1.6) berechnete Druckwelle. Die Auftragung beider Achsen ist in beliebigen Einheiten [au].

1.1.3 Die Schallerzeugung durch elektrische Kräfte

Eine Reihe weiterer möglicher Erzeugungsmechanismen hydrodynamischer Pulse geht auf beteiligte elektrische Kräfte zurück. Während des Durchgangs des Teilchens durch das Medium wird letzteres entlang der Spur ionisiert. Die Ionen können vor ihrer Rekombination die sie umgebenden polaren Wassermoleküle anziehen und somit lokal das Volumen kurzzeitig verringern. Nach der Rekombination dehnt sich dieses Teilvolumen wieder aus. Dies würde zu einem tripolaren Puls mit beginnender Dekompression führen (siehe Abb. 1.4). In [27] wurde das Verhältnis zwischen dem

entstehenden Druckpuls und dem des thermoakustischen Modells unter sinnvollen Annahmen zu etwa $10^{-5} \text{ K}^{-1} \cdot \alpha^{-1}$ bestimmt.

Das elektrische Feld, das im Bereich intensiver Teilchenstrahlen entsteht, würde diesen Effekt noch verstärken. Das zum Strahlzentrum hin ansteigende Feld übt eine anziehende Kraft auf die negativ geladenen Ionen und polaren Moleküle aus, worauf diese zum Strahl hin beschleunigt werden und damit das innenliegende Volumen komprimiert wird. Nimmt das elektrische Feld nach Ende der Strahleinwirkung wieder ab, so stoßen sich die Ionen ab, wodurch es zur Kompression des umgebenden Mediums kommt. In der Literatur wird dieses Modell Elektrostriktions-Modell genannt [12].

Bei starker Ionisation kann es hingegen zu dem umgekehrten Effekt kommen. Ist die Ionenkonzentration entlang der Teilchenspur so groß, dass die Hülle aus polaren Molekülen die Ladung nicht effektiv abschirmen kann, stoßen sich die Ionen ab und sorgen für eine Kompression des umgebenden Mediums.

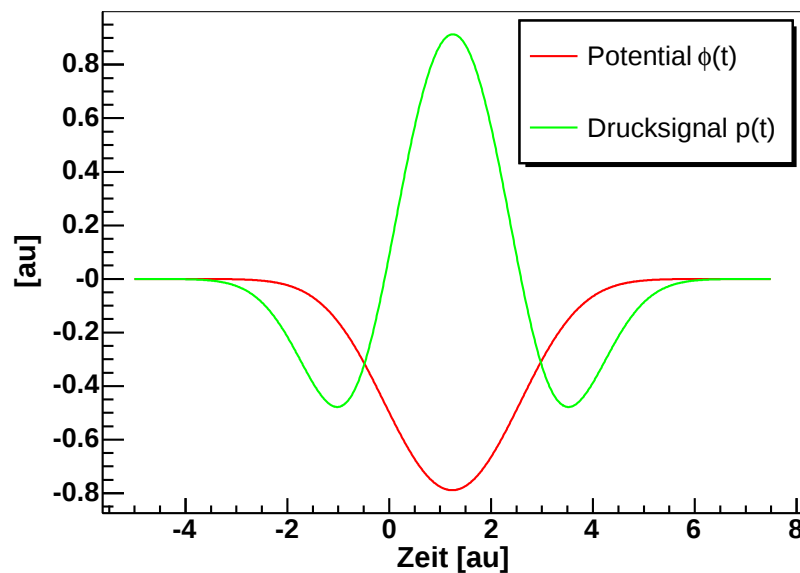


Abbildung 1.4: Geschwindigkeitspotential des Elektrostriktions-Modells und dazu nach (1.6) berechnete Druckwelle. Die Auftragung beider Achsen ist in beliebigen Einheiten [au].

Alle vorangehend beschriebenen Effekte zur Schallerzeugung durch die Energiedeposition eines Teilchens oder eines Teilchenpulses sind möglich. Der jeweilige Beitrag zum Schallsignal in unterschiedlichen Situationen kann jedoch nur mittels dedizierter Experimente erforscht werden. Das hier beschriebene Experiment ist darauf ausgerichtet, die thermoakustischen Schallerzeugung zu untersuchen; Aussagen über Beiträge der beiden anderen Mechanismen sind nur bei einer signifikanten Abweichung der gemessenen von den aus der Simulation und Theorie erwarteten Signaleigenschaften möglich.

1.2 Die hydrodynamische Beschreibung

Vorangehend wurden die möglichen Erzeugungsmechanismen eines von einem Teilchen oder Teilchenpuls erzeugten Drucksignals in vereinfachter Form beschrieben und die erwarteten Signalformen dargestellt. Nun sollen die theoretische Beschreibung der thermoakustischen Erzeugung und Propagation von Schall in Wasser auf Grundlage der Gleichungen der Hydrodynamik hergeleitet und die Eigenschaften der Signale erklärt werden - siehe dazu [12,14].

Die Gleichungen, die die Propagation eines akustischen Pulses in einer idealen Flüssigkeit beschreiben, sind:

- die Eulersche Gleichung (zweites Newton'sches Gesetz)

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p, \quad (1.8)$$

- und die Kontinuitätsgleichung (Teilchenzahlerhaltung)

$$\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad (1.9)$$

Hierbei ist ρ_0 die Dichte des Wassers im Gleichgewicht, ρ der Dichteüberschuss gegenüber ρ_0 , $\vec{v}$ die Teilchengeschwindigkeit und p der Drucküberschuss gegenüber dem Druck im Gleichgewicht p_0 .

Es wird davon ausgegangen, dass die Druck- und Dichteschwankungen klein gegenüber den Gleichgewichtswerten sind und damit die Störungstheorie angewandt werden kann.

Die Wellengleichung für die Druckamplitude kann nach längerer Rechnung unter der Annahme eines adiabatischen Vorgangs bestimmt werden zu (siehe z.B. [28]):

$$\Delta p - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0. \quad (1.10)$$

Hierbei wurde die Bezeichnung $c_s = \sqrt{K/\rho_0}$ für die Schallgeschwindigkeit eingeführt, bei 15.0 °C und Normaldruck ist $c_s \approx 1500$ m/s. $K = 1/\kappa$ ist der Kompressionsmodul (Kompressibilität bei konstanter Temperatur: $\kappa = -1/V_0 \cdot \partial V / \partial p$).

Bei realen Flüssigkeiten muss die Dämpfung der Welle aufgrund viskoser Reibung berücksichtigt werden, beachtet man dies, so gelangt man zur Wellengleichung [14]:

$$\Delta \left(p - \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial p}{\partial t} \right) - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (1.11)$$

wobei als Abkürzung $\omega_0 = K/\eta$ eingeführt wurde und η eine Konstante ist, die die Viskosität beschreibt. ω_0 wurde in [14] bei Normalbedingungen angegeben zu $\approx 10^{12}$ Hz.

Jedoch wird die Dämpfung im Folgenden vernachlässigt, da die das Signal dominierenden Frequenzen unter 100 kHz liegen und somit der Dämpfungsterm durch ω_0 stark unterdrückt wird. Zudem ist der maximale Schallweg in dieser Arbeit weniger als 1.5 m und damit zu kurz, um den Effekt der Dämpfung auf das Signal messen zu können; der Schallweg entspricht maximal 100 Wellenlängen, da die Wellenlänge minimal 1.5 cm bei 100 kHz beträgt.

Fügt man zur homogenen Wellengleichung ohne Dämpfung nun als Antrieb die Ausdehnung des Wassers aufgrund von Erwärmung hinzu, so erhält man die inhomogene Wellengleichung, welche

die Erzeugung und Propagation des hydrodynamischen Pulses aufgrund des thermoakustischen Modells beschreibt:

$$\Delta p - \frac{1}{c_s^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2} . \quad (1.12)$$

Diese Gleichung beschreibt eine Druckwelle, die durch die zweite zeitliche Ableitung einer lokalen Volumenausdehnung des Mediums hervorgerufen wird. Letztere wird durch die rechte Seite in (1.12) beschrieben.

Auslöser ist die Energiedeposition im Medium; diese wird beschrieben durch die Energiedepositionsdichte $\epsilon(\vec{r}, t)$. Sie gibt an, wieviel Energie bis zum Zeitpunkt t in einem Einheitsvolumen um $\vec{r}$ eingebracht wurde. Die gesamte deponierte Energie ist:

$$E_{tot} = \iiint \epsilon(\vec{r}, t) dV dt , \quad (1.13)$$

wobei über den gesamten Raum und die Zeitspanne der Energiedeposition des Teilchens integriert wird.

Diese Energiezufuhr ΔQ wird gemäß $\Delta Q = C \cdot \Delta T$ mit Wärmekapazität C in eine Erwärmung ΔT des Mediums umgesetzt. Da von einer geringen Druckänderung, nicht jedoch von einer geringen Volumenänderung ausgegangen werden kann, wird hier die Wärmekapazität bei konstantem Druck C_p verwendet. Da ϵ eine Energiedichte beschreibt, wird die Temperaturerhöhung durch die spezifische Wärmekapazität c_p ausgedrückt: $\Delta T = \frac{\epsilon}{c_p}$.

Bei Temperaturveränderung ändert sich jedoch auch das Volumen des Mediums, dies wird durch den Volumenausdehnungskoeffizienten α beschrieben: $\Delta V = \alpha \cdot \Delta T$.

Setzt man dies nun zusammen, so erhält man nach zweimaliger zeitlicher Ableitung, dass die rechte Seite von (1.12) die zweite zeitliche Ableitung einer Volumenänderung beschreibt:

$$\frac{\partial^2 \Delta V}{\partial t^2} = \frac{\alpha}{c_p} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2} . \quad (1.14)$$

Diese ist die Ursache für die Schallwelle.

Die Lösung von (1.12) erfolgt mit Hilfe des Kirchhoff-Integrals:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi c_p} \int \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon \left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s} \right) . \quad (1.15)$$

Die Integration erfolgt dabei über den gesamten Bereich der Energiedeposition. Hier ist der Zusammenhang mit dem vereinfachten Modell erklärbar, nach (1.6) ist $p \propto \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$. Im Vergleich mit (1.15) ergibt sich ϕ zu:

$$\phi \propto \frac{\alpha}{4\pi c_p} \int \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \epsilon \left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s} \right) \quad (1.16)$$

Lässt man den Term $\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ und die retardierte Zeit $t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s}$, die aus der im vereinfachten Modell nicht enthaltenen Zeit- und Ortsabhängigkeit folgen, unbeachtet, so beschreibt ϕ nach dieser Gleichung eine totale Volumenänderung. Um letztere zu beschreiben wurde das Potential auch in (1.2) eingeführt.

Eine analytische Berechnung von thermoakustisch erzeugten Signalen und deren Eigenschaften wurde z. B. in [12,14] durchgeführt. Jedoch sind die auftretenden Integrale nur dann analytisch lösbar, wenn von einer instantanen Energiedeposition und einer vereinfachten lateralen

Abhängigkeit ausgegangen wird. Aus den Annahmen lässt sich eine analytische Funktion für das Schallsignal berechnen [12], das die bipolare Gestalt des Signals wiedergibt:

$$p(t) \propto -\frac{t}{\tau} \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right), \quad (1.17)$$

wobei der Zeitnullpunkt den Symmetriepunkt des Signals und τ eine charakteristische Zeit darstellt, die aus der angenommen Symmetrie der Energiedeposition abzuleiten ist.

Diese Annahmen sind bei dem verwendeten gepulsten Protonenstrahl mit einer Dauer von ca. 30 μs jedoch nicht anwendbar. Stattdessen wird in dieser Arbeit die Berechnung der Signale numerisch durchgeführt.

Zu erwähnen ist noch, dass Gleichung (1.15) nicht energieerhaltend ist, da ϵ die ins Medium eingebrachte Energie beschreibt, den durch Schall fortgetragenen oder anderweitig dissipierten Anteil jedoch nicht berücksichtigt. Ersterer ist jedoch sehr klein, letzterer findet auf einer viel längeren Zeitskala als der Signaldauer statt (siehe Abschnitt 1.1.1).

Kapitel 2

Die Simulation des Schallsignals

Da eine analytische Berechnung der Signale zu stark einschränkende Vereinfachungen verlangen würde, wurden die experimentell zu erwartenden Schallsignale numerisch berechnet. Die dabei verwendete Vorgehensweise wird in diesem Kapitel vorgestellt; anschließend werden die wichtigsten Eigenschaften der berechneten Signale aufgezeigt.

2.1 Die Simulationsmethode

Um das Schallsignal zu berechnen, ist es zuerst notwendig, $\epsilon(\vec{r}, t)$ zu bestimmen, d.h. den zeitlichen und räumlichen Verlauf der Energiedeposition der in den Experimenten verwendeten gepulsten Protonenstrahlen zu ermitteln. Ausgangspunkt ist wiederum ein Proton, dessen Energiedeposition in Wasser mittels des Detektorsimulationsprogrammes GEANT4 [29] simuliert wurde. Dieser Vorgang wurde 10 000 mal wiederholt, so dass sich aufgrund der statistischen Variation der Parameter der Simulationsroutinen eine verlässliche Verteilung ergab.

In der gesamten Arbeit gibt die z -Achse die (horizontale) Strahlrichtung vor. Sie bildet zusammen mit der x - und y -Achse ein kartesisches Koordinatensystem, wobei die x -Achse so gewählt wurde, dass sie ebenfalls horizontal lag. Der Eintritt des Strahls ins Wasser erfolgt bei $x = 0$ cm, $y = 0$ cm und $z = 0$ cm. Da nur in der x - z -Ebene Messungen vorgenommen wurden, wird im Folgenden vor allem diese betrachtet.

In Abb. 2.1 ist links die simulierte Verteilung der Energiedeposition der 10 000 Protonen grafisch dargestellt. Erkennbar ist die Aufweitung des Strahls durch die Wechselwirkung mit dem Wasser mit einer maximalen Breite von $x \approx 1$ cm bei $z \approx 22$ cm; die Aufweitung findet dabei vor allem für $z \gtrsim 20$ cm statt. Rechts ist die Projektion der Energiedeposition auf die z -Achse gezeigt, wobei der annähernd konstante Energieeintrag für $z \lesssim 20$ cm und der Bragg-Peak bei ca. 22 cm entlang des Strahls ersichtlich sind.

Wie in Abschnitt 1.1.1 berechnet, beträgt die Flugdauer eines Protons im Wasser einige ns. Da die Pulsdauer ca. 30 μ s beträgt, kann dessen Energiedeposition als instantan angesehen werden, d.h. dessen Zeitstruktur vernachlässigt werden.

Um den Übergang zu einem Protonen-Puls zu erreichen, gibt es zwei Möglichkeiten. Erstens kann man aus der Energiedeposition für ein Proton mittels Gleichung (1.15) das Schallfeld berechnen. Da die Wellengleichung (1.12) linear ist, kann man das Signal eines Teilchenpulses durch additive Überlagerung der Signale aller Protonen im Strahl erreichen, wie es in [14] vorgeschlagen wurde. Hier verwendet wurde jedoch eine zweite Möglichkeit, bei der zunächst die Energiedepositionsdichte $\epsilon(\vec{r}, t)$ für den gesamten Puls berechnet wurde. Dafür wurde die in Abb. 2.1 gezeigte

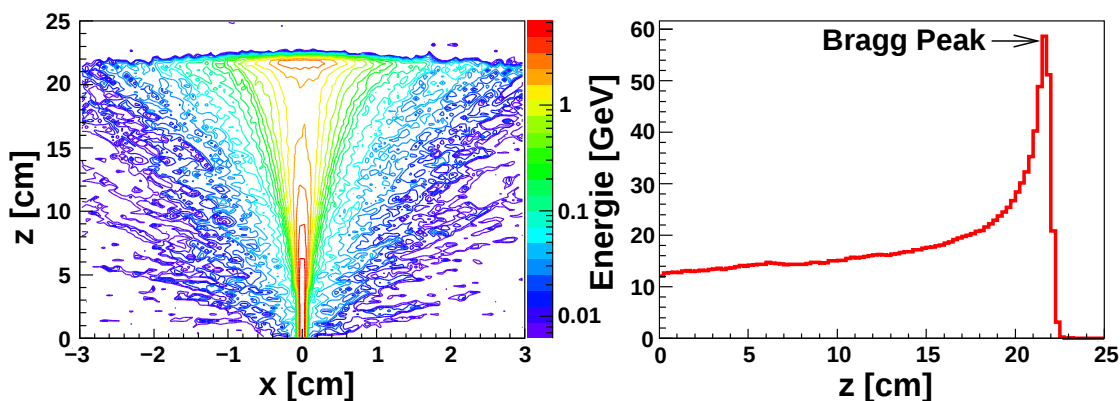


Abbildung 2.1: Energiedeposition für 10 000 Protonen mit 180 MeV kinetischer Energie in Wasser [30]. Die z -Richtung ist die Einfallsrichtung der Protonen, x die dazu senkrechte horizontale Ausbreitung. Bei der linken Darstellung ist die Energieverteilung in der x - z -Ebene gezeigt, die Energieskala ist logarithmisch in GeV und durch eine farbige Abstufung dargestellt. Rechts ist die Projektion der Energiedeposition auf die z -Achse abgebildet, hier ist die Energieachse linear skaliert.

Energiedeposition numerisch in der Zeit mit dem Extraktionsprofil des Strahls gefaltet, das den zeitlichen Verlauf des Pulses bzw. seine longitudinale Struktur darstellt. Für die Simulationen der bei den Messungen zu erwartenden Signale wurden zwei Profile verwendet. Eines wurde an das bei den Messungen aufgezeichnete Extraktionsprofil angelehnt, ist annähernd gaußförmig und besitzt eine Halbwertsbreite von $18 \mu\text{s}$ (siehe Abschnitt 5.2.3). Das andere wurde für die Simulation der zu erwartenden Schallsignale im Vorfeld des Experiments benutzt; dazu wurde das Profil durch eine Gaußfunktion mit einer Halbwertsbreite von $24 \mu\text{s}$ dargestellt.

Lateral wurde die Energiedeposition jeweils mit den geometrischen Strahlquerschnitten gefaltet, die bei den Experimenten verwendet wurden und in guter Näherung gaußförmig waren, bzw. im Vorfeld durch einen 1 cm breite (FWHM) Gaußfunktion. Die simulierte Gesamtenergie des Pulses ergibt sich aus 10^6 Paketen von jeweils 10^4 Protonen à ca. 180 MeV, wie sie in Abb. 2.1 dargestellt sind, also 10^{10} Protonen zu 1.8 EeV.

Das Ergebnis sind dreidimensionale Histogramme, die die räumliche Energiedeposition zu 50 verschiedenen Zeiten enthalten – von -10 bis $90 \mu\text{s}$ relativ zum Beginn der Einstrahlung. Mit Hilfe einer numerischen Integration von Gleichung (1.15) kann daraus an jedem beliebigen Ort und zu jeder beliebigen Zeit das Schallsignal berechnet werden.

Die Simulation der Energiedepositionsdichte sowie das Programmieren der numerischen Berechnung des vom Protonenpuls erzeugten Schallsignals nach Gleichung (1.15) wurden nicht in dieser Arbeit durchgeführt, sie werden beschrieben in [30]. Die Berechnungen der Signale in dieser Arbeit erfolgte jedoch auf Grundlage dieser Programme.

Dabei wurden für alle in diesem Kapitel gezeigten Signale als Standardparameter die Pulsenergie von 1.8 EeV, das gaußische Extraktionsprofil mit $24 \mu\text{s}$ Länge und der Strahldurchmesser von 1 cm verwendet. Für die in die Simulation eingehenden Wasserparameter wurden die Werte bei 15°C und bei Normaldruck aus [31] verwendet.

Als Beispiele sind in den Abb. 2.2–2.4 simulierte Schallsignale aufgetragen. Abbildung 2.2 zeigt das simulierte Signal als Funktion der Zeit an einem Punkt 12 cm in Strahlrichtung (z) und 10 cm senkrecht dazu (x), ausgehend vom Ort des Strahleintritts ins Wasser. Eingezeichnet sind die

Signalamplitude A , definiert als Druckunterschied zwischen dem ersten und zweiten Extremum des akustischen Signals (hier: ca. 18 Pa), und die Signaldauer D , definiert als der Zeitunterschied derselben (hier: ca. 35 μs). Für ein Signal mit beginnender Dekompression (negativer Peak) sind diese Eigenschaften der Definition folgend negativ.

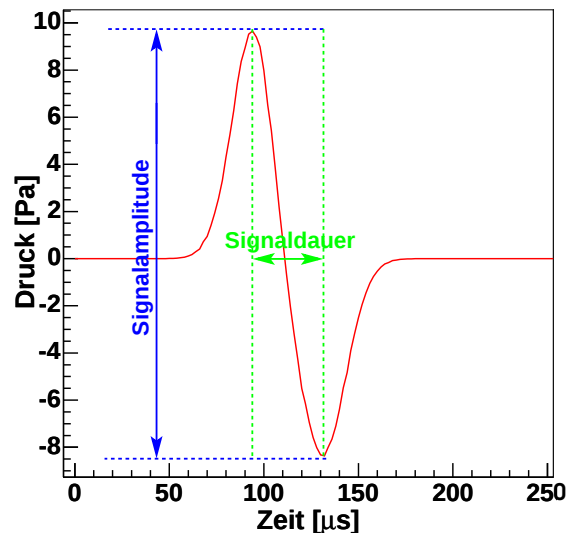


Abbildung 2.2: Simuliertes Schallsignal bei $z = 12\text{ cm}$ entlang des Strahls und $x = 10\text{ cm}$ senkrecht dazu. Eingezeichnet sind die Definitionen für Signalamplitude und -dauer, die im Text näher erläutert sind.

Abbildung 2.3 zeigt die schon vorher beschriebene bipolare Struktur des Pulses. Die Abnahme in der Amplitude und der zunehmende zeitliche Versatz bei wachsendem Abstand aufgrund der endlichen Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle im Wasser sind gut zu erkennen.

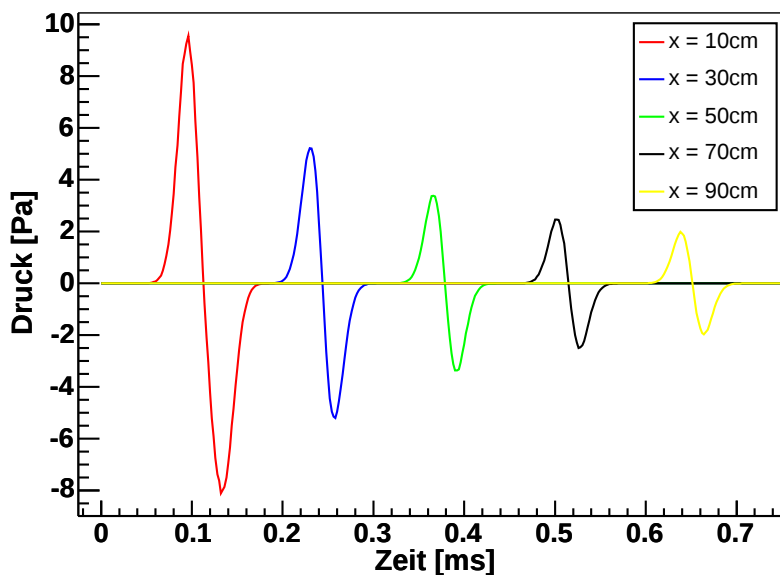


Abbildung 2.3: Simulierte Schallsignale bei $z = 12\text{ cm}$ entlang des Strahls, bei verschiedenen lateralen Abständen x .

Abbildung 2.4 zeigt das geometrische Schallfeld zu einer bestimmten Zeit, also die Druckamplituden an jedem Punkt der x - z -Ebene. Zu erkennen ist eine verstärkte Abstrahlung senkrecht zur Strahlrichtung, für z -Werte im Bereich der Energiedeposition – dort ist das Schallsignal auch klar bipolar. Die Schallwelle wird also in Form einer Scheibe senkrecht zur Teilchenspurs ausgesendet. Diese Charakteristik des Schallfeldes des Protonenpulses ist aus der räumlichen Verteilung der Energiedeposition erklärbar (siehe Abb. 2.1). Für $z \lesssim 20$ cm stellt letztere eine annähernd zylinderförmige Schallquelle dar, die hauptsächlich in x -Richtung abstrahlt. Der Bragg-Peak bei $z \approx 22$ cm verhält sich näherungsweise wie eine punktförmige Schallquelle, die den Schall isotrop in alle Richtungen aussendet. Das Schallfeld ergibt sich daraus durch die Überlagerung der Schallsignale dieser beiden grundsätzlich verschiedenen Konfigurationen, wobei die zylinderförmige durch die dort insgesamt höhere Energiedeposition dominiert.

Diese scheibenförmige Art der Abstrahlung wird in noch ausgeprägterer Form auch bei neutrino-induzierten Kaskaden erwartet, da die Energiedeposition in diesen als annähernd zylindrisch angenommen werden kann.

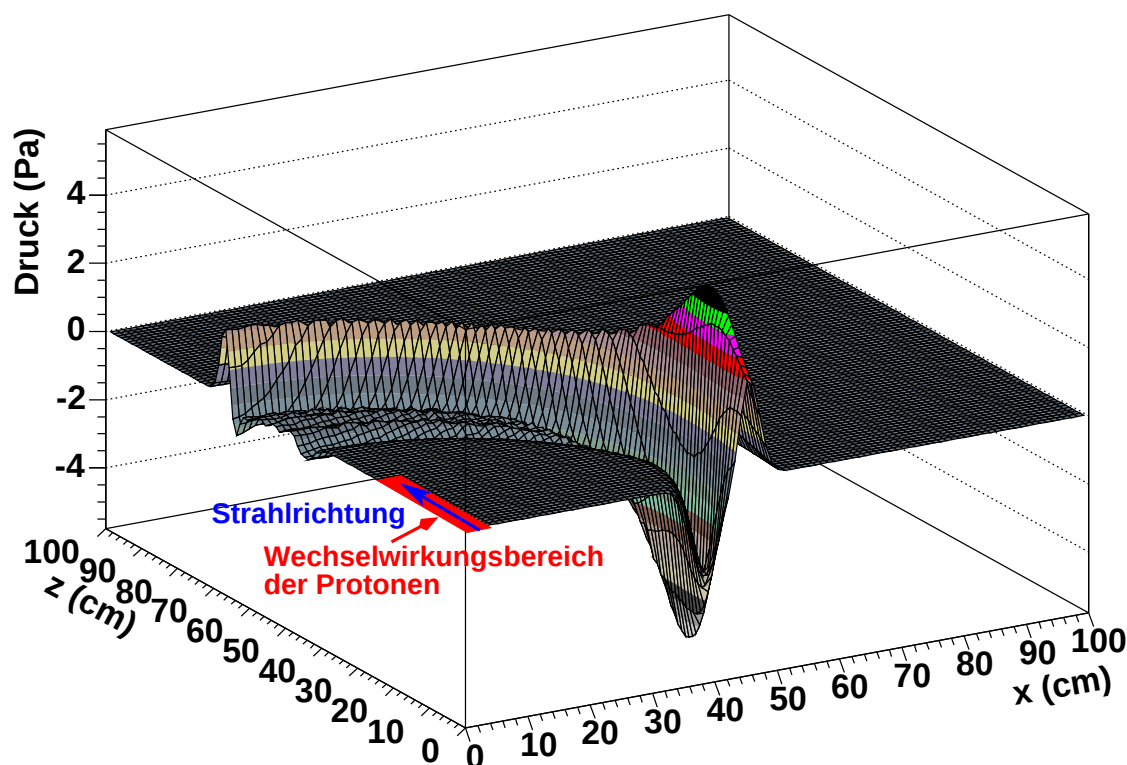


Abbildung 2.4: Simuliertes Schallsignal in der x - z -Ebene bei einer Zeit von $333 \mu\text{s}$ nach Einstrahlungsbeginn [30]. Als Ordinate ist der Schalldruck in Pa aufgetragen.

Die beschriebene Vorgehensweise zur Berechnung der zu erwartenden Signale beruht somit nicht auf analytischen Annahmen über die Energiedeposition, sondern auf wohlbekannten und oft benutzten Simulationsprogrammen mit – bei der verwendeten Protonenenergie – sehr genau definierten Wechselwirkungsmechanismen. Somit stellen die so berechneten Signale eine gute Vergleichsbasis für die in den Experimenten gemessenen Signale dar. Lediglich Ungenauigkeiten in der Kennt-

nis der einfließenden Parameter bringen leichte Unsicherheiten in den Signaleigenschaften. Sollten jedoch die gemessenen Signale in der Form signifikant abweichen, ist das auf den Einfluss anderer Mechanismen (siehe Abschnitte 1.1.2 und 1.1.3) zurückzuführen und nicht auf Unsicherheiten in den Modellparametern.

2.2 Die Signaleigenschaften und deren Abhängigkeiten von den Modellparametern

Hier sollen nun die Eigenschaften der simulierten Signale des thermoakustischen Modells beschrieben und die Abhängigkeiten dieser Eigenschaften von im Experiment variablen Parametern des Modells erläutert werden. Dies ermöglicht in der Auswertung der Daten nicht nur den direkten Vergleich der gemessenen und simulierten Signale, sondern auch den Vergleich der gemessenen und erwarteten Parameterabhängigkeiten. So können systematische Effekte bei der Datennahme erkannt und eliminiert werden.

Soweit nicht anders angegeben, wurden die Signale, die in diesem Abschnitt verwendet werden, mit den im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Standardparametern der Simulation berechnet.

Hierzu wird nochmals Gleichung (1.15) betrachtet:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi c_p} \int \frac{dV'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \epsilon \left(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s} \right) ,$$

die die Grundlage, sowohl der analytischen, als auch der numerischen Berechnung des Schallsignals darstellt. Der erste Term, abkürzend als γ definiert,

$$\gamma = \frac{\alpha}{4\pi c_p} \quad (2.1)$$

geht als Faktor direkt in das Schallsignal ein. Die enthaltenen physikalischen Größen sind abhängig von Temperatur, Druck und chemischer Zusammensetzung des Wassers. Da bei den späteren Messungen außer der Wassertemperatur alle anderen Wassereigenschaften nicht variiert wurden, wird hier nur die Temperaturabhängigkeit $\gamma(T)$ erläutert. Der Fit an die [31] entnommenen Daten (siehe Abb. 2.5) ergibt sich unter Vernachlässigung der Fehler in den Fitparametern zu:

$$\gamma(T) = -1.28 \cdot 10^{-9} \frac{\text{kg}}{\text{J}} + 3.38 \cdot 10^{-10} \frac{\text{kg}}{\text{J}^\circ\text{C}} \cdot T - 4.79 \cdot 10^{-12} \frac{\text{kg}}{\text{J}^\circ\text{C}^2} \cdot T^2 + 4.52 \cdot 10^{-14} \frac{\text{kg}}{\text{J}^\circ\text{C}^3} \cdot T^3 , \quad (2.2)$$

dabei ist, wie im Rest der Arbeit, T in $^\circ\text{C}$ angegeben.

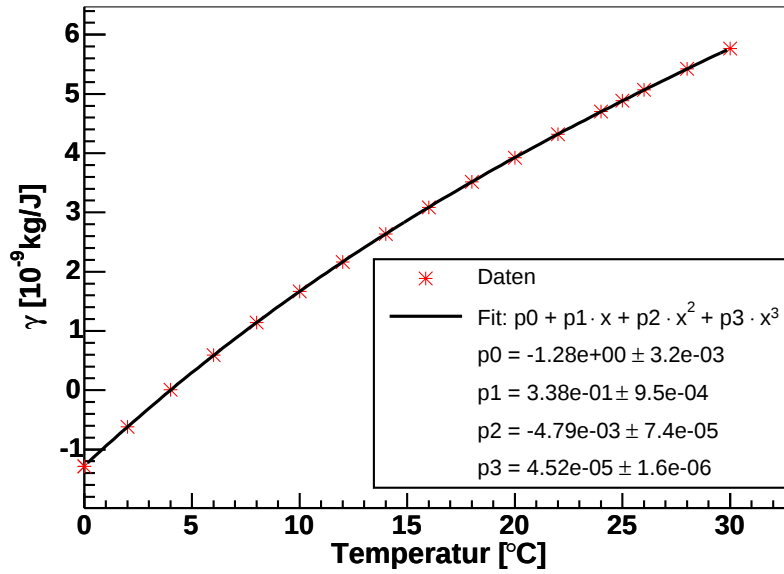


Abbildung 2.5: Temperaturabhängigkeit des Faktors $\gamma = \frac{\alpha}{4\pi c_p}$, für Werte der physikalischen Größen aus [31].

Der Haupteinfluss auf die Temperaturabhängigkeit von γ kommt hierbei von α ; c_p variiert im Bereich von 0–20 °C nur um ca. 10%. Bei 4.0 °C ändert γ und damit auch das Drucksignal aufgrund der Anomalie des Wassers sein Vorzeichen. Über 4.0 °C kommt es aufgrund der Volumenausdehnung zuerst zu einer Kompression und anschließend zu einer Dekompression, unterhalb davon ist dies umgekehrt. Bei 4.0 °C wird kein thermoakustisches Signal erzeugt, was eine wichtige und einfache Möglichkeit zur Überprüfung des Modells aufzeigt.

Als weiterer Faktor geht die eingestrahlte Gesamtenergie multiplikativ ins Schallsignal ein. Diese ist ein nicht von den Integrationsvariablen abhängender, linearer Faktor in der Energiedepositionsdichte ϵ und kann somit in (1.15) vor das Integral gezogen werden. Die Signalamplitude ist damit direkt proportional zur Gesamtenergie.

Die weiteren Eigenschaften des Schallsignals ergeben sich aus der Energiedichte $\epsilon(\vec{r}, t)$ bzw. der Integration und sind somit nicht global gültig und nur über die Simulation zugänglich.

In die retardierte Zeit $t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c_s}$ geht die Schallgeschwindigkeit c_s ein. Diese hat eine lineare Auswirkung auf die Signalamplitude A , da der Kohärenzbereich des Schalls im Schauer bzw. im Wechselwirkungsbereich der Protonen größer wird. Aus Simulationen mit verschiedenen Schallgeschwindigkeiten am Ort $z = 12$ cm (entlang der Strahlrichtung vom Strahleintritt aus) und $x = 10$ cm (senkrecht zur Strahlrichtung) erhält man als Abhängigkeit:

$$A(c_s) = (1.202 \pm 0.001) \cdot 10^{-2} \frac{\text{Pa s}}{\text{m}} \cdot c_s. \quad (2.3)$$

Die Pulsenergie betrug in der Simulation 1.8 EeV, der Strahldurchmesser 1 cm und $\gamma_0 = 2.16 \cdot 10^{-9} \text{ kg/J}$ - dem Wert bei 15 °C und Normaldruck. Die Schallgeschwindigkeit hängt wiederum von der Temperatur ab:

$$c_s(T) = 1.40 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}} + 5.04 \frac{\text{m}}{\text{s}^\circ\text{C}} \cdot T - 5.81 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\text{s}^\circ\text{C}^2} \cdot T^2 + 3.32 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}}{\text{s}^\circ\text{C}^3} \cdot T^3. \quad (2.4)$$

Dabei ist (2.4) eine parametrisierte Formel von Bilaniuk und Wong [32]; die bei der Simulation der Werte für (2.3) verwendeten Schallgeschwindigkeiten von 1400–1500 m/s entsprechen einem

Temperaturbereich von 0 - 25 °C. Daraus ergibt sich eine Temperaturabhängigkeit der Amplitude von:

$$\begin{aligned} A(T)_{c_s} &= A(c_s) \cdot c_s(T) \\ &= 16.8 \text{ Pa} + 6.06 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}} \cdot T - 6.98 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}^2} \cdot T^2 + 3.99 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}^3} \cdot T^3 \end{aligned} \quad (2.5)$$

Für die oben genannten Parameter der Simulation ist damit die Signalamplitude bei einer Variation der Temperatur berechenbar durch:

$$\begin{aligned} A(T)_{Ges} &= \frac{\gamma(T)}{\gamma_0} \cdot A(T)_{c_s} \\ &= -9.95 \text{ Pa} + 2.58 \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}} \cdot T - 2.72 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}^2} \cdot T^2 + 1.06 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Pa}}{^\circ\text{C}^3} \cdot T^3 \end{aligned} \quad (2.6)$$

Der Verlauf von $A(T)_{Ges}$ ist in Abb. 2.6 gezeigt. Er ist im Vergleich zu $\gamma(T)$ weniger stark gekrümmt.

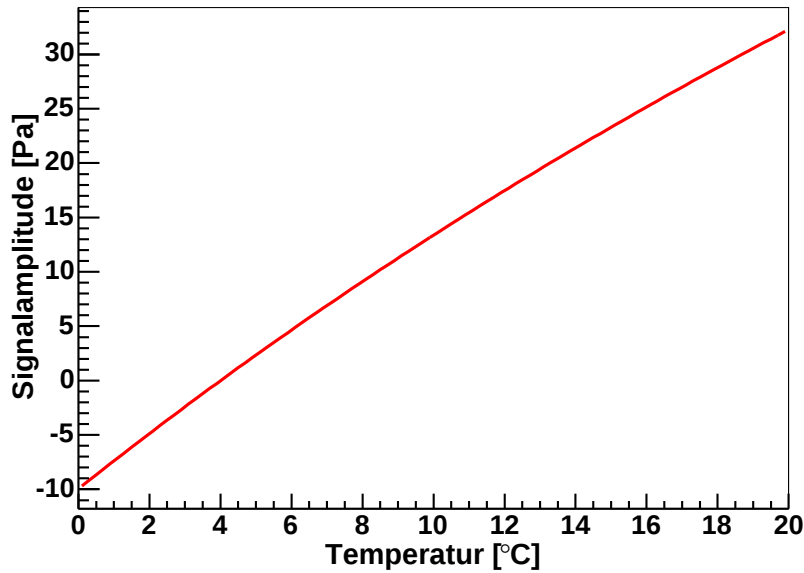


Abbildung 2.6: Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude bei einer Energie von 1.8 EeV und einem Strahldurchmesser von 1 cm.

Als letzter Term der Gleichung (1.15) verbleibt noch die Orts- und Zeitabhängigkeit der Energiedepositionsdichte $\epsilon(\vec{r}, t)$. Da die verwendeten Protonenpulse letztlich immer die gleiche zeitliche Struktur besaßen, ist eine Variation nur relevant, um die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Zeitstruktur der Pulse und ihre Auswirkung auf die Signaleigenschaften zu untersuchen. Dies wäre nur im direkten Vergleich mit gemessenen Signalen möglich, konnte aus Zeitgründen in dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt werden. Zur Simulation der Abhängigkeit der Schallsignale von der genauen Form des Extraktionsprofils wurden, wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben wird, zwei verschiedene zeitliche Pulsstrukturen verwendet.

Die Pulsdauer des Strahls bestimmt jedoch entscheidend die Signaldauer. Letztere ist gegeben durch die Addition der Pulsdauer und der Zeit, die das Schallsignal von der Quelle zum Empfänger durch die Region der Energiedeposition braucht.

Für die Ortsstruktur ist die laterale Pulsstruktur, der Strahldurchmesser, bestimmend, da die longitudinale Struktur durch die Wechselwirkung im Wasser und vor allem durch den Bragg-Peak vorgegeben ist. Die Simulation dieser Abhängigkeit ist zeitlich sehr aufwändig, weswegen keine funktionale Abhängigkeit des Signals vom Strahldurchmesser durchgeführt wurde, sondern jeweils nur die verwendeten Strahlstrukturen und der Standardparameter mit einem Zentimeter Durchmesser simuliert wurden. Der Strahldurchmesser hat jedoch direkten linearen Einfluss auf die Signaldauer, da er die Breite des Energiedepositionsbereichs bestimmt, und damit die Zeit, die das Schallsignal benötigt, um durch diesen Bereich hindurch zum Empfänger zu gelangen. Typischerweise beträgt die Signaldauer ca. $35\text{ }\mu\text{s}$, zusammengesetzt aus den ca. $30\text{ }\mu\text{s}$ Pulsdauer und ca. $5\text{ }\mu\text{s}$ für die ca. 1 cm breite Energieverteilung des Strahls.

Zuletzt soll hier noch auf allgemeine Signaleigenschaften eingegangen werden, die für die Messungen vorausgesetzt wurden, bzw. aus den aufgezeichneten Daten ersichtlich sein sollten.

Da in der x - z -Ebene von einer um die z -Achse symmetrischen Strahlgeometrie ausgegangen wird, ist das Signal bei gegebenem z und gleichen Beträgen von x gleich. Deshalb muss in den Messungen nur eine Seite ausgemessen werden. Dasselbe ist in der x - y -Ebene der Fall, diese ist jedoch experimentell nicht zugänglich.

Das Frequenzspektrum des Signals ist abhängig von der Signaldauer; sie bestimmt indirekt die Lage des Maximums im Frequenzbereich. Letzteres wird maßgeblich bestimmt durch die gesamte Signallänge, also die Zeit von der ersten Auslenkung der Signalkurve aus der Ruhelage bis zur letzten. Für die genannten $35\text{ }\mu\text{s}$ Signaldauer ergibt sich eine Frequenz von ca. 30 kHz , das Maximum des Spektrums liegt jedoch bei einer geringeren Frequenz. Damit ist die in Abschnitt 1.2 beschriebene Vernachlässigung der Dämpfung des Signals zulässig. Eine genauere Analyse wird im späteren Verlauf dieser Arbeit im Zusammenhang mit dem Vergleich von simulierten und gemessenen Signalen gezeigt (siehe Abschnitt 8.2).

Eine weitere Eigenschaft des Signals, die simuliert werden kann, ist die Abstandsabhängigkeit der Signalthöhe. Die Simulationen für $z = 12$ und 22 cm sind in Abb. 2.7 dargestellt.

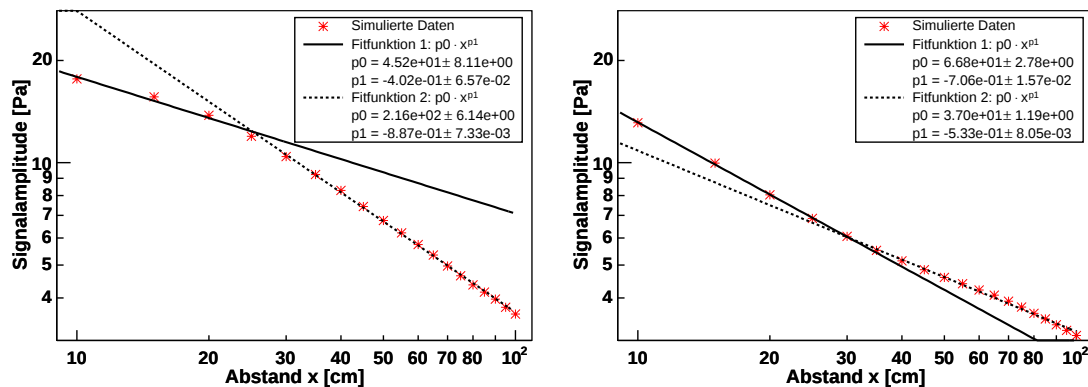


Abbildung 2.7: Signalamplitude in Pa über den Abstand senkrecht zur Strahlrichtung in cm bei $z = 12\text{ cm}$ (links) und $z = 22\text{ cm}$ (rechts) in doppelt logarithmischer Auftragung. Es sind jeweils die in zwei Abstandsbereichen ($0\text{--}25\text{ cm}$ bzw. $30\text{--}100\text{ cm}$) angelegten Fits mit der zugehörigen Funktion angegeben.

Auffallend sind bei $z = 12\text{ cm}$ die beiden Bereiche, in denen das Signal sich Potenzgesetzen folgend wie $x^{-(0.40 \pm 0.07)}$ bzw. $x^{-(0.89 \pm 0.01)}$ verhält. Diese Bereiche spiegeln das Nah- bzw. Fernfeld der akustischen Welle wider. In diesen Bereichen würde eine zylindrische Welle ein $1/\sqrt{x}$ bzw. $1/x$

Verhalten zeigen. Somit liegt das simulierte Verhalten für die nur annähernd zylindrische Energiedeposition sehr nahe an der Erwartung für eine neutrinoinduzierten Kaskade, die eine zylindrische Quelle darstellt [11,14]. Bei $z = 22$ cm ist diese Abstandsabhängigkeit nicht gegeben, hier ist der Einfluss des Bragg-Peaks zu erkennen. Dieser verursacht eine Störung in der Zylindersymmetrie der Energiedeposition und stellt annähernd eine akustische Punktquelle dar, weshalb der Verlauf zunächst steiler ist, als bei $z = 12$ cm. Für eine ideale Punktquelle würde die Abstandsabhängigkeit einem $1/x$ Gesetz folgen, hier ist sie mit $x^{-(0.71 \pm 0.02)}$ etwas weniger steil und flacht im weiteren Verlauf auf $x^{-(0.53 \pm 0.01)}$ ab. Dies wird durch die anwachsende Interferenz mit der nur annähernd zylindrischen Welle verursacht, die durch den Energiedepositionsbereich für $z \lesssim 20$ cm erzeugt wird (siehe Abb. 2.1 im vorigen Abschnitt), und einen Öffnungswinkel aufweist. Für eine zylindrische Welle beim radialen Abstand r von der Quelle im Fernfeld kann die totale akustisch abgestrahlte Energie berechnet werden nach [14,33]:

$$E_a = \frac{4\pi r^2}{\rho_0 c_S} \int_{-\infty}^{+\infty} p^2(r, t) dt . \quad (2.7)$$

Dies ist für die simulierten bzw. gemessenen Signale aufgrund der anderen Abstandsabhängigkeit und Schallfeldgeometrie nicht generell richtig. Abb. 2.8 zeigt die nach (2.7) berechnete abgestrahlte Energie für $z = 12$ cm - was dem Maximum der scheibenförmigen Schallausbreitung entspricht - und verschiedene Abstände x . Für große Abstände nähert sich die Energie einem Grenzwert von ca. 0.8 nJ an. Dies ist aus Abb. 2.7 erklärbar, wo ersichtlich ist, dass - vor allem bei den größten eingezeichneten Abständen - die Abstandsabhängigkeit immer mehr einem $1/x$ -Gesetz folgt und somit die Voraussetzungen für Gleichung (2.7) immer besser erfüllt werden. Vergleicht man die simulierte hydroakustisch abgestrahlte Energie mit der eingestrahlt Energie (1.8 EeV entsprechen ca. 0.3 J), so kommt man zu dem in Abschnitt 1.1.1 bereits erwähnten Verhältnis von ca. 10^{-9} .

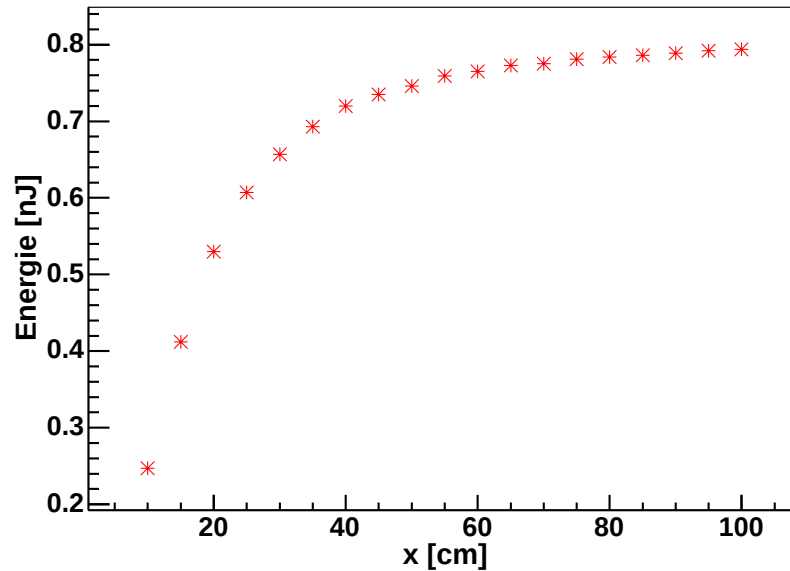


Abbildung 2.8: Akustisch emittierte Energie in nJ über dem Abstand x in cm. Eine asymptotische Annäherung an den Wert 0.8 nJ ist erkennbar.

Wie in Abb. 2.3 erkenntlich ist, ist bei $z = 12$ cm die Signalform nicht abhängig vom Abstand x , sondern nur die Signalamplitude. Dies ist nicht für das gesamte Schallfeld der Fall. Grundsätzlich ist jedoch zu erkennen, dass sich Signale, die in der Form vom bipolaren Signal abweichen, mit zunehmenden Abstand von der Schallquelle immer mehr dieser Form annähern. Diese Signaleigenschaft wird durch direkten Vergleich mit den Messungen untersucht, da eine Quantifizierung nicht möglich ist. Exemplarisch ist das Verhalten in Abb. 2.9 für $z = 2$ cm gezeigt. Der darin für kleine x -Werte erkennbare zweite Dekompressionspeak wird durch die Überlagerung der Anteile der annähernd einheitlichen Energiedeposition und des Bragg-Peaks hervorgerufen, die in diesen Positionen nicht zu einem rein bipolaren Signal interferieren. Bei zunehmenden Abstand von der Schallquelle gleichen sich die Laufzeitunterschiede der in diesen beiden Regionen erzeugten Signalanteile immer mehr an; zudem verliert der Anteil des Bragg-Peaks aufgrund seiner steileren Abstandsabhängigkeit immer mehr an Bedeutung. Daraus resultiert die Annäherung an die bipolare Signalform.

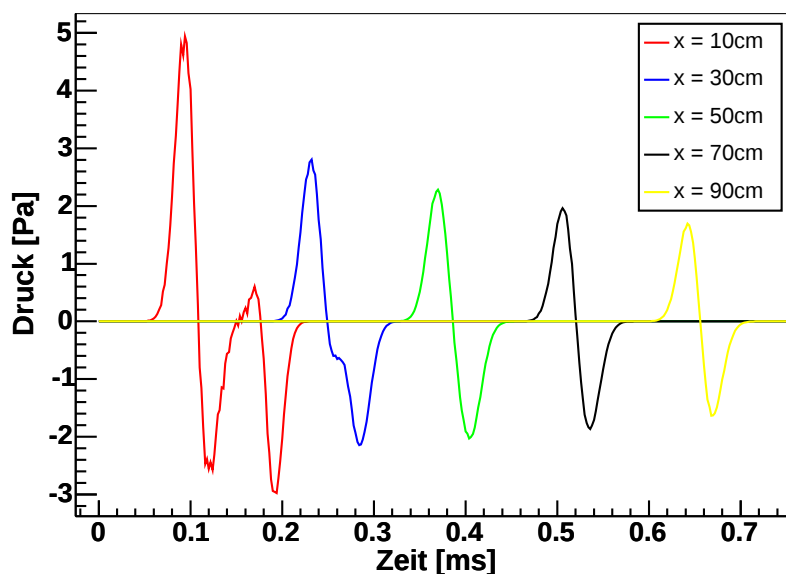


Abbildung 2.9: Simulierte Schallsignale bei $z = 2$ cm entlang des Strahls, bei verschiedenen lateralen Abständen x .

Teil III

Experimentelle Methoden

Kapitel 3

Der Teststand

Nachdem im vorhergehenden Teil die Theorie des thermoakustischen Modells und die Simulation bzw. Berechnung der daraus erwarteten Schallsignale erklärt wurden, sollen nun die experimentellen Gegebenheiten erläutert werden. Dieser Teil der Arbeit beschreibt vor allem die Vorbereitung der durchgeführten Messungen am Protonenstrahl, mit der die Voraussetzungen zur Aufzeichnung von Schallsignalen in einem Wasser-Target und zur Variation von den strahlunabhängigen Modellparametern (Wassertemperatur und Sensorposition) geschaffen wurden.

Zuerst wird auf den Aufbau und die Eigenschaften des verwendeten Teststandes eingegangen. Im Anschluss werden die zur Datennahme benötigten Hardware- und Software-Komponenten aufgeführt und ihre Funktion erklärt. Dabei werden insbesondere die Sensoren, die sogenannten Hydrophone, bezüglich ihrer Eigenschaften charakterisiert. Abschließend wird die Laborumgebung vorgestellt, in der das in den nächsten Teilen dieser Arbeit beschriebene Experiment durchgeführt wurde.

3.1 Der Aufbau des Teststandes

Der *Teststand* stellt die mechanische Grundlage für das Experiment dar. Im einzelnen besteht er aus einer hölzernen Unterkonstruktion, einem Wasserbecken und einer mechanischen Befestigung für die Sensoren. Zudem wurde in Zuge dieser Arbeit eine Temperaturregelung für das Wasser im Becken entwickelt.

Die mechanische Konstruktion des Teststandes gleicht dem in [24] beschriebenen und ist bezüglich der akustischen Eigenschaften identisch; er wurde jedoch den Gegebenheiten und Bedürfnissen des Experiments angepasst, wie in einer schematische Skizze in Abb. 3.1 dargestellt ist.

3.1.1 Das Wasserbecken

Das Wasserbecken, das in der Abbildung der Übersicht wegen durchsichtig gezeichnet wurde, besteht aus verschraubten und verklebten Aluminiumplatten und hat die Dimensionen $60 \times 60 \times 150 \text{ cm}^3$. Es kann somit ein Volumen von 540 l aufnehmen, wurde aber jeweils nur bis zu einer Füllhöhe von 50 cm befüllt und enthielt somit in den Experimenten 450 l Leitungswasser.

Um eine möglichst direkte Einkopplung des Protonenstrahls ins Wasser zu erreichen, wurde dieser nicht durch die 8 mm dicken Aluminiumwände eingestrahlt, sondern über Plastikrohre (Strahlführungsrohre¹) ins Innere des Beckens geleitet. Diese sind mit einer ca. 100 μm dicken

¹Der Begriff Strahlführungsrohr wird hier verwendet, um zu verdeutlichen, dass der Strahl

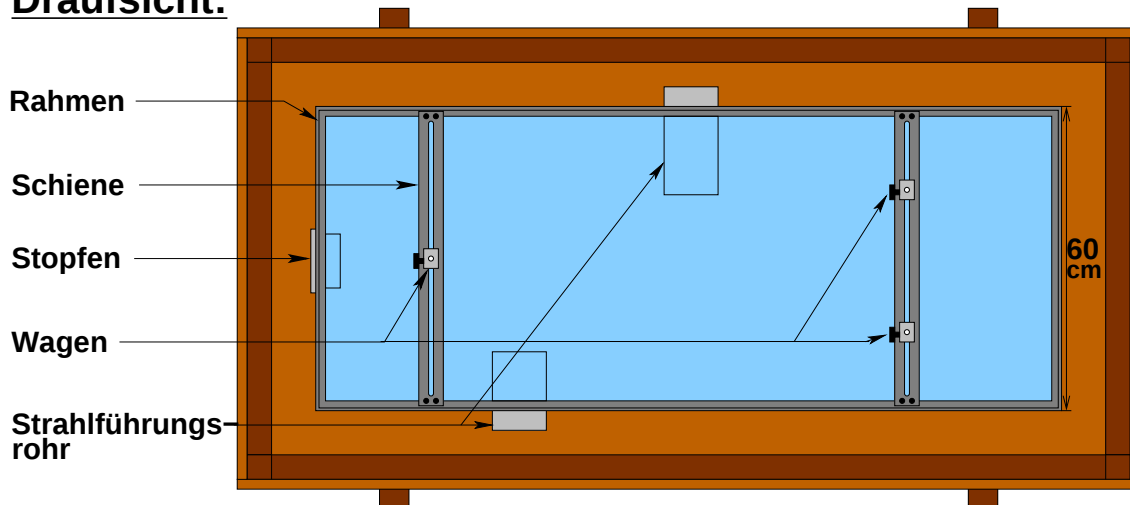
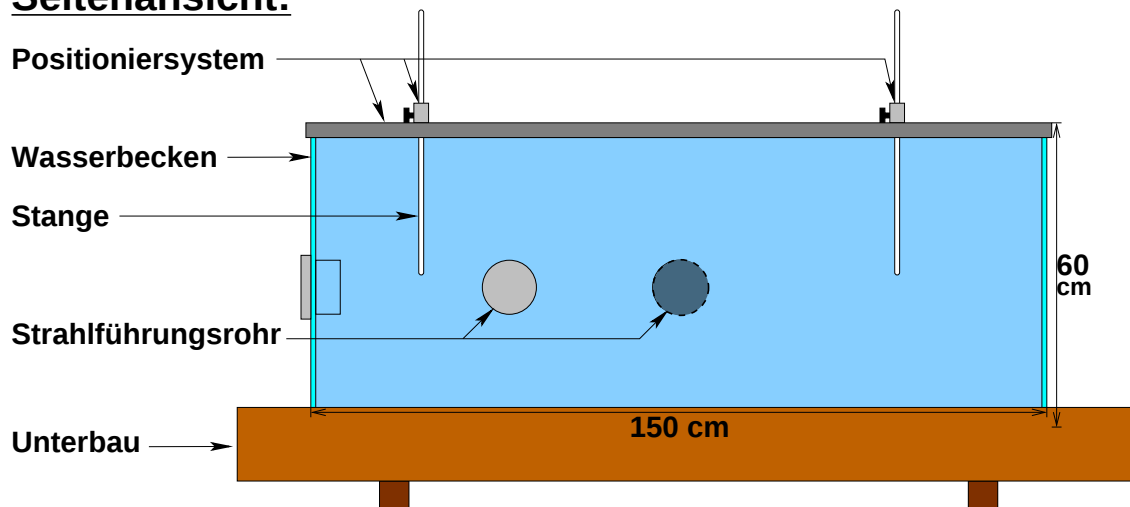
Draufsicht:**Seitenansicht:**

Abbildung 3.1: Schematische Skizze der mechanischen Konstruktion des Teststandes mit Ansichten von oben und von der Seite.

Kaptonfolie zur Wasserseite hin abgeschlossen und haben einen Durchmesser von 11 cm - wesentlich größer als die verwendeten Strahldurchmesser von bis zu 2 cm. Somit kann eine Wechselwirkung der Protonen mit den Beckenwänden oder den Rohren ausgeschlossen bzw. für den Strahlhalo vernachlässigt werden.

In dem Becken befinden sich drei Öffnungen für die Strahlführungsrohre, deren Mittelpunkte jeweils auf halber Füllstandshöhe, also bei 25 cm liegen. Das Loch an der Stirnseite ist mittig angebracht, wurde in den Versuchen jedoch nicht verwendet und war deshalb mit einem Stopfen verschlossen. In die beiden anderen, längsseitig angebrachten Löcher waren Rohre fest eingeklebt. Auf der einen Seite war das Rohr mittig, also bei 75 cm, auf der anderen Seite asymmetrisch 25 cm von der Stirnwand entfernt angebracht, wobei diese Angaben wiederum auf den Mittelpunkt des

mittels dieses Rohres durch ein Loch in den Beckenwänden ins Wasser „geführt“ wird; er wurde durch dieses Rohr nicht abgelenkt oder in irgendeiner anderen Weise beeinflusst.

Rohrquerschnitts bezogen sind.

Der Abschluss dieser Rohre mittels der Kaptonfolie liegt beim asymmetrisch angebrachten Rohr 8 cm im Inneren des Beckens (gemessen von der Wand, durch die das Rohr führt), beim anderen Rohr 15 cm. Damit wurde eine Entkopplung des Punktes des Strahleintritts von den Wänden sichergestellt.

Die gesamte Geometrie ist darauf ausgelegt, die Schallquelle - also die Wechselwirkungszone der Protonen - möglichst weit von Grenzflächen (Beckenboden, Beckenwänden und Wasseroberfläche) zu distanzieren, um die Reflexionen der Schallsignale daran zeitlich zu verzögern. Dies ist notwendig, um eine klare Trennung zwischen dem Signal und dessen Reflexion(en) zu erreichen, und so Überlagerungen auszuschließen, die die Signalcharakteristiken verändern würden. Zur Überprüfung dessen wurden die Ankunftszeiten der jeweils ersten Reflexionen an allen Grenzflächen für die bei den Messungen verwendeten Empfängerpositionen berechnet und über die simulierten Signale gelegt. Reflexionen an den Endflächen der Strahlführungsrohre, also den Kaptonfolien, wurden aufgrund zu geringer Ausdehnung vernachlässigt. Abbildung 3.2 zeigt das Signal und seine Reflexionen beispielhaft für ein Strahlführungsrohr und eine Empfängerposition.

Die Berechnung zeigte für die im Experiment verwendeten Empfängerpositionen, dass der letzte Peak des Schallsignals in allen Fällen mehr als $25\text{ }\mu\text{s}$ vor dem ersten der Reflexion ankam und somit für die Signaldauer von ca. $30\text{ }\mu\text{s}$ keine das Signal beeinflussende Überlagerung stattfand. Eine weitere Anwendungsmöglichkeit der berechneten Ankunftszeiten der reflektierten Signale ist deren eindeutige Identifikation, die sie der Analyse zugänglich macht.

3.1.2 Der Unterbau und die Sensorpositionierung

Als Standfläche für das Becken wurde ein hölzerner Unterbau in Form einer Wanne konstruiert, der im Falle von kleinen Leckagen das austretende Wasser auffangen sollte. Auf den Unterbau wurde - durch Stryporplatten schallgedämmt - das Becken gestellt, das durch sein Eigengewicht, ca. 10^3 N , fixiert wird. Der Unterbau wurde stabil genug konstruiert, um das gefüllte Becken mit einem Gesamtgewicht von ca. $6 \cdot 10^3\text{ N}$ tragen zu können, auch im Fall des Transports z.B. mit einem Hubwagen oder Kran.

Wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, ist auf das Becken ein Rahmen aufgesetzt. Dieser ist Teil des Positionierungssystems für die Sensoren. Auf den fest auf dem Beckenrand sitzenden Rahmen werden horizontal Schienen aufgelegt, die mit Hilfe von Skalen an allen Seiten des Rahmens positioniert (x-Richtung) und dort mit Schraubklemmen fixiert werden können. An diesen Schienen lassen sich Wagen entlang einer Spalte verschieben und mittels der auf den Schienen angebrachten Skalen wiederum in die gewünschte Position bringen (z-Richtung) und fixieren. Lotrecht an den Wagen angebracht, also in das Becken zeigend, sind höhenverstellbare Stangen (y-Richtung), an deren unterem Ende sich an Einkerbungen die Sensoren zentral befestigen lassen. Aufgrund der Skalen und der Arretierbarkeit aller beweglicher Elemente lässt sich eine Positioniergenauigkeit von unter 5 mm in allen Raumrichtungen erreichen. Eine Positionierung der Sensoren ist bis auf 5 cm zum Rand hin im gesamten Becken möglich. Um Korrosion zu vermeiden, ist das gesamte System aus Aluminium aufgebaut.

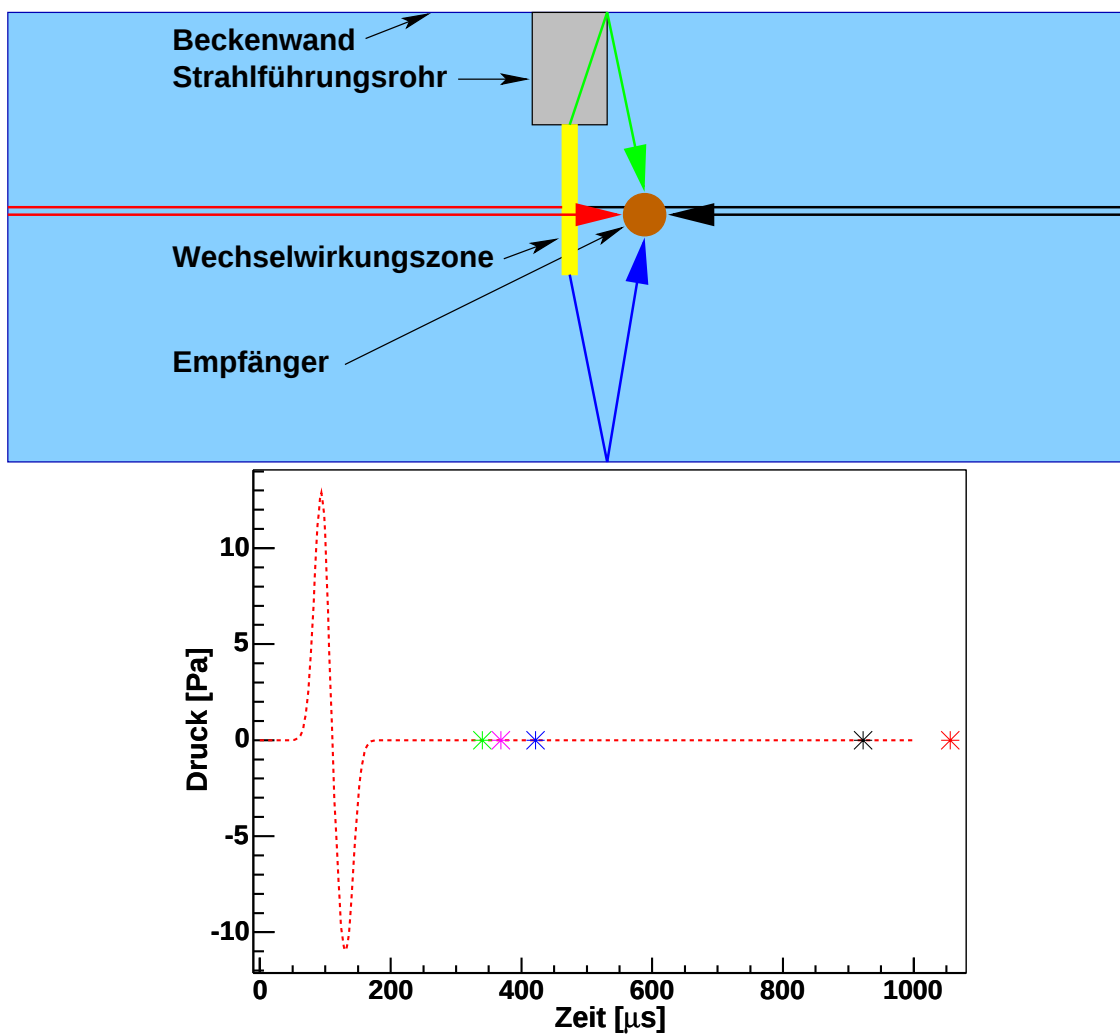


Abbildung 3.2: Oben ist eine Skizze der Situation beim Empfang eines Signals mit Sicht von oben auf das Becken gezeigt, in der die Schallwege der ersten Reflexionen an den Grenzflächen des Beckens mit farbigen Pfeilen eingezeichnet sind. Darunter ist ein bei Standardparametern simuliertes Schallsignal über der Zeit aufgezeichnet; die Sterne entsprechen den Ankunftszeiten des reflektierten Signals für die Schallwege in entsprechenden Farben. Der magenta-farbene Stern steht für die Reflexion am Beckenboden respektive an der Wasseroberfläche, die stets gleichzeitig ankommen, da beide gleich weit von der Schallquelle entfernt sind (25 cm in y-Richtung).

Abbildung 3.3 zeigt eine Fotografie des Teststandes, wie er beim hier beschriebenen Experiment eingesetzt wurde.

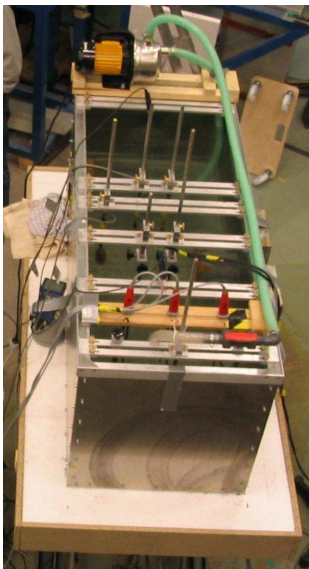


Abbildung 3.3: Fotografie des Teststandes von schräg oben in der Konfiguration, die bei den Messungen zum Einsatz kam. Neben dem Unterbau, dem Becken und dem Positionierungssystem mit Sensoren sind die für die Temperaturregelung benötigten Apparate zu sehen (siehe Abschnitt 3.2).

3.2 Die Temperaturregelung

Eines der Hauptziele des Experiments am Protonenstrahl war es, Schallsignale bei verschiedenen Temperaturen zu messen. Dazu wurde eine automatische, rechnergestützte *Temperaturregelung* entwickelt, mit der eine gewünschte Temperatur im Bereich von ca. 1–50 °C im gesamten Becken auf 0.1 °C genau eingestellt werden kann.

Dabei wird in Form von Temperaturzyklen vorgegangen: das Wasser im Becken wird mittels Eis auf eine Minimaltemperatur heruntergekühlt und anschließend mit Tauchsiedern auf die gewünschte Temperatur erwärmt. Die Temperatur wird dabei ständig mit einem digitalen Thermometer, an das zwei Temperaturfühler angeschlossen werden können, an zwei Stellen im Becken gemessen. Eine Umwälzpumpe sorgt beim Abkühl- und Heizvorgang für eine gleichmäßige Temperaturverteilung im Becken. Pumpe, Tauchsieder und Thermometer werden während des gesamten Zyklus über einen Computer angesteuert bzw. ausgelesen.

3.2.1 Die Kühlelemente

Um 450 l Wasser von Raumtemperatur bzw. Leitungswassertemperatur (ca. 10 °C) auf etwa 1 °C abzukühlen, muss eine Wärmemenge von ca. 25 MJ abgeführt werden. Um dies zu leisten, wurden zwei Kühlelemente gebaut (siehe Abb. 3.4), die jeweils 28.5 kg Wasser bzw. Eis fassen können. Sie bestehen aus je 240 senkrecht stehenden Aluminium-Rohren von 2 cm Durchmesser, in die Wasser eingefüllt wird. Die Rohre werden von einem Rahmen zusammengehalten, an dem Griffe

und Ösen zum Transport befestigt sind; die Rohre sind in vertikal stehenden Lagen nebeneinander mit einem Abstand von jeweils ca. 1 cm angeordnet.



Abbildung 3.4: Fotografie eines Kühlelements. Zu sehen sind die 240 Rohre, die von einem Rahmen zusammengehalten werden. Die Griffe und Ösen dienen dem Transport.

Die gesamte Konstruktion eines Kühlelements besteht aus Gewichtsgründen, und um Korrosion zu vermeiden, aus Aluminium und wiegt 27.5 kg. Beide Kühlelemente werden mittels eines hydraulischen Krans in eine Tiefkühltruhe gehoben, wo sie schrittweise mit Wasser befüllt und auf eine Endtemperatur von -30°C gebracht werden können. Der Vorgang des Einfrierens der Kühlelemente dauert aufgrund der Kühlleistung der verwendeten handelsüblichen Kühltruhe insgesamt 5 Tage. Die Kühlelemente können in gefüllten Zustand bei dieser Endtemperatur die benötigte Wärmemenge von 25 MJ aufnehmen, nachdem sie mittels desselben Krans in das Wasserbecken eingebracht worden sind.

Die Konstruktion der Kühlelemente aus Rohren ermöglicht aufgrund der großen Oberfläche aus Metall eine schnelle Aufnahme der Wärme aus der Umgebung. Aufgrund der Abstände zwischen den Rohren ist zusätzlich eine Umströmung durch das Beckenwasser möglich, die mit der Pumpe erzeugt wird.

3.2.2 Der Regelkreis

Der Regelkreis zur Temperatureinstellung besteht aus drei Tauchsiedern (*Heizstäben*), einem digitalen Thermometer mit zwei Temperaturfühlern, einer Umwälzpumpe, Elektronik zur Ansteuerung und einem Steuercomputer.

Die drei Tauchsieder haben jeweils eine Leistung von 2 kW, zusammen können sie bei Volllast 450 l Wasser in 30 s um den bei der Regelung möglichen Minimalwert von 0.1°C erwärmen. Das digitale Thermometer *P605* von *Dostmann electronic* [34] verfügt über zwei kalibrierte PT100-Temperaturfühler, die eine absolute Genauigkeit von 0.1°C (bei $0-200^{\circ}\text{C}$) besitzen. Die Genauigkeit konnte beim Einfrieren der Kühlelemente getestet werden, indem der Temperaturverlauf in einem Rohr aufgezeichnet wurde. Dabei konnte der aufgrund der Erstarrungswärme gegenüber dem

restlichen Verlauf verlangsamte Übergang von Wasser zu Eis bei den erwarteten 0.0 °C bestätigt werden. Das Thermometer besitzt einen digitalen Ausgang, mit dem die Temperaturdaten jede Sekunde über einen RS-232 Anschluss von einem Computer abgefragt werden können. Die verwendete Umwälzpumpe hat eine Förderleistung von 50 l/min, sie saugt das Wasser an einem Ende des Beckens an und pumpt es am anderen Ende wieder hinein. Der Wasserdurchsatz alleine würde für eine adäquate Verteilung der Wärme nicht ausreichen. Deshalb wird das Wasser unter Druck mittels einer, entlang einer Stirnwand des Beckens verlegten, Schlauchschlange durch kleine Löcher ins Becken eingebracht, was sichtbar zu einer Strömung und Verwirbelungen im Becken führt. Die Ansteuerung der Tauchsieder und der Pumpe erfolgt über Lastrelais, die in einer Elektronikbox untergebracht sind. Diese bezieht die elektrische Versorgung (maximal 6500 W) aus 3-phasigem Starkstrom und stellt vier Ausgänge mit 230 V Wechselspannung für die zu steuernden elektrischen Verbraucher bereit. Über einen weiteren RS-232 Anschluss am Computer können die Relais, und damit die Verbraucher, an- bzw. abgeschaltet werden. Die Steuerung der gesamten Elektronik erfolgt vollautomatisch über ein in *LabVIEW* [35] generiertes virtuelles Instrument (VI), dessen grafisches Frontend in Abb. 3.5 gezeigt ist. Das Programm liest die Temperaturdaten vom Thermometer ein und steuert die Lastrelais entsprechend, um die gewünschte Temperatur einzustellen.

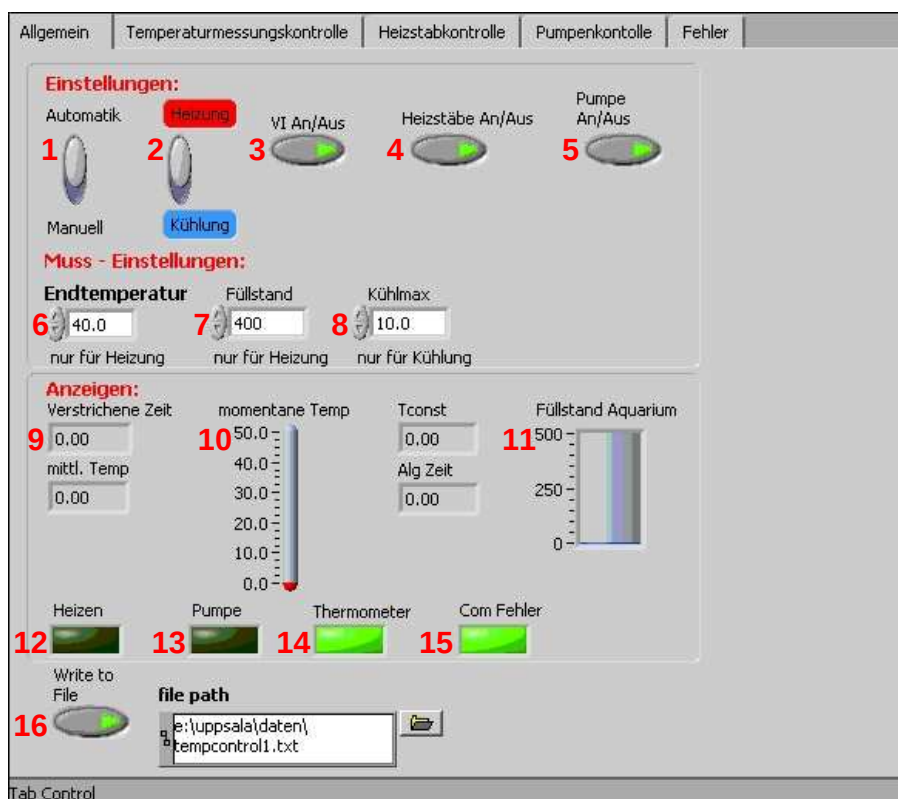


Abbildung 3.5: Grafisches Frontend der Temperaturregungs-Software. Die Erklärung der durchnummerierten Schalter in den Bereichen Einstellungen (1–5), Muss - Einstellungen (6–8), Anzeigen (9–15) und Datenausgabe (16) erfolgt im Text.

In der „Manuell“-Stellung (Schalter 1 in Abb. 3.5) können die Pumpe und die Tauchsieder (Heizstäbe) durch die entsprechenden Schalter (4 und 5) an- bzw. ausgestellt werden; dabei wird ständig die aktuelle über die zwei Temperaturfühler gemittelte Temperatur angezeigt (10).

Andere Einstellungen sind für diesen Modus nicht nötig. Die „Automatik“-Stellung (1) benötigt alle „Muss“-Einstellungen (6–8) weiter unten und steuert den gesamten Regelkreis automatisch. Manuelle Eingriffe mittels der An/Aus Schalter (3–5) sind jedoch weiter möglich.

Die Muss-Einstellungen (6–8) sind bei Einstellung „Heizung“ (2) die gewünschte Endtemperatur (6) und der Füllstand des Beckens (7). Bei „Kühlung“ (2) muss nur die gewünschte Temperatur (8) eingestellt werden, die bei der Kühlung mindestens erreicht werden soll; diese muss unter der momentanen Beckentemperatur (10) liegen.

Die Anzeigen (9–15) umfassen die seit Programmstart verstrichene Zeit (9), die momentane mittlere Temperatur der beiden Fühler (10) und den Füllstand des Beckens (11). Der Status der Heizstäbe (12), der Pumpe (13), des Thermometers (14) und der RS-232-Schnittstellen (15) wird ebenfalls angezeigt.

Zudem bietet das Programm die Möglichkeit, alle wichtigen Daten in Form einer ASCII-Tabelle in eine Datei zu schreiben (16).

3.2.3 Der Temperaturzyklus

Um einen Temperaturzyklus zu beginnen, muss zunächst das Wasserbecken gekühlt werden. Dazu werden die Pumpe und die Temperaturfühler im Becken installiert und anschließend die beiden Kühlelemente eingebracht.

Eine schematische Skizze des Beckens im Kühlmodus ist in Abb. 3.6 dargestellt.

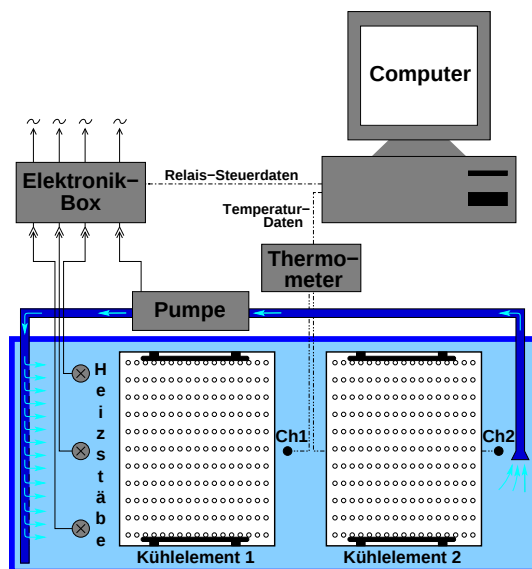


Abbildung 3.6: Schematische Skizze des Beckens im Kühlmodus. Zu sehen ist das Becken mit eingebrachten Kühlelementen und Temperaturfühlern (Ch1 und Ch2). Der Regelkreis inklusive Heizstäbe ist ebenfalls eingezeichnet.

Daraufhin wird der Automatik-Modus (Schalter 1 in Abb. 3.5) gestartet und auf Kühlung (2) gestellt. Dabei muss angegeben werden, welche Temperatur bei der Abkühlung auf jeden Fall unterschritten werden soll (8). Das Programm lässt die Pumpe nun so lange eingeschaltet, bis eine Temperatur, die kleiner ist als die eingestellte, solange konstant bleibt, dass davon ausgegangen werden kann, dass die Kühlung abgeschlossen ist. Typischerweise liegt die minimal erreichbare Endtemperatur im Bereich von 1 °C. Der Kühlvorgang dauert etwa eine Stunde. Nach Abschalten

der Pumpe stoppt das Programm und gibt eine Meldung über den Abschluss des Kühlvorganges aus.

Daraufhin werden die Kühlelemente entfernt, die Tauchsieder mit einer Halterung direkt vor den Pumpenauslass ins Becken gehängt (siehe Abb. 3.7) und die für die Experimente benötigten Apparate bzw. Sensoren platziert. Dabei muss darauf geachtet werden, dass die von der Pumpe erzeugte Strömung nicht zu sehr durch die Gegenstände gestört wird, vor allem im Bereich der Temperaturfühler, da sonst die automatische Temperaturregelung fehlerhaft wird. Dies war für die durchgeführten Messungen jedoch nicht der Fall.

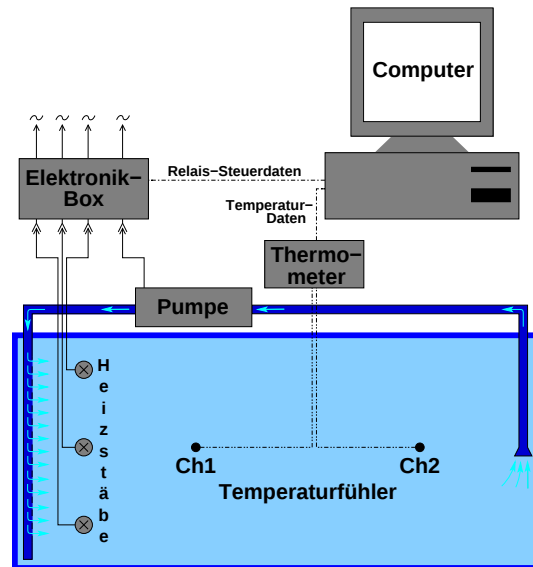


Abbildung 3.7: Schematische Skizze des Beckens im Heizmodus. Zu sehen ist das Becken mit eingebrachten Heizstäben und Temperaturfühlern (Ch1 und Ch2). Der Regelkreis ist ebenfalls eingezeichnet.

Soll nun eine höhere Wassertemperatur eingestellt werden, so wird auf den automatischen Modus mit Einstellung Heizung (2) umgeschaltet, die gewünschte Endtemperatur (6) eingestellt und der Füllstand des Beckens angegeben (7). Um ein Überschreiten der angegebenen Temperatur zu verhindern, werden die Heizphasen der Tauchsieder bei Annäherung an diese Temperatur mit länger werdenden Pausen unterbrochen. Eine Logikschaltung verhindert zusätzlich, dass die eingestellte Temperatur überschritten wird, indem die Werte der Temperaturfühler einzeln mit der gewünschten Temperatur verglichen und bei Bedarf die Heizstäbe abgestellt werden. Während der gesamten Heizphase läuft die Pumpe; ist die Endtemperatur erreicht, d.h. wird sie von beiden Fühlern gemessen, so läuft die Pumpe noch eine gewisse Zeit nach, um sicherzustellen, dass die Temperatur im gesamten Becken konstant ist. Ist dies nicht der Fall, wird vom Programm selbstständig nachgeregelt. Wiederum gibt das Programm beim Erreichen der eingestellten Temperatur eine Meldung aus.

Bei unvorhergesehenem Abbruch der Temperatursteuerung gibt das Programm Fehlermeldungen aus, die es dem Benutzer ermöglichen, den Grund des Abbruchs zu erkennen und zu beseitigen. Beispielhaft ist in Abb. 3.8 eine Temperaturerhöhung auf eine vorgegebene Zieltemperatur dargestellt, wie sie aus den vom Programm abgespeicherten Daten rekonstruiert wird. Die asymptotische Annäherung an die gewünschte Endtemperatur ist an der flacher werdenden Steigung der Temperaturkurven erkennbar. Zudem ist ersichtlich, dass im Bereich von Temperaturfühler 1, der sich näher

an den Heizstäben befindet, eine stärkere Erwärmung stattfindet als im Bereich von Fühler 2. Der Temperaturunterschied beträgt meist jedoch nur $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Bei Annäherung an die Endtemperatur ist die Strömung aufgrund der langsameren Erwärmung ausreichend, um den Temperaturunterschied auszugleichen. Dieses Verhalten wurde bei allen Heizphasen auch bei größerem Unterschied der eingestellten Endtemperatur zur momentanen Beckentemperatur beobachtet und belegt, dass die Strömung zur notwendigen Durchmischung des Beckeninhalts ausreicht.

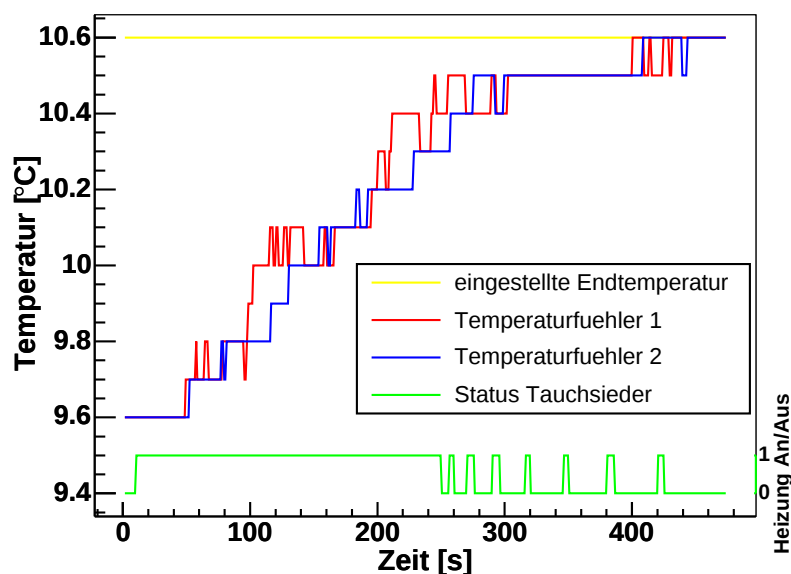


Abbildung 3.8: Grafische Darstellung einer Temperaturregelung von 9.6 auf $10.6\text{ }^{\circ}\text{C}$. Ein-gezeichnet sind die eingestellte Endtemperatur, die Temperaturen, die von den beiden Fühlern gemessen wurden, und der Status der Tauchsieder (an = 1/aus = 0). Auf der Ordinate sind links die Temperaturen, rechts der Status der Tauchsieder und auf der Abszisse die Zeit aufgetragen.

Durch die Regelung der Tauchsieder benötigt eine Heizphase etwa 10 min pro Kelvin. Die Temperaturregelung ist damit schnell genug, einen kompletten Temperaturzyklus in einem Arbeitstag zu bewältigen, inklusive adäquater Pausen für die Messungen.

Der Heizvorgang kann beliebig oft mit immer höheren Temperaturen (bis ca. $50\text{ }^{\circ}\text{C}$) wiederholt werden, wobei der minimale Temperaturunterschied $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ betragen muss.

Die Vorgänge wurden in vielen Temperaturzyklen getestet und die Funktion der Regelung als zuverlässig bestätigt. Ist eine Temperatur eingestellt, so verbleiben für ein Experiment mindestens zehn Minuten, bis sich aufgrund des Wärmeaustauschs mit der Umgebung das Becken um $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ erwärmt hat. Dies wurde durch Analyse von Daten mehrerer Versuche bestätigt, bei denen das Becken heruntergekühlt wurde und sich anschließend bei Raumtemperatur (ca. $20\text{ }^{\circ}\text{C}$) selbstständig erwärmt hat. Diese Zeit stellte sich für alle durchgeführten Messungen als ausreichend dar.

Durch eingebaute LabVIEW Funktionen lassen sich der Computer und das Programm zur Temperatursteuerung über eine Netzwerkverbindung fernsteuern.

Die Weiterentwicklungen des Teststandes kamen nicht nur bei dem Protonenstrahlexperiment zum Einsatz, sondern werden auch im institutseigenen Akustiklabor weiterhin benötigt und verwendet.

Kapitel 4

Die Signalaufnahme

In diesem Kapitel soll die zur Messung der thermoakustischen Schallsignale benötigte Hardware und Software vorgestellt und charakterisiert werden. Dabei soll der gesamte Weg vom Schallsignal bis zur digitalisierten Waveform¹ aufgezeigt und kurz vorgestellt werden.

Einen tieferen Einblick in die hier vorgestellten Themen, als die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen und Überlegungen, bieten die am gleichen Institut durchgeführten Diplomarbeiten [24,25,36].

Im Laufe des Kapitels wird zuerst auf die verwendeten Sensoren, die das Schallsignal in ein Spannungssignal umwandeln, und ihre Eigenschaften eingegangen. Anschließend wird die Hardware vorgestellt, die die Spannungssignale digitalisiert und als Dateien auf einem Computer abspeichert. Dabei wird auch kurz die Steuerungssoftware erklärt.

4.1 Die verwendeten Sensoren

Bei den durchgeführten Experimenten wurden zwei verschiedene Sensortypen (*Hydrophone*) eingesetzt. Den einen Typ bildeten kommerziell angebotene Sensoren des Herstellers *High Tech, Inc.* (HTI) [37], wovon drei Exemplare eingesetzt wurden, die im Folgenden mit Hydrophon 1–3 bezeichnet werden. Vom anderen Typ wurden im Institut zwei Stück (Hydrophone 4 und 5) in Eigenbau hergestellt [36]. Zusätzlich wurde noch ein Sender (*Transducer*) von HTI verwendet. Eine Fotografie der verschiedenen Typen ist in Abb. 4.1 gezeigt.

4.1.1 Das Grundprinzip

Hydrophone beruhen auf dem Prinzip des piezoelektrischen Effekts, der hier in vereinfachter Form dargestellt wird. Die aktiven Elemente sind sogenannte Piezokeramiken (kurz: *Piezos*), die - wie alle Piezomaterialien - bei Verformung durch einen Druck p auf ihre Oberfläche eine lineare Spannungsantwort U an den angebrachten Elektroden geben:

$$p = C_M \cdot U ,$$

¹Eine Waveform ist eine Dateiform, in der typischerweise akustische Signale, also auch Musikstücke o.ä. aufgezeichnet werden. Dieser Begriff wird hier verwendet, um eine Unterscheidung zwischen einer bei den durchgeführten Messungen aufgezeichneten Zeitspanne und dem eigentlichen akustischen Signal treffen zu können, das daraus berechnet wird.

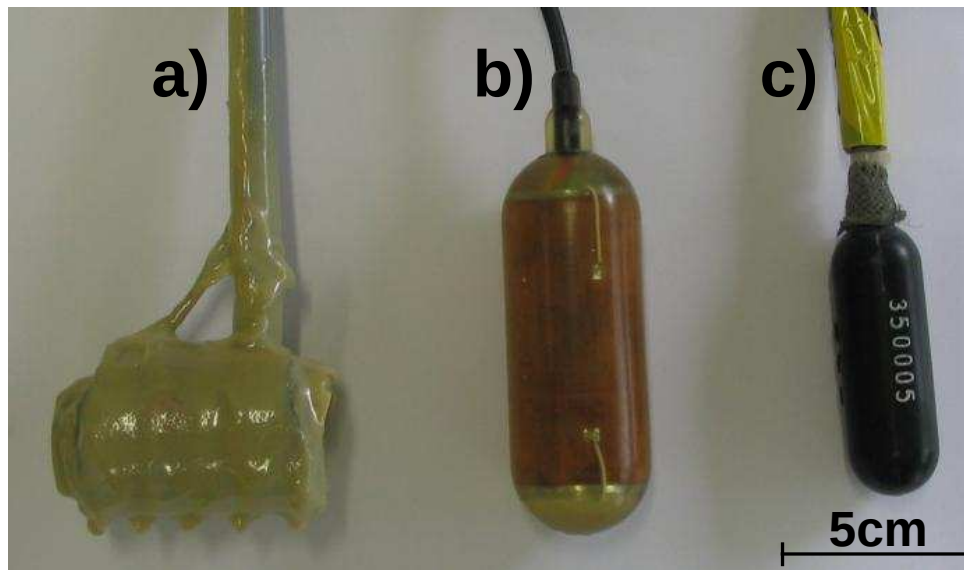


Abbildung 4.1: Fotografie der verwendeten Sensor Typen. a) Eigenbau Hydrophon, b) kommerzielles Hydrophon, c) kommerzieller Transducer.

wobei C_M eine u.a. temperaturabhängige Materialkonstante ist, die für die eingesetzten kommerziellen Hydrophone in der Größenordnung von 10^4 Pa/V liegt. Ein Schema der Wirkungsweise einer Piezokeramik ist in Abb. 4.2 dargestellt.

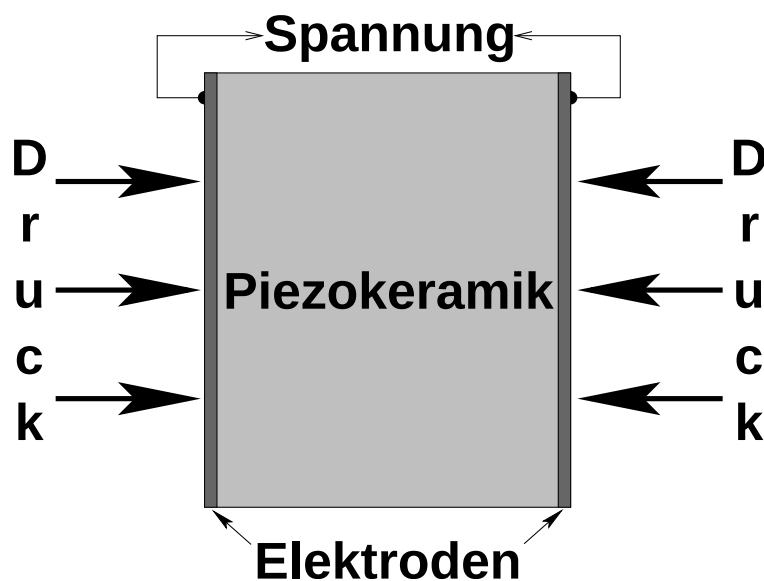


Abbildung 4.2: Schema der Wirkungsweise einer Piezokeramik. Bei Einwirkung von Druck auf den Piezo ist an den Elektroden eine Spannung abgreifbar.

Im Falle eines nicht-statischen Drucks $p(t)$ ändert sich die Situation. Die Materialkonstante C_M muss durch eine frequenzabhängige Funktion $C_F(f)$ ersetzt werden, die zudem die Geometrie der Keramik beinhaltet. Dabei treten Eigenfrequenzen der Piezokeramik auf, die sich in $C_F(f)$ in Form von resonanten Überhöhungen abzeichnen. Außerhalb dieser Resonanzen ist die Spannungsant-

wort auf eine periodische Druckeinwirkung der Frequenz f näherungsweise linear, in der Nähe der Eigenfrequenz wird diese jedoch mitangeregt. Dadurch kommt es zu nicht-linearen Ein- und Nachschwingeffekten, die zudem stark von den Materialparametern bestimmt sind, die die Dämpfung der Piezoschwingung beschreiben.

Möchte man den piezoelektrischen Effekt für die Messung einer hydroakustischen Welle nutzen, muss die Piezokeramik zusätzlich wasserdicht umschlossen werden. In den verwendeten Hydrophonen wird dies durch Polymere umgesetzt, die an die akustische Impedanz des Wassers angepasst wurden und somit eine maximale Einkopplung des Signals ermöglichen.

Der piezoelektrische Effekt lässt sich auch umkehren, indem man an eine Piezokeramik ein Spannungssignal anlegt, woraufhin diese sich verformt und damit eine Druckwelle aussendet. Diese wurde in [24] berechnet und ist proportional zur zweiten zeitlichen Ableitung des angelegten Signals:

$$p(t) \propto \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}.$$

Diese Art hydroakustische Sender werden *Transducer* genannt.

Da die aufgrund des piezoelektrischen Effekts erzeugten Spannungen sehr gering sind - in den später beschriebenen Messungen ab dem μV -Bereich -, sind in ein Hydrophon zusätzlich eine oder mehrere Verstärkerstufen eingebaut. Diese verstärken das Signal direkt an der Quelle und verringern den Einfluss möglicher Rauscheinkopplungen im Kabel vom Hydrophon zur Weiterverarbeitung. Es muss beachtet werden, dass die Verstärkung wiederum frequenzabhängig ist. Eine schematische Darstellung des Aufbaus eines Hydrophons ist in Abb. 4.3 gezeigt.

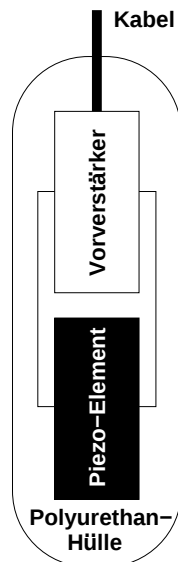


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau eines kommerziellen Hydrophons. Skizziert sind die Piezokeramik, der Verstärker und die Umhüllung aus Polyurethan (Polymer).

Zusammen ergeben diese Faktoren eine frequenzabhängige Sensitivität der Hydrophone, die zusätzlich aufgrund der Materialeigenschaften der Piezokeramik und der Polymerhülle temperaturabhängig ist. Die Sensitivität gibt die Amplitude des Spannungssignal an den Piezoelektroden in V bei einem anliegenden Druck in Pa an. Aufgrund des inneren Aufbaus und der Piezogeometrie ergibt sich zudem eine nicht-isotrope Richtungsabhängigkeit der Sensitivität.

Hier sollen im Folgenden die für die Messung von Schallsignalen wichtigen Eigenschaften der verwendeten Hydrophone dargestellt werden, die in dieser Arbeit untersucht wurden. Eine genaue Charakterisierung der Eigenschaften von Piezokeramiken, Hydrophonen und Transducern im allgemeinen und der hier verwendeten Typen im speziellen ist in [24,36] zu finden.

4.1.2 Die Sensoreigenschaften

Für die Auswertung der in den Experimenten durchgeführten Messungen ist es unabdingbar, von den aufgenommenen Daten, d.h. den Spannungssignalen der Hydrophone, auf die Schallsignale rückschließen zu können. Dazu ist es notwendig, die Beeinflussung der Signalform und der Signaleigenschaften durch die Hydrophone in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern zu kennen, also eine Kalibration der verwendeten Hydrophone durchzuführen.

Im institutseigenen Labor steht noch keine Schallquelle zur Verfügung, deren absolute Schallerzeugung im Wasser bekannt ist. Studien wurden jedoch durchgeführt [25] und es kann damit gerechnet werden, dass eine solche Quelle in Zukunft verwendet werden kann. Jedoch muss für diese Arbeit zur Kalibration der Hydrophone im Teststand auf unkalibrierte Transducer zurückgegriffen werden. Gesendet werden dabei Spannungssignale in Form von Sinuspaketen unterschiedlicher Frequenz, aber gleicher Amplitude. Alle Hydrophone befinden sich zur Kalibration im gleichen Abstand zum Sender. Aufgezeichnet wird die Amplitude des empfangenen Spannungssignals bei jeder gesendeten Frequenz. Dabei wird darauf geachtet, dass keine Ein- und Nachschwingvorgänge betrachtet werden, sondern die Amplitude dann ausgewertet wird, wenn der Piezo im Hydrophon mit der durch den gesendeten Puls erzwungenen Frequenz schwingt.

Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der bei der Kalibration aufgezeichneten Spannungsamplitude der eingesetzten Hydrophone 1–5 in beliebigen Einheiten im Frequenzbereich von 0–100 kHz; dabei werden die Amplituden der Eigenbau-Hydrophone 4 und 5 um den Faktor 10 verkleinert dargestellt. Dieser Frequenzgang wurde bei einer Sendeamplitude von 10 V bei 15 °C Wassertemperatur aufgenommen, wobei die Hydrophone in einem Abstand von 10 cm vom Transducer aufgehängt waren.

Klar zu erkennen ist der Unterschied der verwendeten Hydrophone. Die kommerziellen Hydrophone zeigen bis ca. 45 kHz einen sehr ähnlichen Verlauf. Ab dort, dem Bereich der Resonanz aufgrund der ersten Eigenfrequenz, ist der Verlauf unterschiedlich. Die Eigenbau-Hydrophone zeigen einen glatteren Verlauf bis zu ihrer Resonanz, die bei ca. 65 kHz liegt. Sie zeigen gegenüber den kommerziellen Hydrophonen höhere Spannungsamplituden, da der eingebaute Vorverstärker eine um den Faktor 10 höhere Verstärkung besitzt.

Die dargestellten Kurven stellen das Produkt von Sende- und Empfangscharakteristik dar. Die verwendeten Transducer wurden von der selben Firma (HTI) hergestellt wie die kommerziellen Hydrophone und wurden laut deren Angaben aus denselben Piezokeramiken gebaut. Geht man von einer gleichen Sende- wie Empfangscharakteristik einer Piezokeramik, einem flachen Verstärkerverhalten, sowie keinen sonstigen frequenzabhängigen Einflüssen aus, so muss, um auf die Empfangscharakteristik schließen zu können, noch durch das Quadrat der Frequenz des gesendeten Signals geteilt werden. Dies folgt aus der Gleichung für die Druckerzeugung durch den Transducer (4.1.1); durch die zweite Ableitung des gesendeten Sinussignals kommt eine quadratische Frequenzabhängigkeit der erzeugten Druckamplitude zustande.

Für die Empfangscharakteristik bedeutet dies einen annähernd flachen Frequenzgang bis zur Resonanz, was auch der Herstellerangabe für die kommerziellen Hydrophone und den Ergebnissen aus [24] entspricht.

Dies kann durch die Eigenbau-Hydrophone nicht bestätigt werden, in ihrem Spektrum ist keine

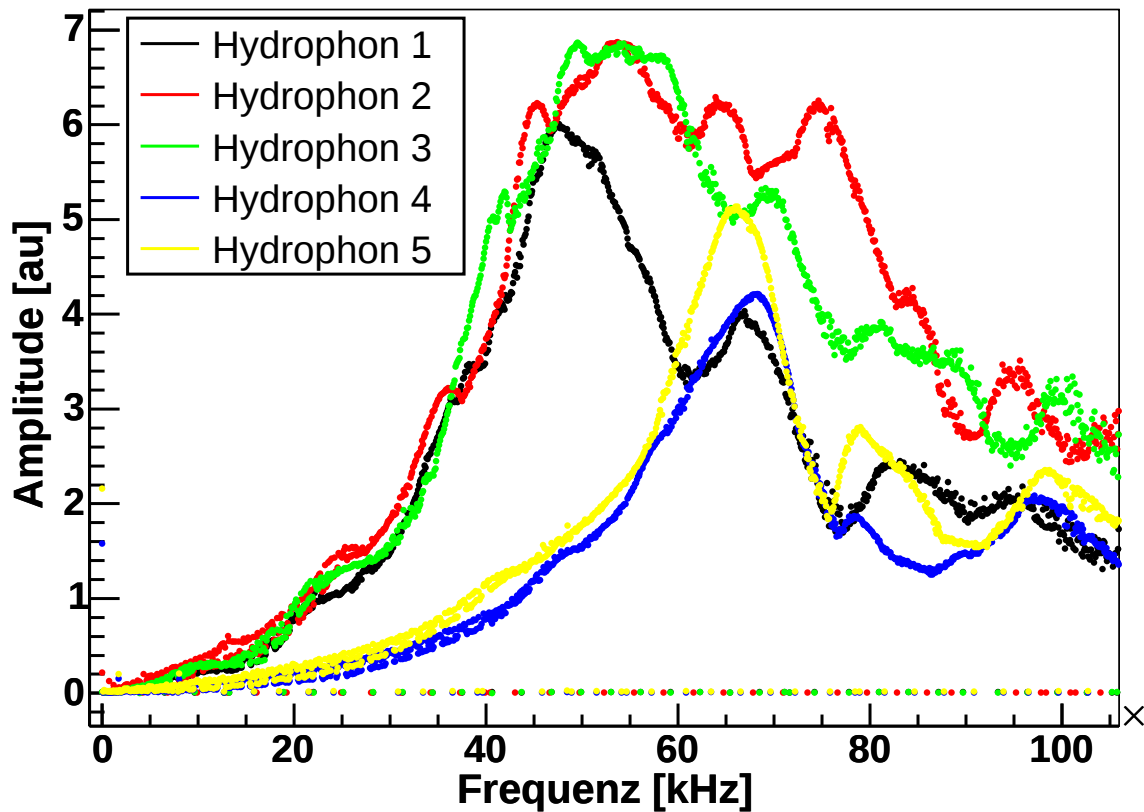


Abbildung 4.4: Vergleich der bei der im Text beschriebenen Kalibration aufgezeichneten Frequenzgänge der eingesetzten Hydrophone. Die Amplitude des Spannungssignals an den Hydrophonen als Antwort auf ein durch den Transducer gesendetes Spannungssignal, dessen Frequenz in kHz aufgetragen ist, ist in beliebigen Einheiten gegeben. Für die Hydrophone 4 und 5 sind die Amplituden um den Faktor 10 verkleinert dargestellt. Die Punkte, die bei einer Amplitude von 0 liegen, stellen Fehler bei der Bestimmung der Signalamplitude in der Auswertung dar.

Resonanz des Transducers bei der Resonanzfrequenz der kommerziellen Hydrophone zu erkennen. Geht man auch hier von der quadratischen Abhängigkeit der Signalerzeugung aus, ist auch ihre Empfangscharakteristik bis zur Resonanz flach.

Die bei den Experimenten zu erwartenden Schallsignale haben ein Frequenzspektrum, dessen Hauptanteil unter 25 kHz liegt (siehe Abschnitt 8.2). Das hat bei den kommerziellen Hydrophonen den Vorteil, dass die Eigenschwingungen in den Piezokeramiken nicht angeregt werden und aufgrund der Materialparameter der Piezos das Schallsignal annähernd unverzerrt, also ohne Ein- und Nachschwingvorgänge in Spannungssignale umgesetzt wird. Die gegenüber der Resonanz geringere Sensitivität in diesem Bereich ist nicht von Bedeutung, da sie in dieser Arbeit durch stärkere akustische Signale, also höhere Energien der Protonenpulse, ausgeglichen werden kann.

Da im Protonenstrahlexperiment die Temperatur des Wassers T_B variiert wurde, wurde auch die Sensitivität aller fünf Hydrophone als Funktion von T_B im Bereich von 3.5–16.0 °C gemessen. Abb. 4.5 zeigt das Ergebnis der wiederum aufgezeichneten Frequenzgänge exemplarisch für Hydrophon 1. Wie daraus ersichtlich ist, ist die Temperaturabhängigkeit im gesamten Frequenzbereich, aber

vor allem im Bereich unter 10 kHz, gering und wird deshalb bei der Auswertung der Signale vernachlässigt.

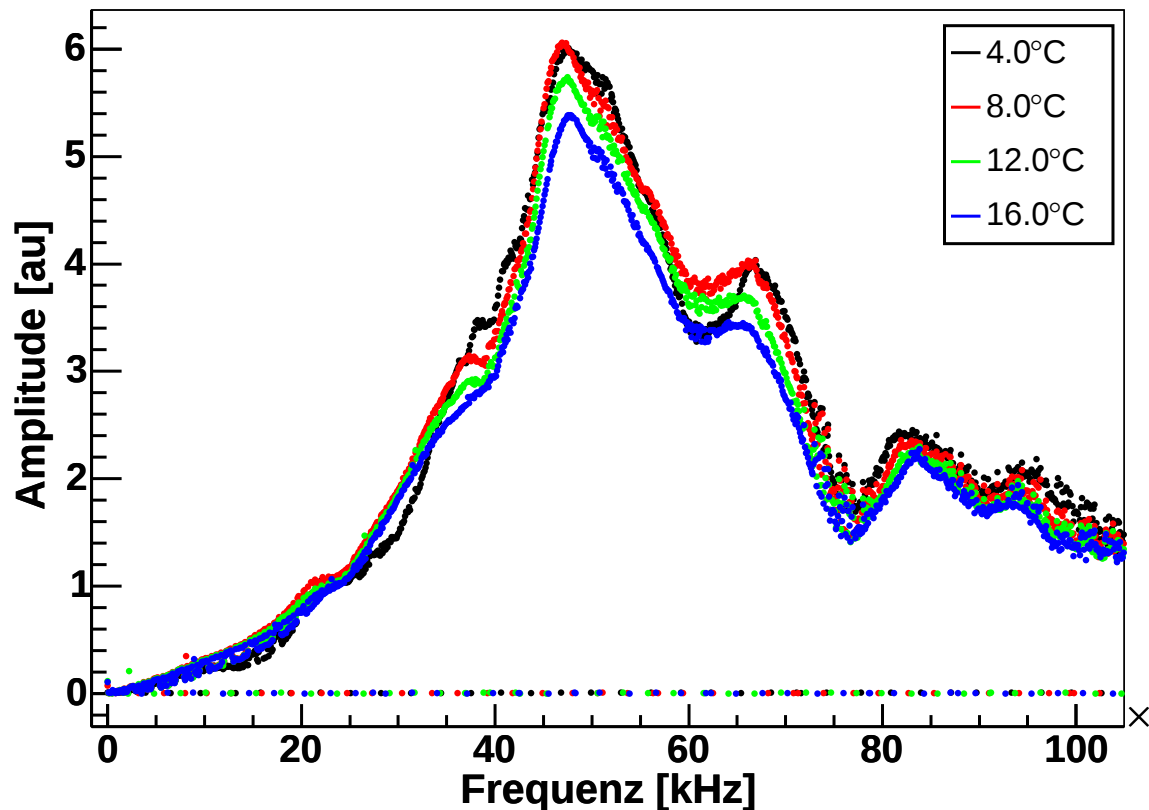


Abbildung 4.5: Temperaturabhängiger Frequenzgang von Hydrophon 1 bei vier verschiedenen Temperaturen. Die sonstigen Bedingungen sind identisch mit den für Abb. 4.4 beschriebenen.

Alle bisher gezeigten Frequenzgänge geben die Sensitivität nur relativ zu einer frei wählbaren Vergleichsfrequenz wieder. Wie in [24] gezeigt, gibt es mittels der sogenannten Reziprozitätsmethode jedoch die Möglichkeit, die absolute Sensitivität eines Hydrophons zu ermitteln. Dieses Verfahren ist jedoch nicht sehr genau; das Ergebnis stimmt innerhalb der Fehler mit den vom Hersteller der kommerziellen Hydrophone angegebenen Sensitivitäten überein (siehe Tab. 4.1). Da diese jedoch ohne Angabe der Frequenz angegeben wurden, lässt sich eine absolute Kalibration nur unter der Annahme eines flachen Frequenzganges durchführen, der bei den gezeigten Frequenzgängen nur im Bereich bis zur Resonanz gegeben ist. Deshalb sind die hier angegebenen frequenzabhängigen Sensitivitäten alle relativ zu sehen.

In Tab. 4.1 wird die Sensitivität in der für die Hydroakustik typischen logarithmischen Einheit dB re. 1V/ μ Pa angegeben. Für die Übersichtlichkeit wurde die Herstellerangabe in die lineare und für diese Arbeit sinnvollere Einheit V/Pa umgerechnet. Die nicht mitangegebene Frequenz, bei der die Sensitivitäten gültig sind, schränkt die Genauigkeit der Angaben ein. Für die Hydrophone ist, wie aus der Frequenzabhängigkeit der Empfangscharakteristik abzulesen ist, ein Faktor 5 an Unsicherheit in der absoluten Sensitivität anzunehmen, abhängig davon, ob diese an der Resonanz oder weit außerhalb davon bestimmt wurde. Für die Transducer lässt die in der Frequenzabhängigkeit quadratische Sendecharakteristik eine weit größere Unsicherheit zu.

Hydrophon	Sensitivität [dB re. 1V/ μ Pa]	Sensitivität [V/Pa]
1	-156.6	$1.479 \cdot 10^{-2}$
2	-155.2	$1.738 \cdot 10^{-2}$
3	-155.6	$1.660 \cdot 10^{-2}$
Transducer	-204.3	$1.641 \cdot 10^4$

Tabelle 4.1: Die vom Hersteller HTI angegebenen Sensitivitäten der kommerziellen Hydrophone und des Transducers. Für die Hydrophone ist die Spannungsantwort in V auf ein Drucksignal von 1 Pa angegeben, für den Transducer die benötigte Spannungssignalamplitude, um eine Schallwelle von 1 Pa Druckamplitude zu erzeugen. Die Angabe der Werte erfolgt in der technischen Einheit dB re. 1V/ μ P und in der linearen Einheit V/Pa. Die Genauigkeit der Angaben wird, wie im Text erläutert, nicht durch die Zahl der gültigen Stellen dargestellt.

Die verwendeten Hydrophone haben, wie erwähnt, außerdem eine Abhängigkeit der Sensitivität von der Richtung der Schalleinstrahlung. Bei den kommerziellen Hydrophonen liegt der richtungsabhängige Unterschied der Empfangscharakteristik um die Längsachse (siehe Abb. 4.3) bei ca. 20% [24]. Bei den Messungen waren die kommerziellen Hydrophone so aufgehängt, dass die Längsachse vertikal stand und nur Drehungen um diese möglich waren, so dass nur der angegebene Unterschied in Betracht kommt. Die Eigenbau-Hydrophone sind aufgrund der Piezogeometrie sehr stark gerichtet, weswegen der Unterschied bei ihnen groß ist.

Die richtungsabhängige Sensitivität wird hier nicht weiter untersucht, da dies zeitlich nicht möglich ist. Da bei der Auswertung der Daten in dieser Arbeit jedoch nur Signale verglichen wurden, bei denen die Richtung der Hydrophone unverändert blieb, ist dies nicht von Bedeutung.

Die Richtungsabhängigkeit ist jedoch theoretisch aus aufgenommenen Daten rekonstruierbar. Bei jeder Neupositionierung der Sensoren wurde durch einen fest positionierten Transducer ein Kalibrationssignal gesendet und mit allen Hydrophonen aufgezeichnet. Der dabei benutzte Sinuspuls hatte eine Frequenz von 40 kHz und eine Länge von 100 μ s. Dieser war kurz genug, um Überlagerungen von Signal und Reflexion zu vermeiden, und lag außerhalb der Resonanzbereiche der Hydrophone, so dass die Signalamplituden der aufgezeichneten Daten stets vergleichbare Werte ergeben.

Durch die bekannten Positionen von Sender und Empfänger und aus Laufzeitunterschieden kann die aus [24] bekannte Abstandsabhängigkeit der Amplitude, die mit $1/r$ geht, herausgerechnet werden und nur die Empfangsabhängigkeit der Hydrophone bei dieser Frequenz bleibt bestehen. Die gesamte relative Kalibration kann durch Normierung der oben gezeigten Frequenzgänge der Hydrophone auf diese Abhängigkeit berechnet werden.

Die Problematik der absoluten Kalibration von Hydrophonen wird in Erlangen im Rahmen einer Doktorarbeit [38] und einer Diplomarbeit [39] untersucht und weitere Erkenntnisse werden folgen. Eine Arbeit geht dabei von der Simulation und Messung der Piezoeigenschaften aus, die andere von der Entwicklung einer absoluten Kalibrationsquelle.

Zusätzlich zum Frequenzverhalten der Sensitivität wurden die kommerziellen Hydrophone bereits früher eingehenden Studien unterzogen [24], und sie wurden dabei sehr genau charakterisiert. Es wurde dabei gezeigt, dass sie Signale im interessanten Frequenzbereich originalgetreu wiedergeben, ohne diese zu verzerren oder auf irgendeine andere Weise zu verändern. Deshalb wurden diese Hydrophone bei den Experimenten an den interessanten Positionen eingesetzt (siehe Abschnitt 6.1). Der andere Hydrophon-Typ ist deutlich sensitiver, gibt jedoch die Signalform aufgrund von Nach-

schwingeeffekten nicht so genau wieder. Er wurde eingesetzt, um Randbereiche der Schallwelle zu vermessen, vor allem jedoch, um einen Vergleich zwischen den Eigenschaften der kommerziellen und Eigenbau-Hydrophone bei, für die akustische Neutrinodetektion, annähernd realistischen Signalen zu erhalten. Zudem stellte das Experiment einen Test der Funktionsfähigkeit der Hydrophone in einer anspruchsvollen Umgebung dar, den alle ohne Ausfall bestanden.

4.2 Die Datennahme

Zur Datennahme wurden die Hydrophone an computergestützte Analog-Digital-Wandler angeschlossen und die digitalisierten Daten in Dateien geschrieben. Zur Verfügung standen ein digitales Oszilloskop und eine in einen PC eingebaute Multifunktions-ADC-Karte. An ersteres wurde aufgrund seiner höheren Leistungsfähigkeit, die im Folgenden dargestellt wird, die drei kommerziellen Hydrophone angeschlossen, die die bei den Messungen die Information über die Signaleigenschaften und die Signalform lieferten. An letztere wurden die Eigenbau-Hydrophone angeschlossen und aufgrund der Sendefähigkeit auch der, zur Kalibration während der Messungen verwendete, kommerzielle Transducer. Damit wurde sichergestellt, dass alle fünf verwendeten Hydrophone gleichzeitig ausgelesen und die Daten aufgezeichnet werden konnten. Zudem war die Datennahme damit schnell genug, um bei über 90% aller Protonenpulse aufnahmebereit zu sein und damit die zur Verfügung stehende Strahlzeit optimal zu nutzen.

4.2.1 Das Oszilloskop

Das verwendete computergestützte Oszilloskop - ein *LeCroy waveRunner 6100* [40] - verfügt über eine Abtastrate von 5 GS/s bei einer vertikalen Auflösung von 8 bit für jeden seiner 4 Eingangskanäle. Es können Spannungsbereiche von 20 mV bis 100 V gemessen werden. Somit entspricht die minimale Auflösung $20 \text{ mV} / 2^8 = 0.08 \text{ mV}$ bei einer maximalen analogen Bandbreite von 1 GHz, wobei eine Samplingrate von 5 Punkten pro Periode angenommen wurde.

Tatsächlich wurden die Signale mit 10–100 MS/s gesampelt, was einer Frequenz von 2 - 20 MHz entspricht und damit einem zeitlichen Abstand von 10 - 100 ns von Punkten auf dem Signal. Das Oszilloskop verfügt als Buffer über einen Ringspeicher, in dem ständig mit einem Fassungsvermögen von einer Million Datenwerten, damit waren bei den verwendeten Abtastraten ständig mindestens 10 ms im Speicher. Damit stellt sich die Auflösung und die Bufferung bei einer erwarteten Signaldauer von ca. 30 μs als mehr als ausreichend dar. Aufgrund des Speichers können Zeitabschnitte aufgezeichnet werden, die das Signal mittig enthalten; somit ist eine Untersuchung der Zeitpunkte direkt vor dem Eintreffen des Signals möglich.

Das Oszilloskop kann die aufgenommenen Signale direkt auf die eingebaute Festplatte schreiben. Dies geschieht in Form von *Waveforms*, die nach einem von LeCroy spezifizierten Template aufgebaut sind und binäre Daten enthalten.

Die Waveforms wurden zum Teil mit, bei der Softwareausstattung des Oszilloskops enthaltener, Software, zum anderen Teil mit speziell zu diesem Zweck entwickelten LabVIEW-VIs in das LabVIEW-eigene Waveform-Format konvertiert. Anschließend konnten die Daten mit dafür in LabVIEW geschriebenen Programmen bearbeitet bzw. in binäre Tabellen übersetzt werden. Die letztendliche Auswertung erfolgte mit ROOT [41].

4.2.2 Die PCI-Karte

Als zweites Aufnahmegerät stand eine ADC-Karte von *National Instruments* (*PCI-MIO-16-E-1* [42]) zur Verfügung. Dies ist eine Steckkarte für den PCI-Bus eines PCs, die über LabVIEW angesteuert wird. Die Abtastrate beträgt 1.25 MS/s bei einer vertikalen Auflösung von 12 bit. Sie wird gleichmäßig auf die benutzten Eingangskanäle - bis zu 16 - verteilt. Die 12 bit Auflösung kann über achsensymmetrische Spannungsbereiche von 200 mV bis 20 V aufgeteilt werden. Damit beträgt die minimale Auflösung für die Karte 0.05 mV bei einer maximalen analogen Bandbreite von 250 kHz.

Tatsächlich wurden mit dieser Karte die Signale mit 600 kS/s und damit einem Punktabstand von 1.66 μ s abgetastet. Dies ist immer noch ausreichend, um Signalkomponenten bis zu 125 kHz aufzuzeichnen, weit mehr, als für die zu erwartenden Signale benötigt wird. Für die Kalibration während der Messungen wurde auf einem Kanal mit einer Abtastrate von 400 kHz gesendet und mit derselben Rate auf den zwei Hydrophon-Kanälen gemessen, was bei der verwendeten Sinusfrequenz von 40 kHz angemessen ist. Die ADC-Karte besitzt keinen Buffer und kann deshalb erst ab dem Zeitpunkt des Triggers Daten aufzeichnen, dies stellte sich als kein Hindernis für die Datennahme dar, da der Zeitpunkt des Eintreffens des Triggers vor dem Eintreffen des Schallsignals lag (siehe Abschnitt 6.4).

Da die gesamte Steuerung der Karte über LabVIEW VIs lief, konnten die Daten in diesem Fall gleich im LabVIEW Waveform Format auf die Festplatte des Computers geschrieben und weiter bearbeitet werden.

Kapitel 5

Die Laborumgebung

In diesem Kapitel soll nun die Laborumgebung für das durchgeführte Beschleunigerexperiment vorgestellt werden. Dabei soll sowohl auf die örtlichen Gegebenheiten wie auch auf die physikalischen Randbedingungen eingegangen werden, wie sie sich für die Messungen dargestellt haben.

Das Experiment wurde am *Gustaf-Werner-Synchrozyklotron* des *Theodor Svedberg Labors* (TSL) in Uppsala (Schweden) [43] durchgeführt und dort unter der Bezeichnung *FA156* geführt. Die zugeteilte Strahlzeit verteilte sich im Zeitraum 16. – 21. Februar 2004 auf die drei Nächte von Montag auf Dienstag (16./17.), Donnerstag auf Freitag (19./20.) und Freitag auf Samstag (20./21.). Da der Beschleuniger primär für medizinische Behandlungen (Tumorbestrahlung) verwendet wird, begann die Strahlzeit jeweils nach der Patientenbesuchszeit gegen ca. 18 Uhr und endete gegen 6 Uhr. Nach Einrichtung des Strahls für die Messungen standen jede Nacht ca. 10 Stunden für die Experimente zur Verfügung, insgesamt ca. 35 Stunden. Die Strahlzeit wurde in etwa zu gleichen Teilen zwischen den beiden beteiligten Gruppen aus Erlangen und Zeuthen/Uppsala aufgeteilt.

Alle im vorhergehenden Kapitel beschriebenen und für die Messungen benötigten Apparate (im Einzelnen: der Teststand, die Sensoren, die Kühlelemente, eine Tiefkühltruhe, die Datennahardware und Zubehör) wurden drei Tage vor Beginn der Messungen mit einem Kleintransporter von Erlangen nach Uppsala transportiert. In den verbleibenden zwei Tage vor Beginn des Experiments wurden die Apparate aufgebaut und, wo benötigt, auf die im Folgenden beschriebene Laborumgebung angepasst, so dass mit Beginn der Strahlzeit die Aufnahme der Daten ohne Verzögerung beginnen konnte.

5.1 Die örtlichen Gegebenheiten

Als Experimentierhalle stand die *Blue Hall* zur Verfügung, die ausschnittsweise in Abb. 5.1 skizziert ist. Die Experimente fanden an der freien *B-Line* statt, wobei die zur Verfügung stehende Laborfläche mit ca. 25 m² sehr begrenzt war. Die Strahlführung der *B-Line* war vor den hier beschriebenen Messungen mehrere Jahre lang nicht benutzt worden und damit die Eigenschaften nicht genau bekannt. In dem horizontalen Schnitt (links in Abb. 5.1) sieht man die Neutronen-Anlage, die den direkten Zugang von den Halleneingängen, die rechts außerhalb des Bildausschnitts liegen, zum Experimentierbereich versperrt. In der Fotografie (rechts in Abb. 5.1) ist mittig rechts das mit einer Aluminiumfolie als Austrittsfenster abgeschlossene Strahlrohr der *B-Line* zu erkennen, links ist der Teststand zu sehen. Die Flugstrecke der Protonen in Luft vom Strahlrohrabschluss bis zum Eintritt ins Wasser betrug ca. 1.20 m.

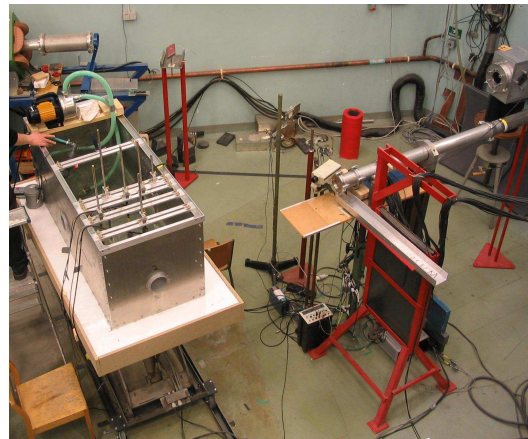
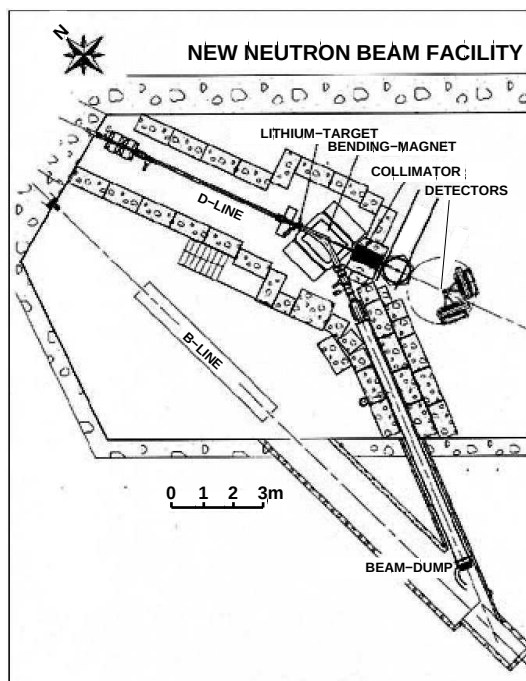


Abbildung 5.1: Links: Nachbearbeitete Skizze der Experimentierhalle *Blue Hall* [44]. Die Experimente fanden an der B-Line statt.

Rechts: Bild der Blue Hall mit Strahlrohr und Teststand, aufgenommen aus einer Position auf der Betonummantelung der D-Line.

Sämtliche Ausrüstung musste wegen der Neutronen-Anlage mit einem Kran auf oder über die Betonummantelung der Anlage gehoben werden. Die stabile Konstruktion des Teststandes, wie sie in Abschnitt 3.1 beschrieben wurde, trug diesen Gegebenheiten Rechnung. Zudem konnte mit dem Kran in kurzer Zeit ein Targetwechsel vom Teststand zu dem von den Akustikgruppen des Bereichs Neutrino-Astrophysik am DESY – Zeuthen und der Universität Uppsala verwendeten Eis-Targets vollzogen werden.

Zur mobilen Lagerung des Teststandes vor dem Strahlrohr stand ein höhenverstellbarer Wagen zur Verfügung, der das Gewicht von $6 \cdot 10^4$ N aufnehmen konnte. Zur Positionierung der Strahlführungsrohre des Teststandes in Flucht mit dem Strahlrohrende gab es eine Vermessungsausrüstung, die jedoch aufgrund der Undurchsichtigkeit des Beckens nur begrenzt einsetzbar war. Der Strahleintrittspunkt war bei den Messungen geometrisch auf ca. 2 cm genau bestimmt, ausreichend exakt, um eine Wechselwirkung des Protonenstrahls mit den Strahlführungsrohren und Beckenwänden auszuschließen.

Von der Experimentierhalle und dem Zyklotron-Kontrollraum aus bestand eine Verbindung aus fest verlegten, genügend vorhandenen Koaxialkabeln zum *Counting Room*, in dem die Durchführung der Experimente koordiniert und die Datennahme durchgeführt wurde. Für die Kommunikation zwischen den Räumen stand eine Gegensprechanlage bzw. Telefone zur Verfügung.

5.2 Die Erfassung der Strahlparameter

Zur späteren Auswertung wurden alle Strahlparameter erfasst. Die grundsätzlichen, vorab gewählten Parameter waren die Protonenenergie von 177 ± 1 MeV und die Pulsrate. Erstere war die maximale am TSL zur Verfügung stehende Energie; sie bot durch die Reichweite der Protonen in Wasser von 22 cm bis zum Bragg-Peak eine gute Anpassung an die Geometrie des Teststandes. Die Pulse wurden vom Beschleuniger mit einer Wiederholfrequenz von 10 Hz ausgekoppelt, was aufgrund der Datennahmekapazität eine Messung annähernd jedes Pulses ermöglichte. Die Druckwellen im Teststand wurden in den 100 ms zwischen den Pulsen vollständig gedämpft, so dass keine Überlagerung der Signale aus aufeinanderfolgenden Pulsen stattfand.

Im Folgenden werden die Methoden und Ergebnisse der Ermittlung der anderen Strahlparameter erläutert.

5.2.1 Die Strahlgeometrie

Zur Erfassung der Strahlgeometrie war ein Fluoreszenzschirm vorhanden, der, wie in Abb. 5.2 erkennbar ist, ca. 40 cm vom Abschluss des Strahlrohres entfernt in den Strahlengang gebracht werden konnte. Dieser wurde mittels einer digitalen Kamera abgefilmt, die zur Auslesung der Bilder mit dem Kontrollraum verbunden war.

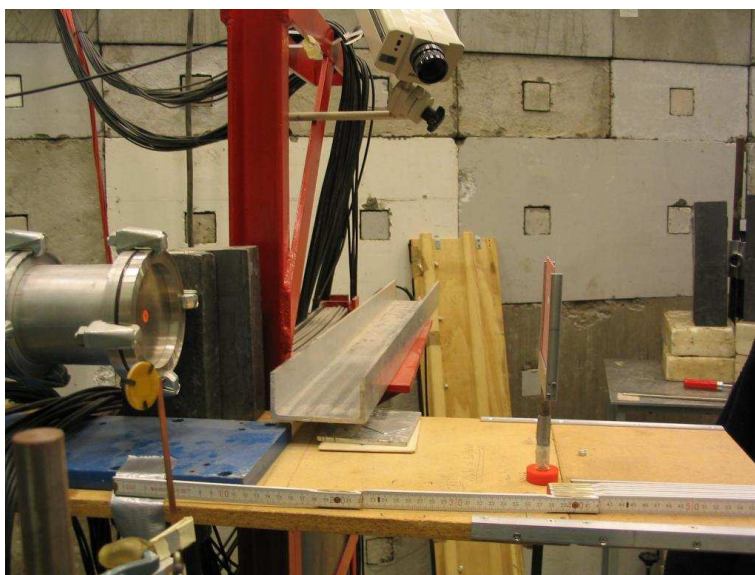


Abbildung 5.2: Fotografie des mittig von links kommenden Strahlrohrendes und des Fluoreszenzschirms (rechts). Oben mittig ist die im Text erwähnte Kamera zu erkennen.

Auf Grundlage der digitalen Abbilder wurde ein 2-dimensionales Profil des Strahls erstellt, an das in x- und y-Richtung ein gaußisches Profil gefittet wurde. Als Orientierung und zur Skalierung diente ein auf den Aufnahmen des Schirmes gut zu erkennendes Zentimeter-Gitter. Der Strahlstrom wurde bei der Bestimmung so eingestellt, dass der Schirm gerade nicht in Sättigung leuchtete. Dabei wurde von den Beschleunigerexperten bestätigt, dass das Strahlprofil nicht vom Strahlstrom, also der Pulsenergie, abhängig ist und somit die bei niedrigen Energien gemessenen Profile auch bei den höchsten verwendeten Energien gültig sind.

Die bei den Messungen im späteren Verlauf dieser Arbeit angegebenen Strahldurchmesser sind die aus diesem Fit hervorgehende zweifache Standardabweichung in x - und y -Richtung. In der Simulation wurde die laterale Strahlgeometrie durch je eine Gaußfunktionen in x - und y -Richtung mit den errechneten Standardabweichungen beschrieben. Die Aufweitung aufgrund der Streuung in der verbleibenden Luftstrecke zwischen Strahlaustritt am Rohr und Strahleintritt ins Wasser wurde vernachlässigt.

5.2.2 Die Pulsenergie und die Trigger für die Datennahme

Die zur Ermittlung der kinetischen Gesamtenergie eines Pulses benötigte Kalibration wurde durch den *Beam Line Coordinator* an jedem Abend mit Strahlzeit jeweils vor Beginn der Experimente durchgeführt. Dazu wurden zwei Szintillationszähler hintereinander so aufgebaut, dass sie ein, an der Abschlussfolie des Strahlrohrs in großem Winkel gestreutes, Proton in Koinzidenz nachweisen konnten. Das Signal der Szintillatoren wurde in den Counting Room geleitet, und dort zur Koinzidenz gebracht. Die NIM-Koinzidenzsignale konnten als Trigger für den Pulsbeginn eingesetzt werden, wobei jeweils auf das erste ankommende NIM-Signal eines Pulses getriggert wurde. Die Signale wurden dann über einen Zähler aufsummiert. Der Triggerzeitpunkt in Relation zu dem realen Pulsbeginn variiert dabei aufgrund von statistischen Fluktuationen der Zählrate der Koinzidenzsignale im Bereich der ansteigenden Flanke des zeitlichen Strahlprofils (siehe Abschnitt 5.2.3).

Für die absolute Kalibration wurde an derselben Stelle wie der Fluoreszenzschirm ein *thin film breakdown counter* (TFBC) - ein spezieller Halbleiter-Zähler - angebracht, dessen absolute Umrechnung von Zählrate¹ zum Protonenstrom F_{TFBC} bekannt war. Über die bekannte Pulswiederholfrequenz von 10 Hz kann damit die Ladung pro Puls an der Stelle des Strahleintritts ermittelt werden. Es wurden Messungen durchgeführt, die in einem Bereich von Ladungen pro Puls von ca. $2 \cdot 10^{-4} - 0.5$ nC einen annähernd linearen Zusammenhang zwischen den Zählraten des TFBC und der Koinzidenzen der Szintillationszähler - im Folgenden Szintillator-Zählrate R_S genannt - zeigten. Daraus wurde ein Konversionsfaktor F_{SZ} von R_S zur Pulsladung berechnet. Dieser ermöglichte es durch Aufzeichnung der Szintillator-Zählrate im Counting Room, die Pulsenergie E_{SZ} ständig zu kontrollieren. Der systematische Fehler bei dieser Kalibration der Pulsenergie wurde mit 30% angegeben.

Die Umrechnung von der Szintillator-Zählrate R_S auf die Pulsenergie E_{SZ} erfolgt über die Ladung pro Puls Q , unter Verwendung der Einzelprotonenenergie $E_p = 177 \pm 1$ MeV und des Konversionsfaktors F_{SZ} , wie folgt:

$$E_{SZ} = N_p \cdot E_p = \frac{Q}{e} \cdot E_p = \frac{F_{SZ} \cdot R_S}{e} \cdot E_p, \quad (5.1)$$

wobei N_p die Zahl der Protonen pro Puls ist.

Zudem konnte der Durchlass durch die Strahlführung (B-Line) ermittelt werden, indem die beim Zyklotronaustritt gemessene Ladung pro Puls mit der am Ende des Strahlrohrs ermittelten verglichen wurde. Erstere wurde im Zyklotron-Kontrollraum mittels eines temporär in den Strahl einfahrbaren Faraday-Cups gemessen. Dieser wurde bei den Messungen auch verwendet, um dem Operateur die Pulsenergie mitzuteilen.

¹Der Begriff „Rate“ ist im Bezug auf die konstante Pulswiederholfrequenz von 10 Hz zu verstehen.

Somit stehen zur Charakterisierung der Pulsenergie drei verschiedene Messwerte zur Verfügung: erstens der aus der Kalibration berechnete (E_{SZ}), zweitens die Ladungsangabe aus dem Faraday-Cup (normiert mit dem Durchlassfaktor der Beam Line) (E_{FC}), und drittens die Szintillator-Zählrate R_S . Letztere und damit auch der erste Messwert E_{SZ} kann nur unter der Annahme verwendet werden, dass sie in den, bei dem Experiment verwendeten, Bereichen linear mit der Pulsenergie ansteigt und nicht von der Strahlgeometrie abhängt. Diese Annahme wurde von dem Verantwortlichen als sinnvoll bzw. gegeben bestätigt.

Im gesamten Verlauf der Experimente erwies sich der Strahl als sehr stabil, die Zählrate des Szintillationszählers bei einer eingestellten Pulsenergie fluktuierte nicht stärker als durch den statistische Fehler $\sqrt{R_S}$ zulässig. Dies wurde jeweils bei mehr als 500 Pulsen pro Strahleinstellung überprüft. Der mittels Fehlerfortpflanzung gefundene statistische Fehler auf der Pulsenergie war jeweils geringer als der mit 30% angegebene systematische Fehler. Letzterer ist jedoch korreliert, d.h. er bewirkt für alle Energien einer Schicht eine Verschiebung in die gleiche Richtung - positiv oder negativ.

Die bei der Energiekalibration verwendeten bzw. ermittelten Parameter sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

Wochentag	F_{TFBC} [nA]	F_{SZ} [nC]	Durchlass Strahlführung
Montag	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	8%
Donnerstag	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$9.8 \cdot 10^{-3}$	37%
Freitag	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$	78%

Tabelle 5.1: Auflistung der im Text erläuterten Parameter der Energiekalibration für die Tage, und nachfolgenden Nachtschichten, an denen sie gültig waren.

Am Montag ergab sich für die maximale am Beschleuniger einstellbare Ladung von 1.0 nC, die über eine längere Zeit stabil abrufbar war, am Bestrahlungsort eine Ladung von 0.08 nC bzw. 0.09 EeV. Die aus früheren Experimenten [17,19] abgeschätzte und für das Experiment beantragte Energie von 1 nC oder 1 EeV konnte nicht erreicht werden.

Der Grund für den geringen Durchlass in der B-Line war ein Kollimator, der sich direkt am Eintritt des Strahlrohrs in die Blue Hall befand. Da durch eine, im Vergleich zur Rauschamplitude, zu geringe Signalhöhe einige geplante Messreihen des Experiments gefährdet gewesen wären, wurde dieser Kollimator am Donnerstag ausgebaut und damit ein höherer Durchlass erzielt. Als Folge wurde am Donnerstag zu Schichtbeginn die gesamte Kalibration wiederholt, dabei musste aufgrund der höheren Intensitäten ein anderer TFBC verwendet werden. Zur Überprüfung fand am Freitag nochmals eine Kalibration statt, die den Wert für F_{SZ} vom Donnerstag bestätigt, jedoch erneut einen erhöhten Durchlass feststellte.

Warum die erneute Kalibration am Donnerstag einen anderen Konversionsfaktor F_{SZ} erbrachte, kann aus der Voraussetzung für dessen Berechnung, der Annahmen der Unabhängigkeit der Zählrate R_S von der Strahlgeometrie und der Linearität mit der Pulsenergie, nicht nachvollzogen werden. Dies wird bei den vorgestellten Messungen ein Problem bei der Energiekalibration darstellen (siehe dazu Abschnitte 6.2.2 und 9.2).

Erkennbar ist das Problem der Energiekalibration daran, dass am Donnerstag trotz gleicher maximaler, am Beschleuniger abrufbarer, Ladung von 1.0 nC, die über die bei den Messungen aufgezeichneten Szintillatorzählraten berechnete Ladung am Bestrahlungsort 0.65 nC bzw. 0.71 EeV betrug. Dies bedeutet im Vergleich zum Montag bei vierfachem Durchlass die achtfache Ladung

bzw. Energie.

Die maximale Zählrate des Szintillator-Zählers betrug während des gesamten Experiments ca. 70/Puls und lag damit bei einigen Messungen höher als der Bereich, bei dem der lineare Zusammenhang zwischen den Zählraten des TFBC und der Szintillationszähler durch Messungen bestätigt wurden - der Bereich endete bei $R_S \lesssim 50$. Über eine Pulslänge von ca. $30 \mu\text{s}$ gleichverteilt ergäbe dies einen zeitlichen Abstand zwischen den Szintillatorereignissen von $0.4 \mu\text{s}$. Setzt man eine gaußförmige Pulsstruktur voraus, so wäre der zeitliche Abstand am Maximum der Verteilung entsprechend kleiner. Hinzu kommt noch die nicht koinzidente Ereignisrate der einzelnen Szintillator-Zähler, z.B. aus gestreuten Sekundärteilchen, die nicht bekannt ist. Diese hohe Ereignisrate könnte aufgrund der Totzeit der Szintillatorzähler und der Verarbeitungsgeschwindigkeit der Koinzidenzelektronik - die beide nicht bekannt sind - zu einem Sättigungseffekt in der Apparatur führen. Somit könnte für hohe Pulsenergien eine zu geringe Zählrate ermittelt und dadurch die Energie mit einem zu geringen Wert bestimmt werden; ein solches Verhalten wurde beim direkten Vergleich der Pulsenergien (siehe Abschnitt 6.2.2) und bei der Auswertung der Daten (siehe Abb. 9.1 in Abschnitt 9.2) beobachtet. Darauf konnte vor Ort jedoch kein Einfluss genommen werden, da der Szintillationszähler nur in dieser Konfiguration zur Verfügung stand.

Außerdem stand noch das Auskopplungssignal des Protonenpulses aus dem Synchrotron als TTL-Signal zur Verfügung, das ebenfalls als Trigger für den Startpunkt der Signalaufzeichnung Verwendung fand. Dieses war im Vergleich zur Ankunftszeit des Pulses am Teststand um 1.3 ms verfrüht; dies ist mit dem Unterschied der Strecken vom Zyklotron-Kontrollraum und von der Experimentierhalle zum Counting Room, und damit mit den Kabellängen, verträglich. Wegen des dadurch zeitlich verzögert ankommenden akustischen Signals wurde deshalb dieser Trigger bei der Datennahme mit der ADC-Karte verwendet, die keinen Buffer besitzt (siehe Abschnitt 6.4).

5.2.3 Das zeitliche Extraktionsprofil

Eine Bestimmung des Extraktionsprofils des Synchrotrons, das die zeitliche Struktur des Protonenpulses bestimmt, konnte am TSL direkt nur visuell an einem Oszilloskop vorgenommen werden, dessen Ausgabe auch abfotografiert wurde (siehe Abb. 5.3). Die Fotografie ist verschwommen, zeigt jedoch ein näherungsweise gaußförmiges Profil mit einem FWHM-Wert von $23 \mu\text{s}$.

Für die Simulation der aus dem thermoakustischen Modell für das Experiment zu erwartenden Signale wurde im Vorfeld ein gaußisches Profil mit $24 \mu\text{s}$ Halbwertsbreite verwendet, das dem realen sehr nahe kommt, jedoch zu glatt und geringfügig zu breit ist.

Deshalb wurde ein, bezüglich der Glattheit, den realen Bedingungen besser entsprechendes Profil erstellt. Dieses wurde jedoch kürzer gewählt als das reale Extraktionsprofil, um bei dem Vergleich der simulierten mit den gemessenen Signalen den Einfluss des Extraktionsprofils auf die Signaleigenschaften zu untersuchen. Eine Anpassung an die bei dem Experiment aufgezeichneten Daten ist möglich, da zu jedem Puls, bei dem Messungen gemacht wurden, auch die NIM-Signale der Szintillationszähler mit dem Oszilloskop aufgezeichnet wurden.

Geht man davon aus, dass die Dichte der Ereignisse der Szintillationszähler mit der zeitlichen Struktur des Protonenpulses skaliert, so kann bei genügender Statistik das Extraktionsprofil aus den Szintillator-Treffern rekonstruiert werden, indem die Ereignisse mit ihrem jeweiligen Zeitpunkt in ein Histogramm eingetragen werden.

Dies wurde für die zeitliche Abfolge der aufgezeichneten Szintillatorereignisse von 30 000 Protonenpulsen bei einer Zählrate R_S von ca. 60/Puls durchgeführt. Das entsprechende Histogramm mit einer Binbreite von $0.5 \mu\text{s}$ ist in Abb 5.4 zusammen mit dem daraus für die Simulation abgeleiteten Extraktionsprofil dargestellt. Dieses wurde aus den genannten Gründen mit ca. $18 \mu\text{s}$

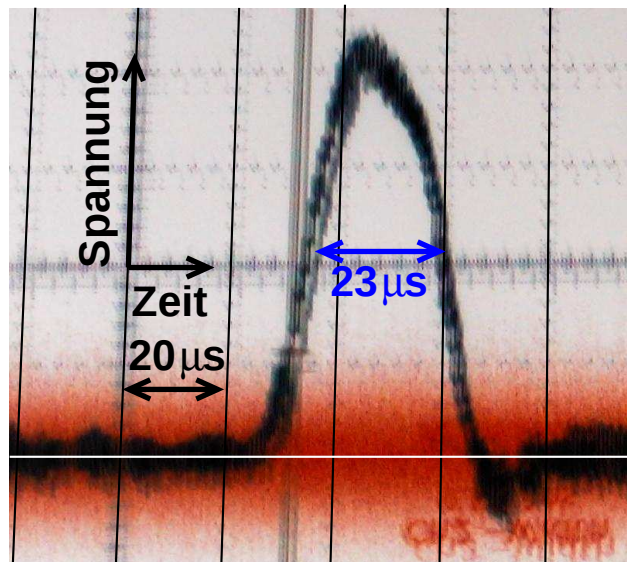


Abbildung 5.3: Nachbearbeitete Fotografie des Oszilloskopbildes für das Extraktionsprofil des Beschleunigers.

Halbwertsbreite deutlich kürzer gewählt als das reale Extraktionsprofil; deshalb wurde der Anstieg im Histogramms durch eine steilere Gaußkurve ersetzt, der Rest des Histogramms (ab ca. 0.02 ms) wurde übernommen.

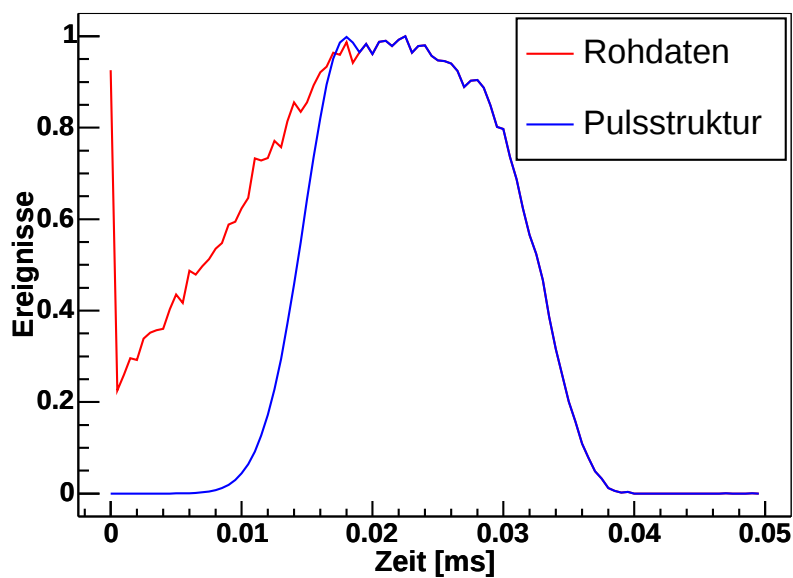


Abbildung 5.4: Grafische Darstellung der zeitlichen Struktur der aufgezeichneten Szintillatorereignisse (**Rohdaten**), und die daran angelehnte zeitliche **Pulsstruktur** für die Simulation der Signale. Das Maximum wurde auf 1 normiert, der erste Eintrag der Rohdaten zeigt die Triggerereignisse und ist in der Höhe abgeschnitten.

Die Form des Histogramms der zeitlichen Struktur der Szintillatorereignisse wird durch das ab-

geleitete Extraktionsprofil nicht wiedergegeben. Insbesondere der Eintrag des ersten Bins, das die Einträge der Triggersignale und damit den Start der Aufzeichnung der akustischen Signale und der NIM-Signale der Szintillationszähler darstellt, kann durch die angenommene Verteilung nicht erzeugt werden.

Um aus dem gezeigten Histogramm der Rohdaten ein realistisches Extraktionsprofil zu rekonstruieren, wären weitere Analysen notwendig, die in dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht durchgeführt wurden. Aus demselben Grund wurde die Simulation der thermoakustischen Signale mit den zwei beschriebenen, das wahre Extraktionsprofil nur annähernd wiedergebenden, Näherungen durchgeführt. Letztere stellen zwei Extremfälle dar: ein etwas zu langes, aber auch zu glattes Profil und ein klar zu kurzes, unregelmäßigeres Profil.

Der Einfluss der Unbestimmtheit des Extraktionsprofils auf das Signal kann jedoch nur durch weitere Simulationen bestimmt werden.

Zur Veränderung der Pulsenergie wurde das Extraktionsprofil weder in seiner Form noch in seiner Höhe geändert, sondern nur der Protonenstrom an der Quelle des Beschleunigers. Es wurde von den Verantwortlichen bestätigt, dass das Extraktionsprofil auch der zeitlichen Strahlstruktur am Bestrahlungsort entspricht - weshalb beide Begriffe gleichberechtigt verwendet werden - und dass letztere unabhängig von der Pulsenergie und dem Strahldurchmesser ist.

5.3 Die Störeinflüsse auf das Signal

Alle Datennahmegeräte waren für die Messungen zur Fernsteuerung vom Counting Room aus über eine Netzwerkverbindung vorbereitet und getestet. Sie hätten somit in der Experimentierhalle betrieben werden können, wie es bei der Temperatursteuerung auch vollzogen wurde.

Die Hardware zur Datennahme wurde jedoch, aus Gründen der Datenintegrität und um ständig direkten Zugriff zu haben, im Counting Room aufgestellt. Dazu mussten alle Signale über die Koaxialkabelstrecke von der Experimentierhalle in den Counting Room geleitet werden. Dies hat den Nachteil der Dämpfung der Spannungssignale der Hydrophone und auch eines erhöhten Rauschens durch Einkopplungen in die Kabel.

Zusätzlich ist eine Beschleunigerumgebung durch elektromagnetische, aber auch akustische Störungen für ein solches Experiment nicht ideal, da diese zu einer Rauscheinkopplung in die Hydrophone führen.

Um den Einfluss auf das Spannungssignal quantifizieren zu können, wurden vor und während der Experimente diverse Untersuchungen durchgeführt.

5.3.1 Die Dämpfung und Verzögerung im Kabel

Soweit nachvollziehbar, bestand die Kabelstrecke Blue Hall - Counting Room aus Standard-Koaxialkabeln des Typs RG-58 (*Teldor P/N 6350585101 Type-58 C/U* [45]). Dies ist auch der Kabeltyp, der als Ausgang der Hydrophone verwendet wurde. Laut Herstellerangaben bewegt sich in diesem Kabel mit der Impedanz von $Z_0 = 50 \pm 3 \Omega$ ein elektrisches Signal mit 66% der Lichtgeschwindigkeit fort.

Um die frequenzabhängige Dämpfung zu prüfen, wurden in jedes Kabel Sinussignale mit 1 000 verschiedenen Frequenzen (1–100 kHz) eingespeist, die vor und nach der Kabelstrecke vermessen wurden. Dabei ergab sich für alle benutzten Kabel eine Abschwächung von $7 \pm 1\%$, die nicht frequenzabhängig war. Überprüft wurde dieses Dämpfungsverhalten, indem alle benutzten Kabel verbunden wurden und dieselben Messungen mit der gesamten Kabelstrecke durchgeführt wurden.

Es ergab sich eine Dämpfung von $40 \pm 5\%$ in Übereinstimmung mit der für jedes Kabel einzeln gemessenen.

Mittels eines Rechteckpulses von ca. $30 \mu\text{s}$ Länge, wiederum durch jedes Kabel einzeln und durch alle aneinanderhängend gesendet, wurde die Zeitverzögerung der Kabelstrecke gemessen.

Abbildung 5.5 zeigt den gesendeten und den aufgenommenen Rechteckpuls nach der gesamten Koaxialkabelstrecke.

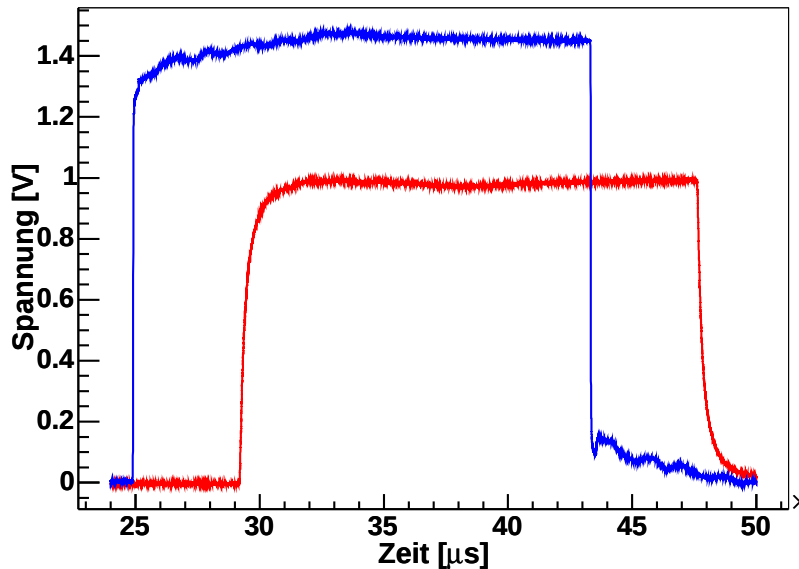


Abbildung 5.5: Rechtecksignal zur Bestimmung der Dämpfung und Verzögerung in der Koaxialkabelstrecke: Messung **vor** der Kabelstrecke bzw. **danach**.

Daraus lassen sich eine Verzögerung von $(4.3 \pm 0.1) \mu\text{s}$ für alle, bzw. $(0.72 \pm 0.01) \mu\text{s}$ für ein Kabel bestimmen, was mit den Messungen für jedes einzelne Kabel übereinstimmt. Auch das oben beschriebene Dämpfungsverhalten wird bestätigt (40% Dämpfung). Ersichtlich ist in der Abbildung, dass trotz der hohen Frequenzanteile eines Rechteckimpulses dieser nicht verzerrt wird. Die Unregelmäßigkeiten im gesendeten Signal direkt nach Anstieg und Abfall des Signals rührt von Reflexionen an den Kabelenden und dem angeschlossenen Signalgenerator und dem Oszilloskop her.

Berücksichtigt man die Signalgeschwindigkeit im Kabel, ergibt sich für jedes verwendete Kabel eine Länge von $(140 \pm 10) \text{ m}$, was mit der Distanz von der Blue Hall zum Counting Room verträglich ist.

Die Verzögerungen im Kabel waren für die Messungen nicht von Bedeutung, da sie für alle Kabel gleich waren und sich somit keine relativen Verschiebungen der in der Experimentierhalle erzeugten und im Counting Room weiterverarbeiteten Signale (Signale der Szintillatorzähler und der Sensoren) ergaben.

Im Counting Room wurden die Kabel, die mit den einzelnen Hydrophonen verbunden waren, an Eingangskanäle des mit $1 \text{ M}\Omega$ Eingangswiderstand arbeitenden Oszilloskop bzw. der ADC-Karte, die $100 \text{ M}\Omega$ Eingangswiderstand besitzt, angeschlossen. Dadurch kann das Spannungssignal vollständig abgegriffen werden. An diesen Widerständen ergibt sich eine fast vollständige Reflexion der Signale mit gleicher Polarität. Der Reflexionsfaktor ρ ergibt sich zu:

$$\rho = \frac{R - Z_0}{R + Z_0} \approx 1. \quad (5.2)$$

Die Reflexion an der Hydrophonseite wurde untersucht und als vernachlässigbar gefunden, womit sich durch die Reflexion an der Datennahmeseite keine Auswirkungen auf das zu messende Signal ergeben.

5.3.2 Das Rauschen

Die Experimentierumgebung ist vor allem im Bezug auf die Rauscheinkopplung nicht als ideal anzusehen. Wurden im nicht abgeschirmten Akustiklabor in Erlangen noch Rauschamplituden (mittlere quadratische Amplituden des Rauschens) von ca. 450 μV für die kommerziellen und ca. 780 μV für die Eigenbau-Hydrophone gemessen, so waren diese am TSL zum Teil bedeutend höher. In Tab. 5.2 sind beispielhaft am TSL in der Experimentierhalle ermittelte Rauschamplituden (RMS) für die Hydrophone, inklusive der Kabelstrecke zum Counting Room, ohne und mit Protonenstrahl aufgeführt.

Hydrophon	Rauschamplitude in mV	
	ohne Protonenstrahl	mit Protonenstrahl
1	0.693	1.17
2	0.659	1.56
3	0.781	1.58
4	0.705	39.1
5	0.726	15.1

Tabelle 5.2: Rauschamplituden der Hydrophone in mV, inklusive der Kabelstrecke von der Experimentierhalle zum Counting Room

Das Rauschen der kommerziellen Hydrophonen mit Protonenstrahl lag etwas höher als das Doppelte des Wertes, der im Labor ermittelt wurde. Die sehr hohen Werte für die Eigenbau-Hydrophone bei Protonenstrahlbedingungen kommen von der hochfrequenten elektromagnetischen Einkopplung, gegen die diese nicht abgeschirmt waren. Die Werte ohne Protonenstrahl, die für alle Hydrophone vergleichbar sind, liegen für die kommerziellen Hydrophone leicht über den im Labor ermittelten Werte, für die Eigenbau-Hydrophone sogar leicht darunter.

Insgesamt ist die Experimentierumgebung am Beschleuniger also mit stärkerem Rauschen behaftet; so konnte z.B. eine in der Experimentierumgebung befindliche Pumpe als eine der akustischen Hauptschallquellen identifiziert werden. Eine Abschirmung brachte Verbesserungen in den Rauschamplituden um ungefähr einen Faktor 2, die Werte in Tab. 5.2 sind bei einer Messung nach der Abschirmung entstanden.

Ein Signal, das wesentlich unter den Rauschamplituden liegt, lässt sich nicht identifizieren. Um dennoch möglichst kleine Signale identifizieren und charakterisieren zu können, wurden bei jeder durchgeführten Messung Waveforms von 1000 Protonenpulsen aufgenommen. Damit wird die Rauschamplitude um den Faktor $1/\sqrt{1000} \approx 0.03$ gedämpft und bei einem angenommenen Verhältnis von Signal zu Rauschen von 1 lassen sich Signale mit Amplitude von ca. 0.03 mV messen, was weit unterhalb der typischerweise zu erwartenden Signalamplitude von mindestens einem mV liegt. Damit ist das Rauschen kein die Messungen einschränkender Faktor.

Abbildungen 5.6 und 5.7 zeigen für beide Hydrophon-Typen aufgenommene Rauschspektren. Diese wurden zu einem Zeitpunkt aufgenommen, bei dem der Protonenstrahl nicht in die Experimentierhalle gelenkt wurde und geben somit die Einkopplung aus der Umgebung des Teststandes und in die Kabelstrecke vom Hydrophon zur Datennahme im Counting Room wieder.

In den Rauschspektren ist das Rauschen in $\mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ über der Frequenz in kHz im relevanten Bereich bis 100 kHz aufgetragen. Die Spektren wurden durch eine Fouriertransformation der aufgenommenen Spannungssignale (Waveforms) der Hydrophone ermittelt.

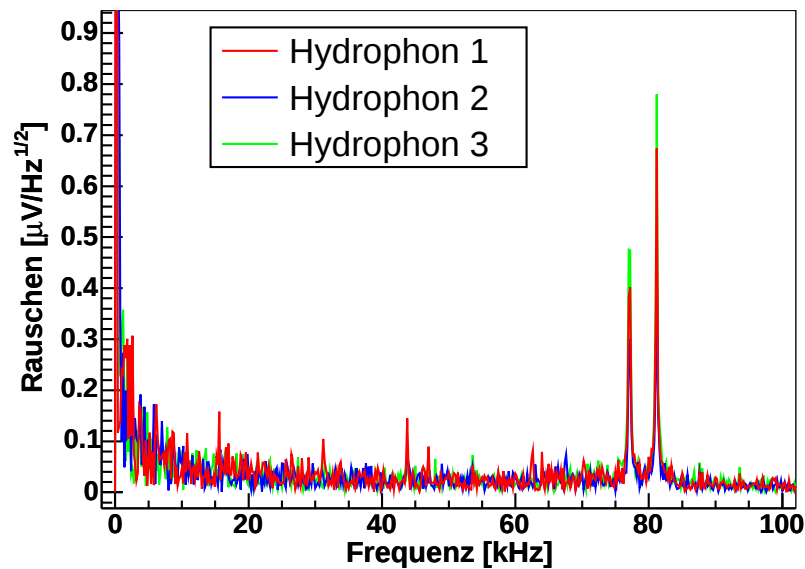


Abbildung 5.6: Vergleich der Rauschspektren der kommerziellen Hydrophone in der Experimentierumgebung.

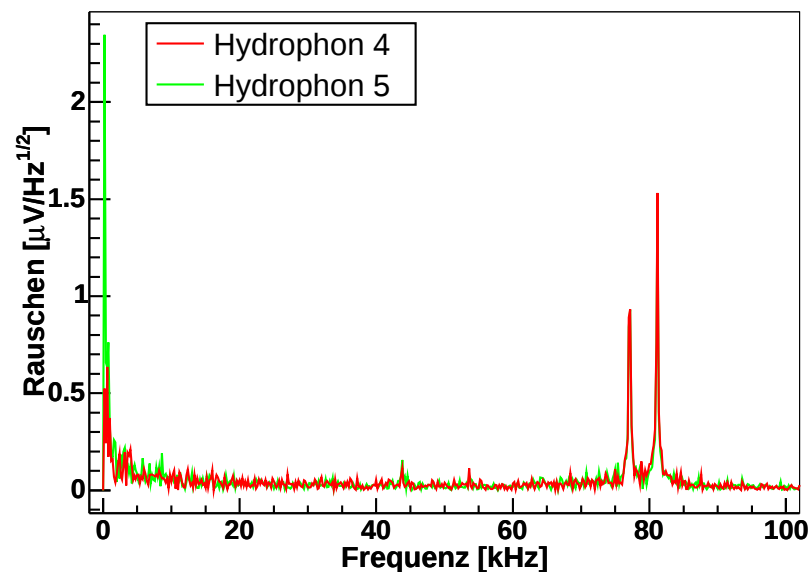


Abbildung 5.7: Vergleich der Rauschspektren der Eigenbau-Hydrophone in der Experimentierumgebung.

Erkennbar ist die hohe Einkopplung bei niedrigen Frequenzen (in Abb. 5.6 geht diese ca. 0,3 Einheiten über die Achsenskalierung hinaus). Sie wird primär von den Spannungswandlern und den Pumpensystemen des Beschleunigers erzeugt, deren Geräusch durch die Hydrophone aufgenommen wird. Die Herkunft beiden Peaks um 80 kHz kann nicht eindeutig geklärt werden; sie stammen

offensichtlich von einem Teil der Anlage, der zum Zeitpunkt der Messungen nicht aktiv war, da sie sich in den Spektren mit Protonenstrahl nicht wiederfinden (siehe Abb. 5.8). Ansonsten ist ein annähernd weißes Rauschspektrum um einen Wert von $0.02 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$ zu erkennen.

In Abb. 5.8 werden für Hydrophon 3 drei verschiedene Rauschspektren verglichen. Eines (schwarz) ist das oben beschriebene, das zweite (rot) wurde aus einer Messung extrahiert, in der der Protonenstrahl ins Wasserbecken eingestrahlt wurde. Der 2.5 ms lange Waveformausschnitt wurde dabei so gewählt, dass das akustische Signal nicht darin lag. Die grüne Kurve zeigt das Rauschspektrum der gleichen Waveform, dabei war das akustische Signal im Ausschnitt jedoch enthalten.

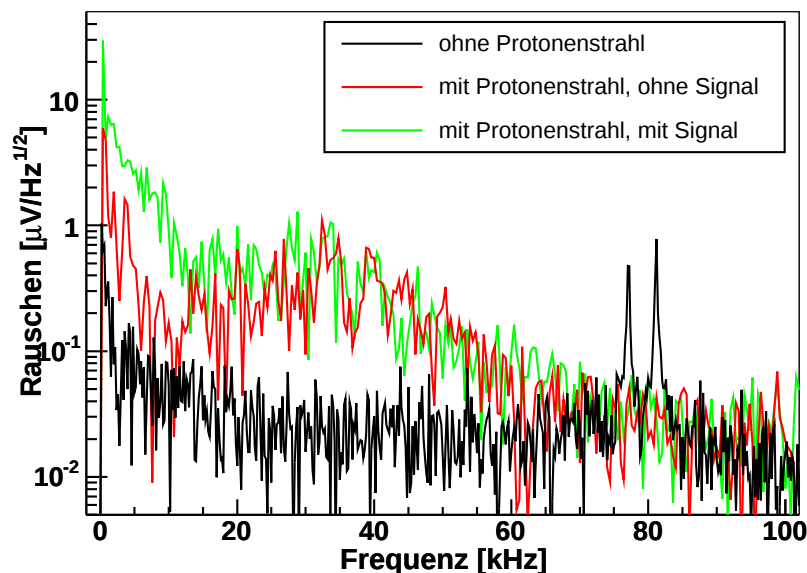


Abbildung 5.8: Vergleich der Rauschspektren ohne und mit Protonenstrahl und mit akustischem Signal. Letzteres wurde bei der maximal verwendeten Pulsenergie aufgenommen. Die Auftragung der Ordinate ist logarithmisch.

Das niederfrequente Rauschen nimmt bei eingestrahlttem Protonenstrahl sichtbar zu. Die Peaks um 80 kHz sind dabei nicht mehr vorhanden, dafür kommt eine Komponente im mittleren Frequenzbereich hinzu. Nimmt man noch das akustische Signal hinzu, sieht man dessen Einfluss im niederfrequenten Bereich; es wird ersichtlich, dass bei diesem Beispiel, bei dem mit maximaler Pulsenergie eingestrahlt wurde, das Signal das Rauschen bei Frequenzen bis ca. 15 kHz dominiert.

Teil IV

Durchgeführte Messungen und Methodik der Datenauswertung

Kapitel 6

Die Messungen

In diesem Teil der Arbeit werden zunächst die durchgeführten Messungen vorgestellt. Ziel war es dabei, trotz begrenzter Strahlzeit einen möglichst guten Einblick in die thermoakustische Signalerzeugung zu erhalten. Die Durchführung der Experimente am Beschleuniger war gestaffelt nach ihrer subjektiven Wichtigkeit; diese Reihenfolge wird bei der Darstellung im Folgenden jedoch nicht beibehalten. Stattdessen werden die Messungen thematisch gruppiert präsentiert. Anschließend wird die Auswertemethodik genauer vorgestellt, mit Hilfe derer die im nächsten Teil beschriebenen Ergebnisse ermittelt wurden.

Die Messungen lassen sich am einfachsten durch die verwendeten Strahl- oder Umgebungsparemeter charakterisieren. Es wurden die Pulsenergie und Pulsdauer, der Strahldurchmesser, die Temperatur und die Position der Sensoren variiert. Zunächst ist es jedoch notwendig, die Hydrophonanordnung im Teststand zu erklären, wie sie bei den Messungen Verwendung fand.

6.1 Die Anordnung der Hydrophone im Teststand

Während der Experimente wurden zwei verschiedene Konfigurationen (I und II) für die Anordnung der Hydrophone im Teststand verwendet; diese sind in Abb. 6.1 skizziert. Die fünf markierten Positionen der Hydrophone wurden nach Erkenntnissen ausgewählt, die im Vorfeld des Experiments aus den Simulationen gewonnen worden waren (siehe Kapitel 2) und im Folgenden aufgeführt werden.

Allen Konfigurationen gemeinsam war die Position 5, die mit dem kommerziellen Hydrophon 3 besetzt war und direkt in Strahlrichtung lag. Sie war vor allem wichtig, um vom thermoakustischen Modell abweichende Schallerzeugungsmechanismen untersuchen zu können, die eine von der Scheibenform abweichende Schallausbreitung erzeugen. Entstände z.B. aufgrund des Protonenimpulsübertrags auf das Wasser ein Schallsignal, so würde dieses vorzugsweise in Richtung von Position 5 abgestrahlt.

Die Positionen bei 12 und 22 cm in z-Richtung sind ebenfalls bei beiden Konfigurationen besetzt. Sie wurden gewählt, da bei $z = 12$ cm nach der Simulation nach dem thermoakustischen Modell ein glattes bipolares Signal wegen des dortigen Maximums der scheibenförmigen Schallausbreitung erwartet wurde, und bei $z = 22$ cm der Einfluss des annähernd punktaktigen Bragg-Peaks gemessen werden kann.

Konfiguration I wurde für das asymmetrisch angebrachte Strahlführungsrohr des Teststandes verwendet, sie diente vor allem zur Ausmessung des Schallfeldes. Dafür waren vier Hydrophone auf einer Schiene angebracht, was ein schnelles Umbauen ermöglichte; sie konnten gemeinsam um bis

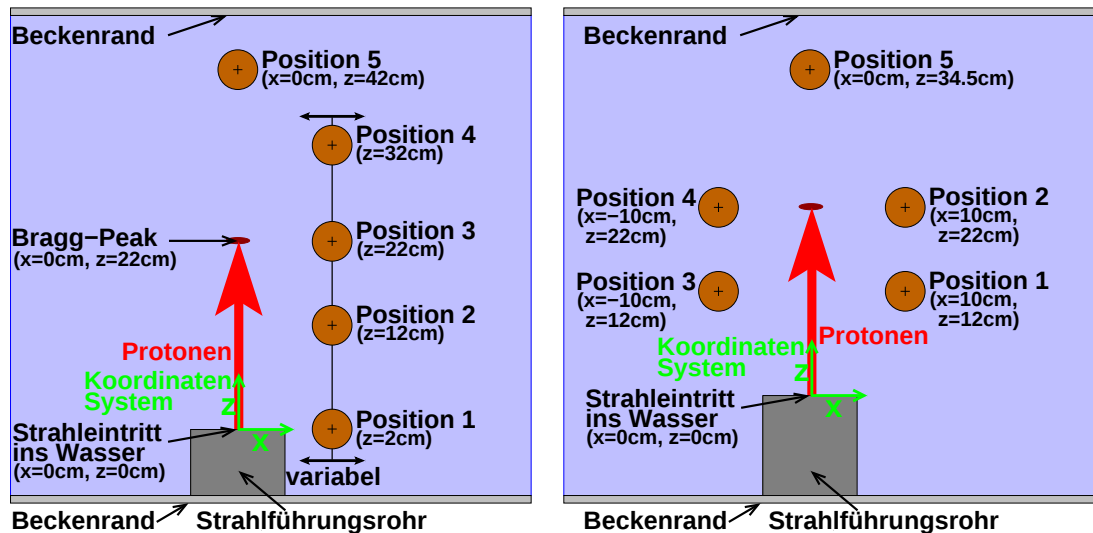


Abbildung 6.1: Skizze der beiden verwendeten Konfigurationen der Anordnung der Hydrophone im Teststand, links Konfiguration I, rechts Konfiguration II. Die Darstellungen zeigen jeweils einen Ausschnitt des Wasserbeckens in der Draufsicht mit der Definition des verwendeten Koordinatensystems und der Wechselwirkungsregion der Protonen.

zu einen Meter in x-Richtung verschoben werden. Dadurch wurde eine möglichst exakte Positionierung der Hydrophone in x-Richtung und eine feste Position in y-Richtung sichergestellt. Aufgrund der vier gleichzeitig eingesetzten Hydrophone an verschiedenen Positionen in z-Richtung erforderte diese Konfiguration weniger Umbauschritte als die andere zur Messung der gleichen Anzahl von Positionen. Die Positionen 1 und 4 waren bei dieser Konfiguration mit den Eigenbau-Hydrophonen 4 und 5 besetzt, Position 2 und 3 mit den kommerziellen Hydrophonen 1 und 2.

Konfiguration II wurde für die Messung des Temperaturzyklus und bei der Variation der Strahlparameter verwendet. Sie ermöglichte es, die Signale der beiden Hydrophon-Typen auf der Höhe des Bragg-Peaks und im Zentrum der scheibenförmigen Schallausbreitung zu vergleichen. Die Positionen 3 und 4 waren dabei mit den Eigenbau-Hydrophonen 4 und 5 besetzt und lagen den Positionen 1 und 2, die mit den kommerziellen Hydrophonen 1 und 2 besetzt waren, in x-Richtung genau gegenüber. Es wurde bei dieser Konfiguration mehr Wert auf die genaue Charakterisierung der Schallsignale bei 12 und 22 cm gelegt als auf eine Messung der ohnehin schwachen Signale am Rand des Wechselwirkungsbereiches (Position 1 und 4 in Konfiguration I).

Die Standard- und gleichzeitig auch Minimaleinstellung des Abstands der Positionen 1–4 von der Wechselwirkungsregion in x-Richtung betrug bei Konfiguration I 10 cm, bei Konfiguration II wurde dieser Abstand ständig verwendet. Damit war bei den Messungen sichergestellt, dass eine direkte Interaktion des Protonenstrahls mit den Hydrophonen ausgeschlossen werden konnte und dennoch möglichst große Druckamplituden aufgezeichnet werden konnten.

6.2 Die verwendeten Strahlparameter

Um die durchgeführten Messungen sinnvoll beschreiben zu können, ist es notwendig, zuerst die verwendeten Strahlparameter aufzuführen, deren Ermittlung bereits in Abschnitt 5.2 beschrieben

wurde. Diese wurden bei den Messungen – im Rahmen der Möglichkeiten des Beschleunigers – in einem Bereich variiert, wo nach dem thermoakustischen Modell signifikante Änderungen im Schallsignal erwartet wurden.

Verändert wurden die Pulsenergie und die Strahlgeometrie; außerdem wurde versucht, das Extraktionsprofil (das zeitliche Pulsprofil) und damit die Pulsdauer zu verändern. Trotz wiederholter Bemühungen des Operators war sich dieser nicht sicher, ob es möglich sein würde, die Pulsdauer von dem typischen in Abschnitt 5.2.3 gezeigten Profil auf die doppelte respektive vierfache Länge zu erhöhen. Dennoch wurden Messungen bei den getroffenen Einstellungen durchgeführt, in denen sich gegebenenfalls ein direkter, linearer Einfluss auf die Signaldauer ergeben sollte.

Die Pulsenergie wurde vor jeder Messung festgelegt, indem den Beschleunigeroperatoren die gewünschte Ladung pro Puls von 0.1–1.0 nC am Faraday-Cup (siehe Abschnitt 5.2.2) angesagt wurde. Die Strahlgeometrie wurde am Montag und Donnerstag, d.h. vor und nach dem Umbau der Strahlführung, jeweils vor Beginn der Nachtschicht festgelegt. Die Einstellungen wurden in der Beschleuniger-Datenbank abgespeichert und konnten jederzeit abgerufen und so der Strahl reproduzierbar auf die festgelegten Geometrien eingestellt werden.

Die bei den Messungen verwendeten Strahlparameter werden im Folgenden dargestellt.

6.2.1 Die Strahlgeometrien

In der Simulation wurde die Strahlgeometrie durch je eine Gaußfunktionen in x - und in y -Richtung dargestellt. Um dem in der Realität Rechnung zu tragen, wurde bei der Festlegung der Strahlgeometrien nach Konfigurationen gesucht, die in den beiden Richtungen gaußförmig waren. Zudem wurde darauf geachtet, dass die Geometrien in einer der beiden Richtungen die maximale Ausdehnung besitzen, dass sie also in der x - y -Ebene eine elliptische Form besitzen, wobei die Hauptachsen mit den Koordinatenachsen zusammenfallen. Diese Problematik lässt sich durch ein kreisförmiges Strahlprofil umgehen, so dass ein solches Strahlprofil für das Experiment bevorzugt wurde.

Da am Montag die in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Methode zur Bestimmung der Strahlgeometrien noch nicht zur Verfügung stand, wurden die an diesem Tag verwendeten Profile durch optische Inspektion am Kamerabild des Fluoreszenzschirms im Kontrollraum eingestellt.

Es wurden zwei Profile (M/A und M/B) abgespeichert, wobei der Strahldurchmesser dabei ca. 1 cm bzw. 2 cm sowohl in x - wie auch in y -Richtung betrug. Aufgrund des Kollimators im Strahlrohr waren keine kleineren Durchmesser erreichbar, größere zeigten eine Form, die nicht mit einem gaußförmigen Verlauf vereinbar waren.

Der Umbau des Strahlrohres der B-Line, insbesondere der Ausbau des Kollimators, veränderte die Eigenschaften derselben. Deshalb wurden am Donnerstag neue Profile (D/A, D/B und D/C) eingestellt, die auch für die Freitagsschicht verwendet wurden. Diese konnten nun mit der genannten Methode genauer vermessen und die Standardabweichungen der gefitteten Gaußkurven bestimmt werden. Die ermittelten Werte der doppelten Standardabweichung dieser Profile, die im Folgenden als Strahldurchmesser geführt wird, ebenso wie die Werte für Montag, sind in Tab. 6.1 aufgeführt. Dabei wird kein Fehler angegeben, da dieser gegenüber der Strahlaufweitung am Bragg-Peak vernachlässigbar war und somit bei der Simulation nicht einbezogen wurde.

Wie schon die „M“-Profilen wurden auch die „D“-Profile nach oben genannter Prämisse ausgewählt. Da Profil D/B der kreisrunden Form am nächsten war, wurde es für die Messungen bei Variation anderer Parameter (Hydrophonabstand und Temperatur) verwendet.

Profil	Durchmesser x [cm]	Durchmesser y [cm]
M/A	≈ 1	≈ 1
M/A	≈ 2	≈ 2
D/A	0.70	0.58
D/B	0.60	0.56
D/C	0.94	1.60

Tabelle 6.1: Verwendete Strahlprofile für Montag (M) und Donnerstag bzw. Freitag (D). Der Strahldurchmesser ist in cm angegeben, die Art der Ermittlung wird im Text beschrieben.

6.2.2 Die Pulsenergien

Während der Messungen wurde die kinetische Gesamtenergie der Pulse in einem weiten Bereich verändert. Die vom Beschleuniger ausgekoppelte Ladung wurde zwischen 0.1 und 1.0 nC variiert; die unterschiedlichen Durchlassfaktoren (siehe Abschnitt 5.2.2) bewirkten jedoch, dass sich der Bereich der verwendeten Energien über zwei Größenordnungen erstreckte. Da bei jeder Veränderung eines anderen Strahlparameters die Pulsenergie am Beschleuniger neu eingestellt werden musste, ergeben sich bei ein und derselben Soll-Energie Unterschiede bis etwa 10%.

Tabelle 6.2 gibt die eingestellten Pulsenergien E_{Ges} durchnummeriert für die jeweiligen Nachtschichten (Montag (M), Donnerstag (D) und Freitag (F)) wieder. Aufgeführt sind die Zählrate des Szintillator-Zählers R_S , die daraus nach Gleichung (5.1) berechnete Pulsenergie E_{SZ} und die über die Ladung am Faraday-Cup und den Durchlassfaktor berechnete Pulsenergie E_{FC} (siehe Abschnitt 5.2.2). Angegeben sind auch das verwendete Strahlprofil und - wo berechenbar - statistische und systematische Fehler. Letzterer wurde von dem für die Kalibration der Energie verantwortlichen Beam Line Coordinator mit 30% angegeben und ist für die Energiewerte eines Tages stark korreliert.

Die in Tab. 6.2 aufgelisteten Werte der Energiekalibration sind in Abb. 6.2 grafisch dargestellt, indem die Werte für die Energien E_{SZ} und E_{FC} über der Zählrate R_S aufgetragen sind.

Am Montag sind die Angaben der Pulsenergie E_{SZ} und E_{FC} für beide Strahlprofile innerhalb des systematischen Fehlers konsistent. Dies spricht für eine sinnvolle Kalibration der Pulsenergie. Am Donnerstag ist dies nicht der Fall. Zwar werden mit R_S auch E_{SZ} und E_{FC} größer, jedoch besitzen sie nicht die gleiche Steigung. Der Vergleich der beiden Energien ist nicht konsistent, selbst bei dem angenommenen systematischen Fehler von 30%; dies spricht für ein Problem der Kalibration in Verbindung mit dem Umbau der Strahlführung.

Der in Abb. 6.2 der Übersichtlichkeit wegen nicht eingezeichnete, in Tab. 6.2 jedoch klar ersichtliche, Abfall der Szintillatorzählrate von D/5 auf D/6 bei gleicher Einstellung der Pulsladung am Beschleuniger könnte durch die Unterschiede in den verwendeten Profilen D/A und D/C erklärt werden; dabei ist zu beachten, dass dieser Abfall nur im Bezug auf die Korrelation des systematischen Fehlers signifikant ist. Während ersteres Profil in x- und y-Richtung etwa gleich ausgedehnt ist, ist letztes in y-Richtung fast doppelt so groß. Der Szintillator-Zähler misst in x-Richtung gestreute Protonen; aufgrund seiner geringen vertikalen Ausdehnung von ca. 5 cm könnte es sein, dass er Protonen mit extremen y-Werten nicht nachweist, da sie geometrisch außerhalb seiner Akzeptanz liegen. Somit würde die Pulsenergie unterbewertet. Aus demselben Grund könnte jedoch auch ein geringerer Durchlass der Strahlführung als Erklärung für diese Diskrepanz in Frage kommen.

Nr.	R_S [1/Puls] stat.	E_{SZ} [eV] stat. und sys.	E_{FC} [eV] sys.	Profil
M/1	1.84 ± 0.14	$(7.29 \pm 0.55 \pm 1.09) \cdot 10^{15}$	$(8.84 \pm 1.33) \cdot 10^{15}$	M/A
M/2	6.54 ± 0.26	$(2.60 \pm 0.10 \pm 0.39) \cdot 10^{16}$	$(2.65 \pm 0.40) \cdot 10^{16}$	M/A
M/3	11.8 ± 0.34	$(4.69 \pm 0.14 \pm 0.70) \cdot 10^{16}$	$(4.41 \pm 0.66) \cdot 10^{16}$	M/A
M/4	15.7 ± 0.40	$(6.24 \pm 0.16 \pm 0.94) \cdot 10^{16}$	$(7.07 \pm 1.06) \cdot 10^{16}$	M/A
M/5	21.9 ± 0.47	$(8.71 \pm 0.19 \pm 1.31) \cdot 10^{16}$	$(8.84 \pm 1.33) \cdot 10^{16}$	M/A
M/6	5.88 ± 0.24	$(2.34 \pm 0.10 \pm 0.35) \cdot 10^{16}$	$(2.65 \pm 0.40) \cdot 10^{16}$	M/B
M/7	11.6 ± 0.34	$(4.61 \pm 0.14 \pm 0.69) \cdot 10^{16}$	$(4.41 \pm 0.66) \cdot 10^{16}$	M/B
M/8	16.4 ± 0.41	$(6.53 \pm 0.16 \pm 0.98) \cdot 10^{16}$	$(7.07 \pm 1.06) \cdot 10^{16}$	M/B
M/9	21.9 ± 0.47	$(8.71 \pm 0.19 \pm 1.31) \cdot 10^{16}$	$(8.84 \pm 1.33) \cdot 10^{16}$	M/B
D/1	10.8 ± 0.33	$(1.17 \pm 0.04 \pm 0.18) \cdot 10^{17}$	$(4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{16}$	D/B
D/2	20.0 ± 0.45	$(2.17 \pm 0.05 \pm 0.33) \cdot 10^{17}$	$(8.17 \pm 1.23) \cdot 10^{16}$	D/B
D/3	42.5 ± 0.65	$(4.60 \pm 0.07 \pm 0.69) \cdot 10^{17}$	$(2.01 \pm 0.31) \cdot 10^{17}$	D/B
D/4	65.8 ± 0.81	$(7.12 \pm 0.09 \pm 1.07) \cdot 10^{17}$	$(4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{17}$	D/B
D/5	65.6 ± 0.81	$(7.10 \pm 0.09 \pm 1.07) \cdot 10^{17}$	$(4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{17}$	D/A
D/6	50.1 ± 0.71	$(5.42 \pm 0.08 \pm 0.81) \cdot 10^{17}$	$(4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{17}$	D/C
F/1	69.4 ± 0.83	$(7.36 \pm 0.09 \pm 1.10) \cdot 10^{17}$	$(8.62 \pm 1.29) \cdot 10^{17}$	D/B
F/2	71.1 ± 2.87	$(7.70 \pm 0.31 \pm 1.16) \cdot 10^{17}$	$(8.62 \pm 1.29) \cdot 10^{17}$	D/B
F/3	72.8 ± 0.85	$(7.88 \pm 0.09 \pm 1.18) \cdot 10^{17}$	$(8.62 \pm 1.29) \cdot 10^{17}$	D/B

Tabelle 6.2: Verwendete Pulsenergien für alle Schichten. Die Werte sind mit Angabe der jeweiligen Fehler (statistisch und/oder systematisch) angegeben. Die Erläuterung ist im Text gegeben.

Erkennbar ist, wie von Montag auf Donnerstag E_{SZ} bei gleicher Zählrate zunimmt. Dies ist ein in Abschnitt 5.2.2 schon erwähntes, nicht verstandenes Phänomen der Kalibrationsmethode bei der Bestimmung des Konversionsfaktors F_{SZ} . Von Donnerstag auf Freitag ändert sich F_{SZ} nicht sehr, jedoch wurde der Durchlassfaktor der Strahlführung und damit E_{FC} vom Verantwortlichen fast um den Faktor zwei höher bestimmt. Dadurch stimmen E_{SZ} und E_{FC} an diesem Tag innerhalb der Fehlerbalken wieder überein. Somit suggeriert Abb. 6.2, dass für einen Vergleich der Energien zwischen Montag und Donnerstag E_{FC} , zwischen Donnerstag und Freitag jedoch E_{SZ} sinnvoll erscheint.

Außerdem ist in der Darstellung erkennbar, dass der Zusammenhang zwischen den beiden Energiedarstellungen und Szintillatorzählrate für die Reihe D/1–D/4 nicht linear verläuft; bei hohen Energien wird die Abweichung vom linearen Verhalten immer größer. Dieser Trend wird fortgesetzt, wenn man für E_{SZ} die Werte F/1–F/3 hinzunimmt. Dies deutet auf den bereits erwähnten möglichen Sättigungseffekt der Szintillationszähler hin.

Welcher Konversionsfaktor falsch angegeben bzw. bestimmt wurde, kann hier nicht nachvollzogen werden, jedoch ist ersichtlich, dass die Energiekalibration kein einheitliches Bild ergibt. Es können jedoch Vergleiche von Signalen, die in einer Nacht bei verschiedenen Einstellungen gemessen wurden, angestellt werden, da sich dann die Eigenschaften des Beschleunigers und der Strahlführung nicht änderten. Soll dies jedoch für verschiedene Tage geschehen, so muss im Einzelnen entschieden werden, welche Energieangabe sinnvoll verwendet werden kann.

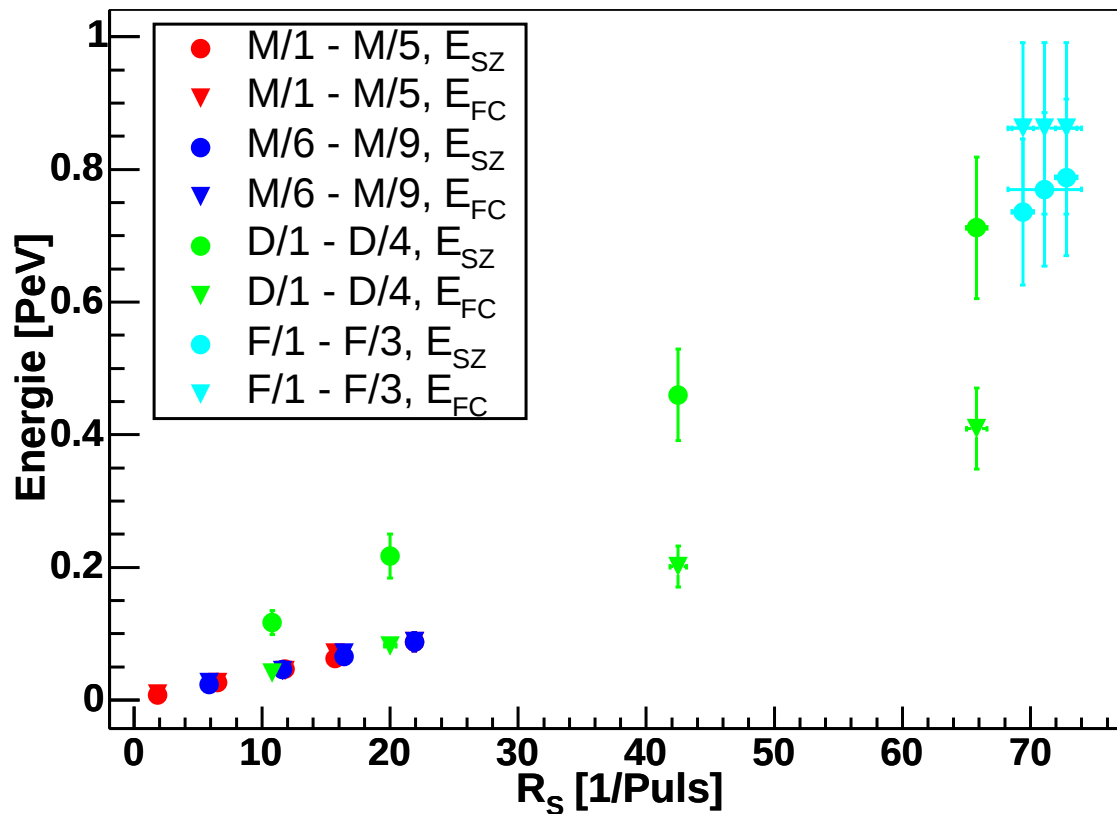


Abbildung 6.2: Auftragung der verwendeten Pulsenergien E_{SZ} (•) und E_{FC} (▼) mit systematischen Fehlern für die Strahlprofile M/1–M/5, M/6–M/9, D/1–D/4 und F/1–F/3 über der Zählrate R_S mit statistischen Fehlern (siehe Tab. 6.2).

6.3 Die verschiedenen Messungen

Nachdem nun alle bei den Messungen verwendeten Strahlparameter eingeführt wurden, werden im Folgenden die durchgeführten Messungen vorgestellt. Sie werden dabei nach den variierten Modellparametern charakterisiert.

6.3.1 Die Variation der Strahlparameter

Ein Teil des durchgeführten Experiments bestand aus Messungen des akustischen Signals bei Variation der Strahlparameter.

Für diese Messungen bei verschiedenen Strahlgeometrien wurde die Hydrophon-Konfiguration I (siehe Abb. 6.1 in Abschnitt 6.1) gewählt; dabei war der Standardabstand der Hydrophone auf der Schiene zur z-Achse mit 10 cm in x-Richtung eingestellt.

Wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben (siehe Tab. 6.1) gab es fünf verschiedene Strahlprofile - zwei für die Montags- und drei für die Donnerstags- bzw. Freitags-Schicht.

Am Montag fand der Vergleich von Profil M/A und M/B bei vier jeweils ähnlichen Energien statt (M/2 u. M/6, M/3 u. M/7, M/4 u. M/8 und M/5 u. M/9). Am Donnerstag wurde der Vergleich der Profile D/A, D/B und D/C bei der gleichen Energie $E_{FC} = 4.09 \cdot 10^{17}$ eV vorgenommen.

Die Messungen bei variierender Pulsenergie wurden mit der gleichen Hydrophon-Konfiguration durchgeführt; dabei wurden drei Messreihen mit verschiedenen Strahlprofilen aufgezeichnet. In der Nacht von Montag auf Dienstag wurde je eine Messreihe für die Strahlprofile M/A und M/B durchgeführt. Bei der ersten wurde bei fünf (M/1–M/5) verschiedenen Energien gemessen, bei der zweiten bei vier (M/6–M/9). Der abgedeckte Energiebereich von E_{FC} lag bei ca. $1 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17}$ eV. Zur Überprüfung wurde am Donnerstag nochmals eine Messreihe an vier Energiepunkten (D/1–D/4) mit dem Profil D/B durchgeführt, mit einem Überlapp der Zählraten (R_S) und Energien E_{FC} . Dabei lag E_{SZ} etwa um einen Faktor 1.5–6 höher als am Montag.

Am Freitag wurde noch versucht, bei einer festen Energie- und Strahlprofil-Einstellung die Extraktionszeit zu verdoppeln bzw. zu vervierfachen (F/1–F/3). Wie bereits erwähnt, muss jedoch bezweifelt werden, ob dies gelang.

6.3.2 Die Variation des Hydrophon-Abstands

Neben der Variation der Strahlparameter wurde während des Experiments in der Donnerstagschicht auch der Abstand der Hydrophone von der Strahlachse (z-Achse) in 13 Schritten verändert, die in Tab. 6.3 aufgeführt sind. Dabei wurde mit der Hydrophon-Konfiguration I gearbeitet, so dass gleichzeitig vier Hydrophone an vier verschiedenen Positionen entlang der z-Achse verwendet wurden. Es war somit möglich, das vom Protonenpuls erzeugte Schallfeld an 53 ($13 \cdot 4 + 1$ für das Hydrophon 3) Positionen auszumessen.

Die Abstände in x-Richtung sind den aus der Simulation gewonnenen Daten angepasst: von $x = 10 - 40$ cm wurde in 5 cm-Schritten, von $x = 50 - 100$ cm in 10 cm-Schritten gemessen. Dies stellt sicher, dass auch für $x < 30$ cm, dem Übergang von Nahfeld ins Fernfeld (siehe Abb. 2.7 in Abschnitt 2.2), genügend Messpunkte vorhanden waren, um einen Fit an die Daten zu ermöglichen.

Schritt	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
x [cm]	10	15	20	25	30	35	40	50	60	70	80	90	100

Tabelle 6.3: Schritte bei der Variation des Hydrophonabstands von der z-Achse. Zu den durchnummerierten Schritten ist der zugehörige Abstand in x-Richtung in cm angegeben.

Für diese Messungen wurden die für diese Schicht größte Pulsenergie (D/4) und das Strahlprofil (D/B) verwendet.

6.3.3 Die Variation der Wassertemperatur

Die für die Bestätigung des thermoakustischen Schallerzeugungsmechanismus wichtigste Messreihe bestand in der Variation der Wassertemperatur T_B im Becken. Diese Messreihe wurde bei der Hydrophon-Konfiguration II durchgeführt, wobei die Strahlkonfiguration F/1 eingestellt war.

Die Variation der Temperatur fand in 29 Schritten von 1.7°C^1 bis 15°C statt. Der Messbereich überdeckt somit den interessanten Wert von 4.0°C , bei dem sich das thermoakustische Signal umkehren sollte.

¹Aufgrund der für den Kühlungsprozess nicht idealen Experimentierumgebung konnte die angestrebte Minimaltemperatur von 1°C nicht erreicht werden, da die Kühlelemente mit dem Kran in der Blue Hall nicht gleichzeitig, sondern nur einzeln nacheinander eingebracht werden konnten.

Die Schrittweite wurde variabel gewählt - von $0.1-2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ -, um die interessante Region um $4\text{ }^{\circ}\text{C}$ genauer untersuchen zu können als den restlichen Bereich. Als während der Messreihe eine Temperatur von $4.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ erreicht war und eine erste Auswertung der Daten vor Ort ergab, dass das Signal dort nicht verschwand, wurde der Bereich kleiner Schritte bis $5.0\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhöht. Siehe dazu Tab. 6.4, in der die eingestellten Temperaturen aufgeführt sind.

Schritt	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
$T_B\text{ }[^{\circ}\text{C}]$	1.7	1.8	2.1	2.5	3.0	3.5	3.8	3.9	4.0	4.1	4.2	4.3	4.4	4.5	4.6
Schritt	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	
$T_B\text{ }[^{\circ}\text{C}]$	4.7	4.8	4.9	5.0	5.2	5.5	6.0	6.5	7.0	8.0	9.1	10.0	12.5	15.0	

Tabelle 6.4: Schritte bei der Variation der Wassertemperatur T_B . Zu den durchnummerierten Schritten ist die zugehörige Temperatur in $^{\circ}\text{C}$ angegeben.

Da die Wassertemperatur auch bei den anderen Messungen nicht konstant gehalten werden konnte, wurde sie mittels des auch in der Temperaturregelung (siehe Abschnitt 3.2) verwendeten Thermometers an zwei Stellen im Becken während des gesamten Experiments jede Sekunde aufgezeichnet. Typischerweise erwärmte sich das zu Beginn jeder Schicht eingefüllte Leitungswasser im Laufe der Nacht etwa von $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ auf $14\text{ }^{\circ}\text{C}$.

6.4 Die Durchführung der Messungen

Die Voraussetzungen für die Durchführung der Messungen, insbesondere die Datennahme, wurden bereits in Abschnitt 4 beschrieben. Eine Messung wird in dieser Arbeit definiert als die Aufzeichnung des Spannungssignals von mindestens 1000 Protonenpulsen und damit Waveforms² bei einer festen Einstellung der Strahl- und Teststandparameter.

Die Messungen liefen jeweils nach folgendem Schema ab: Zunächst wurden eventuelle Veränderungen am Teststand (Temperaturänderung bzw. Neupositionierung der Hydrophone) durchgeführt und die Datennahme-Software für die Messungen vorbereitet. Wurde die Hydrophonanordnung verändert, so wurde mit einem während aller Messreihen fest angebrachten Transducer eine Kalibration der Hydrophone durchgeführt und aufgezeichnet. Anschließend wurde der Strahl mit den gewünschten Parametern von den Operateuren eingestellt. Die Ankunft des Strahls am Teststand konnte aufgrund des Szintillationszählers erkannt werden, woraufhin die Datennahme aktiviert wurde. War die Aufnahme der Signale der 1000 Protonenpulse beendet, wurde entweder der Strahl abgestellt, um wieder Veränderungen am Teststand vorzunehmen, oder es wurden direkt neue Strahlparameter eingestellt.

Bei den Messungen waren die kommerziellen Hydrophone (1–3) an das Oszilloskop angeschlossen, da dieses die besseren Aufnahmeeigenschaften besitzt (siehe Abschnitt 4.2). Es wurde über die NIM-Signale der Szintillatorzähler getriggert, die zusammen mit den Signalen der Hydrophone aufgenommen und abgespeichert wurden.

Um sicherzustellen, dass die akustischen Signale vollständig aufgezeichnet werden würden, aber auch um die Reflexionen untersuchen zu können, wurde für jede Waveform nach dem Trigger-

²Der Begriff „Waveform“ wurde bereits früher eingeführt, um zwischen den Zeitabschnitten, die während einer Messung aufgezeichnet wurden, und dem daraus berechneten Spannungssignal unterscheiden zu können (siehe Abschnitt 7).

signal eine Zeitspanne von 2.5 ms aufgenommen. Zu Untersuchung des Rauschens, aber auch der Auswirkungen des Beschleunigers auf das Signal, wurde auch die Zeitspanne 2.5 ms vor dem Triggersignal aufgenommen, so dass die gesamte Zeitspanne einer Waveform 5 ms beträgt. Das eigentliche Signal hat daran nur einen Anteil von etwa 100 μ s.

Die Eigenbau-Hydrophone und der Transducer wurden an die ADC-Karte angeschlossen, die sowohl senden als auch empfangen kann. Sie wurde über den Trigger, der von dem Auskopplungssignal des Beschleunigers erzeugt wurde (siehe Abschnitt 5.2.2), gesteuert. Dieser traf um 1.3 ms früher ein als das Signal. Ab dem Triggerzeitpunkt wurde jeweils eine Zeitspanne von 25 ms aufgezeichnet, einerseits um das Signal vollständig aufzunehmen, andererseits, um aus diesen gewonnen Daten auch das Dämpfungsverhalten der Schallwellen im Teststand nachvollziehen zu können.

Bei den Messungen wurden insgesamt ca. 250 000 Waveforms mit einem Gesamtvolumen von ca. 100 GByte gespeichert, die nach der Durchführung des Experiments weiterverarbeitet und ausgewertet wurden.

Kapitel 7

Die Signalaufbereitung

Nachdem im vorigen Kapitel die durchgeführten Messungen erläutert wurden, soll nun die Weiterverarbeitung und Auswertung der aufgenommenen Daten beschrieben werden. Zunächst wurden die pro Messung aufgenommenen 1 000 Waveforms geeignet gemittelt. Anschließend wurden zum Teil die berechneten Spannungssignale in Schallsignale umgerechnet und deren Eigenschaften quantifiziert. Die so aufbereiteten Signale und deren Eigenschaften konnten dann mit den Simulationsergebnissen bzw. Vorhersagen des thermoakustischen Modells verglichen werden. Die einzelnen Schritte von den aufgezeichneten Waveforms über die aufbereiteten Signale bis zu den zur Auswertung der Signale benötigten Methoden werden in diesem Abschnitt erläutert.

7.1 Die Berechnung des Spannungssignals

Zuerst wurden die mit dem Oszilloskop aufgenommenen Waveforms in das LabVIEW Format konvertiert (siehe Abschnitt 4.2). Zur Verarbeitung der so geschaffenen Rohdaten wurden drei Strategien entwickelt.

7.1.1 Die Berechnungsstrategien

Die erste Strategie war eine punktweise arithmetische Mittelung über alle Waveforms, die zu einer Messung gehören (im Folgenden *Mittelungs-Strategie* genannt). Als Fehler eines jeden Spannungswertes kann man dann die zugehörige Rauschamplitude (siehe Abschnitt 5.3.2), die aus der, das akustische Signal nicht enthaltenden, ersten Hälfte der Waveform berechnet wurde, annehmen.

Um die bekannten Eigenschaften des Signals auszunutzen, wurde eine zweite Strategie verwendet - die *Mittelungs-Strategie mit Filter*. Hierbei wurden die einzelnen Waveforms zuerst durch einen 100 kHz-Tiefpass gefiltert, wobei es sich um einen Butterworth-Filter zweiter Ordnung [46] handelte. Über die so geglätteten Waveforms wurde anschließend wie oben gemittelt.

Diese beiden Strategien wurden mit in LabVIEW generierten VIs durchgeführt und haben den Nachteil, dass keine punktweise Fehleranalyse vollzogen werden kann. Ein Fehler, der aus der Fluktuation der Triggerzeitpunkte des Szintillator-Zählers in Bezug auf den wahren Signalbeginn entsteht, konnte aus Zeitgründen nicht abgeschätzt werden. Zudem gingen Waveforms von möglichen Fehltriggern (zufällig koinzidente Szintillationszähler-Ereignisse) mit großem Gewicht in das Spannungssignal ein. Die bei diesen Triggern aufgezeichneten Waveforms können sowohl aus reinem Rauschen bestehen, als auch das Signal zeitlich verschoben beinhalten; sie machten

etwa 1% aller aufgezeichneten Waveforms aus. Der Vorteil ist jedoch die geringe Rechenzeit, die benötigt wird, um das Spannungssignal in der gesamten aufgenommenen Zeitspanne zu berechnen. Um ein verlässliches Signal mit glaubwürdigen Fehlern zu berechnen, wurde ein Programm in ROOT [41] entwickelt, das aus Speicherplatz- und Rechenzeitgründen nur auf ein Teilintervall von 250 μ s Länge eingesetzt werden konnte. Die Auswahl des Zeitintervalls, das das akustische Signal enthielt, geschah durch visuelle Inspektion des Signals, das aus den betrachteten Waveforms mit der zuvor beschriebenen Mittelungs-Strategie gewonnen wurde.

Die Annahme, die der im Folgenden dargestellten *statistischen Strategie*¹ zugrunde liegt, ist, dass die Schwankungen der Spannungswerte der Waveformen einer Messung zu einem gegebenen Zeitpunkt gaußverteilt sind. Unter dieser Annahme wurde durch den Fit einer Gaußfunktion an diese Spannungswerte der Signalwert und der zugehörige Fehler zu jedem Zeitpunkt der Waveforms berechnet. Somit ergibt sich ein Spannungssignal mit individuell berechneten Werten und Fehlern in jedem Punkt. Dabei wurden jedoch die Korrelationen zwischen benachbarten Zeitpunkten nicht berücksichtigt.

Es soll hier noch darauf hingewiesen werden, dass diese Methode nur sinnvoll ist, wenn sich die Variation der Signalthöhe durch das Rauschen und durch die Zeitfluktuation des Zeitnullpunktes zusammen gaußisch verhalten. Dies wurde überprüft und es wurden keine groben Abweichungen von der Gaußform gefunden. Bei dieser Methode werden Fehltrigger, insbesondere bei großen Signalamplituden, weniger stark gewertet und somit das Signal zuverlässiger berechnet. Dafür ist sie aber zeitaufwändiger als die beiden anderen Strategien.

7.1.2 Der Vergleich der Strategien

In Abb. 7.1 werden die drei Berechnungsstrategien für ein ausgewähltes Spannungssignal im Vergleich dargestellt; jedoch sind der Übersichtlichkeit halber keine Fehler eingetragen.

Zu erkennen ist, dass die statistische und die Mittelungs-Strategie sehr gut übereinstimmen. Dies ist aus der Art der Berechnung auch erklärbar, da beide Methoden Mittelungen darstellen, die im Grenzfall gaußischer Verteilungen identisch sind. Die einzigen Unterschiede ergeben sich im Zeitbereich um 0.05 ms, bevor das eigentliche akustische Signal beginnt. Der Verlauf des Signals bis dorthin ist aufgrund einer elektromagnetischen Einkopplung gegeben (siehe Abschnitt 8.1). Aufgrund der Beobachtung, dass in diesem Bereich die Fehler durch die statistische Strategie deutlich größer als im Rest des Signal abgeschätzt wurden, kann vermutet werden, dass der zugrunde liegende Vorgang nicht rein statistisch ist.

Die Glättung bei der Strategie mit Filter ist klar ersichtlich, die Fluktuationen der Spannungssignale, die mit den beiden anderen Strategien berechnet wurden, stammen somit aus hochfrequentem Rauschen über 100 kHz.

Dieses Verhalten ist für alle Spannungssignale gleich. Aufgrund der schnelleren Berechnung der Mittelungs-Strategie wird diese bei dem Vergleich des Spannungssignals mit der Simulation verwendet. Zudem wurde das gleiche Signal, wiederum mit einem in LabVIEW generierten Programm, durch Fouriertransformation in den Frequenzraum überführt, um sie dort mit der Fouriertransformierten der Simulationssignale vergleichen zu können.

¹Auch die anderen Berechnungsstrategien stellen statische Strategien dar, wobei jedoch nur die Mittelwertbildung Verwendung findet.

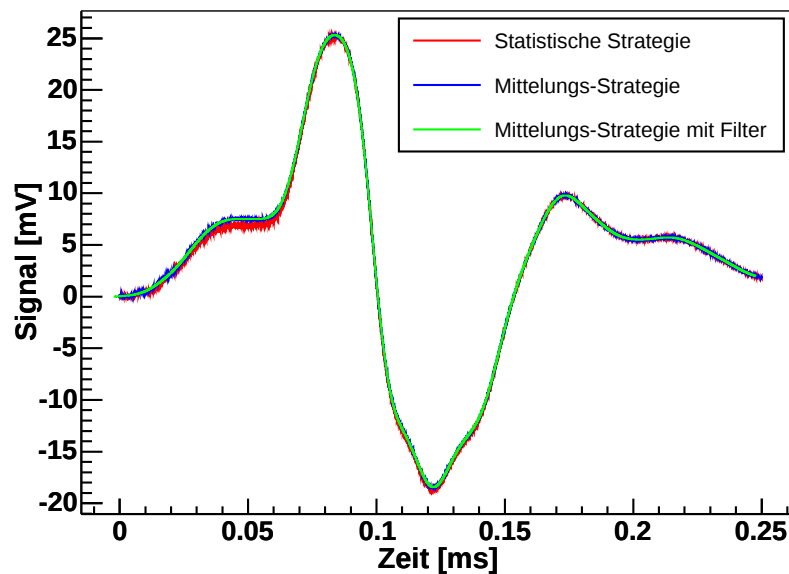


Abbildung 7.1: Vergleich der drei im Text beschriebenen Berechnungsstrategien für ein Spannungssignal, das bei einem Abstand $x = 10\text{ cm}$ aufgezeichnet wurde. Es ergibt sich ein Eintreffen des akustischen Signals bei ca. $60\text{ }\mu\text{s}$.

7.2 Die Kalibrierung der Spannungssignale

In Abschnitt 4.1.2 wurden die Eigenschaften der Hydrophone und ihre möglichen Auswirkungen auf die Signalaufnahme bereits erklärt. Hier soll nun die Kalibrierung des Spannungssignals erklärt werden.

Da die genauen Eigenschaften der verwendeten Hydrophone bisher nicht genau bekannt sind, wird hier auf Frequenzabhängigkeiten der Hydrophonsensitivität, aber auch Ein- und Nachschwingvorgänge nicht eingegangen. Es wird davon ausgegangen, dass das Schallsignal von den Hydrophonen originalgetreu wiedergegeben wird und Signalform und -amplitude für einen gegebenen Druckpuls nicht durch äußere Parameter, wie z.B. die Temperatur, beeinflusst wird. Zumindest im Frequenzbereich der Signale scheint diese Annahme aufgrund der im institutseigenen Akustiklabor durchgeführten Messungen für die kommerziellen Hydrophone haltbar [24].

Für die Eigenbau-Hydrophone ist dies nicht der Fall, deshalb werden Signale dieses Typs nicht zur Untersuchung der Signaleigenschaften eingesetzt.

Bei jeder parameterabhängigen Messreihe werden die Spannungssignale direkt ausgewertet und miteinander verglichen. Wo dies für den Vergleich von Simulation und Daten nötig ist, wird das Signal der kommerziellen Hydrophone mit den absoluten Sensitivitäten umgerechnet, wie sie in Tab. 4.1 in Abschnitt 4.1.2 angegeben sind. Der Frequenzgang der Hydrophonsensitivität bewirkt bei dieser Umrechnung jedoch einen Unsicherheitsfaktor von bis zu 5.

Die über die Kalibration der Hydrophone bei jeder Messung gewonnenen Daten für die Richtungsabhängigkeit der Sensitivität werden ebenfalls nicht berücksichtigt, da hier nur die Signaleigenschaften der Messungen mit den Hydrophonen 1–3 verglichen werden, bei denen die Ausrichtung bezüglich der Schallquelle annähernd gleich ist.

Im Folgenden werden sowohl Spannungssignal als auch Schallsignal als *Signal* bezeichnet, wobei die Einheiten jeweils in mV angegeben sind, wenn es sich um ein Spannungssignal handelt, und für ein Schallsignal in Pa.

7.3 Die Quantifizierung der Signaleigenschaften

Wie schon in Abschnitt 2.2 gesehen, sind die aus der Simulation zu erwartenden Signale selbst bei einer vereinfachend gaußisch angenommenen Zeitstruktur des Pulses nicht im gesamten Schallfeld rein bipolar. Dies hat bei der Auswertung der Signaleigenschaften entscheidende Auswirkungen. Es wurde versucht, an die Signale, die aus Simulation und Daten gewonnen wurden, aus vereinfachenden Modellannahmen gefundene, analytische Funktionen anzupassen. Eine solche Funktion (1.17) wurde in Abschnitt 1.2 angegeben. Die Anpassung gelang jedoch aufgrund der nicht-trivialen Struktur der Energiedeposition des Protonenpulses im Wasser nicht für alle Signale im gesamten Schallfeld. Abbildung 7.2 zeigt für ein gemessenes Spannungssignal den besten Fit der Ableitung einer Gaußfunktion (1.17) an das Signal.

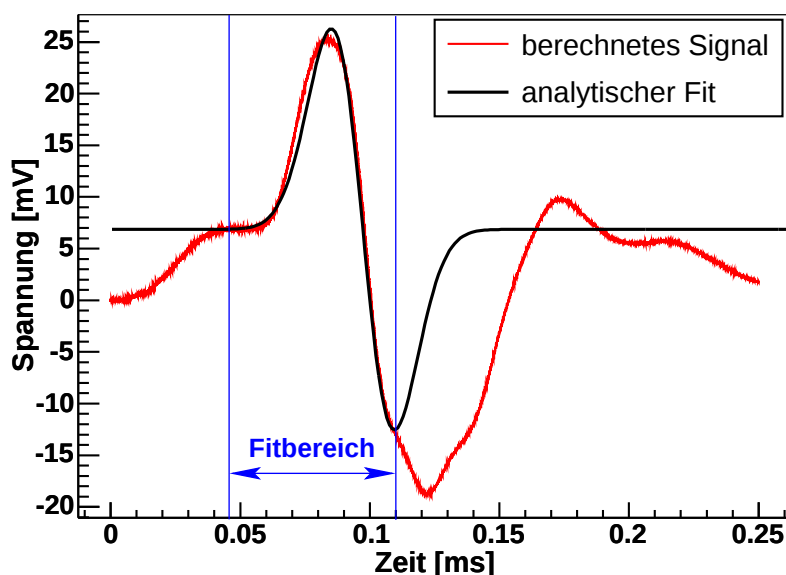


Abbildung 7.2: Spannungssignal mit analytischem Fit, der im Text erklärt ist. Die Anpassung erfolgt im **Fitbereich** zwischen 45 und 110 μs .

Wie in Abb. 7.2 beispielhaft dargestellt, stimmt die Fitfunktion bereits für den Kompressionspeak nicht perfekt mit den Signal überein; dies könnte von einer Verzerrung des Signals durch das verwendete Hydrophon herrühren. Jedoch könnten auch falsche Annahmen bei der Bestimmung der Fit-Funktion zu dieser Abweichung führen. Insbesondere geht diese von einer gaußförmigen Pulsstruktur aus, was der Realität nicht exakt entspricht (siehe Abschnitt 5.2.3). Im Dekompressionspeak ist die Übereinstimmung jedoch sehr schlecht, was jedoch auch mit der von der idealen bipolaren Form abweichenden Signalform zusammenhängt. Die möglichen Erklärungen für diese Abweichung werden im Abschnitt 8.2 vorgestellt.

Um eine sinnvolle Quantifizierung der Eigenschaften der aufgezeichneten Signale zu erlangen, muss eine analytische Funktion an alle Signale angepasst werden, ohne Abhängigkeit von den Startparametern des Fits. Dies gelang in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht, weshalb in dieser Arbeit die Peaks der Signale einzeln betrachtet und die Signaleigenschaften aus den dabei gewonnenen Ergebnissen berechnet wurden. Dazu wurde an die absoluten Extrema der Signale jeweils in einem Bereich mit etwa $10\ \mu\text{s}$ Breite um die Zeiten der Extrema eine Gaußfunktion gefittet, deren Höhe und Mittelwert das Signalextremum und die dazugehörige Zeit darstellen (siehe Abb. 7.3). Daraus wurden Signalamplitude und Signaldauer berechnet (vgl. Abb. 2.2 in

Abschnitt 2.1). Die Definition der Signalamplitude durch die Differenz zwischen minimalem und maximalen Wert hat den Vorteil, dass eventuelle Offsets der Spannungssignale eliminiert werden; ein solcher Offset ist in Abb. 7.3 im Bereich zwischen 40 und 60 μs ersichtlich.

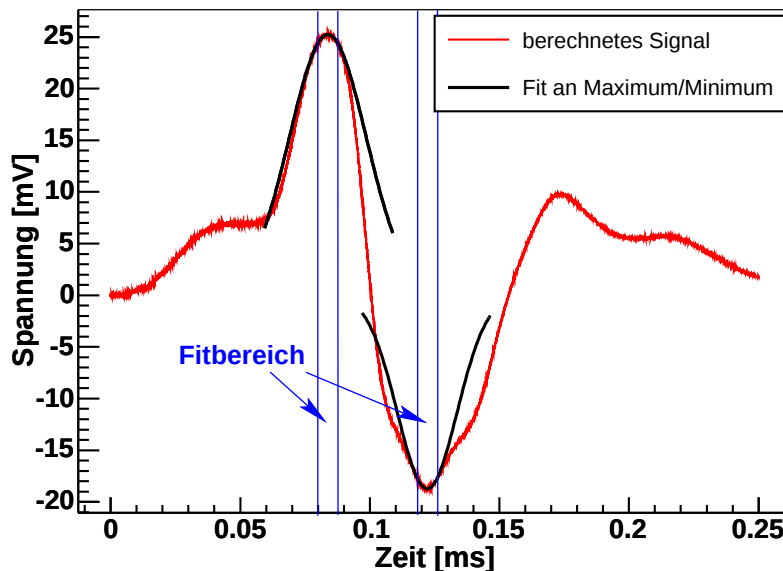


Abbildung 7.3: Spannungssignal, an das in den Extrema Gaußfunktionen gefittet wurden, wie im Text erläutert. Die Gaußfunktionen sind der Anschaulichkeit wegen in einem größeren Bereich als dem **Fitbereich** eingezeichnet.

Abbildung 7.4 zeigt einen Ausschnitt um das Maximum des in Abb. 7.3 dargestellten Signals mit dem angelegten Fit. Für jeden Datenpunkt ist der nach der statistischen Strategie berechnete Fehler eingetragen.

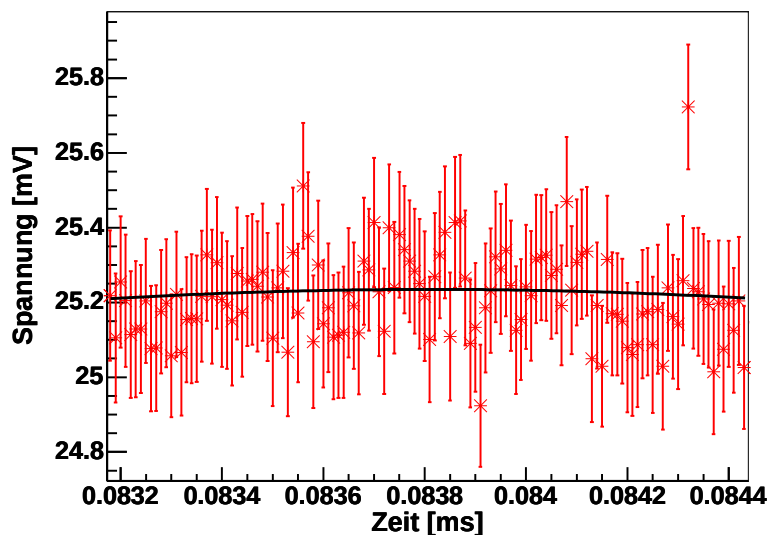


Abbildung 7.4: Datenpunkte aus dem Bereich des Maximums des in Abb. 7.3 dargestellten Signals mit angelegten Fit. Die Spannungswerte sind in mV, die Zeitpunkte in ms angegeben.

Erkennbar ist, dass die Fehler der einzelnen Datenpunkte durch die verwendete Strategie zu groß ermittelt werden; die Streuung der Datenpunkte um den Fit ist bezüglich ihrer Fehlerbalken zu gering - für den gesamten Fitbereich ergibt sich ein χ^2 von 329 bei 797 Freiheitsgraden, also ein χ^2/ndf von 0.413. Diese Beobachtung ist für alle Zeitabschnitte auf diesem und auch auf allen anderen aufgezeichneten Signalen gültig.

Ursache dafür sind die bei dieser Strategie nicht einbezogenen Korrelationen zwischen den einzelnen Datenpunkten, die aus Zeitgründen jedoch nicht untersucht und damit nicht in die Auswertung einbezogen werden konnten.

Die Annahme, die der statistischen Berechnungsstrategie zugrunde liegt, ist dementsprechend nicht in Übereinstimmung mit der Realität gewählt, da die Korrelationen zwischen den einzelnen Zeitpunkten vernachlässigt wurden. Dies hat zur Folge, dass alle aus den Fits an die Signale berechneten Signaleigenschaften mit einem falsch abgeschätzten Fehler angegeben werden.

Diese hier beschriebene Methode der Signalauswertung ermöglicht einen quantitativen Vergleich von Signalen, gibt jedoch die genaue Signalstruktur nicht wieder. Diese kann nur durch den direkten Vergleich der Signale bzw. durch Betrachtung ihres Verlaufs untersucht werden.

Teil V

Ergebnisse der Auswertung, Analyse und Diskussion

Kapitel 8

Die allgemeinen Signaleigenschaften

In diesem Teil der Arbeit sollen nun die Ergebnisse vorgestellt werden, die aus der Auswertung der aufgezeichneten Daten ermittelt wurden. Diese Ergebnisse sollen desweiteren diskutiert und die möglichen Fehlerquellen aufgezeigt werden.

Hier, wie im Rest der Arbeit, wurden aus Zeitgründen nur die Daten der kommerziellen Hydrophone, 1–3, ausgewertet, deren Auswirkungen auf die Signaleigenschaften besser verstanden sind als bei den Eigenbau-Hydrophonen, 4 und 5, und die zudem an den interessanteren Positionen eingesetzt wurden. Ein Vergleich der mit allen Hydrophonen aufgezeichneten Signale muss einer späteren Arbeit vorbehalten bleiben.

In diesem Kapitel werden die allgemeinen Signaleigenschaften vorgestellt. Dabei wird auf die Einkopplung zu Signalbeginn und auf den Vergleich der gemessenen mit den simulierten Signalen eingegangen.

8.1 Die Einkopplung des Protonenpulses

In Abschnitt 7.1.2 wurden bereits Berechnungsstrategien des Signals aus den Waveforms erläutert und verglichen und dabei auf die Einkopplung durch den Beschleunigerbetrieb eingegangen.

Abbildung 8.1 zeigt diese Einkopplung in den ersten $65\text{ }\mu\text{s}$ der Spannungssignale, die mit dem Hydrophon 1 bei $x = 10\text{ cm}$ und vier verschiedenen Pulsenergien (D1–D4, siehe Tab. 6.2 in Abschnitt 6.2.2) aufgezeichnet wurden.

Da der Anstieg in den Signalen aufgrund der Ankunftszeit nicht akustischer Natur sein kann, muss er aufgrund von elektromagnetischen Einkopplungen in die Hydrophone bzw. Verbindungskabel zustande kommen. Darauf deutet auch die Form des Einkopplungssignals hin. Sie weist zuerst eine schwellenartige Zunahme auf, um dann abzuflachen und ab ca. $42\text{ }\mu\text{s}$ bis zum Beginn des eigentlichen akustischen Signals bei etwa $60\text{ }\mu\text{s}$ konstant zu bleiben. Die Höhe des Plateaus ist dabei von der Pulsenergie abhängig, die Form des Signals jedoch nicht. Dies könnte durch eine kapazitive Einkopplung der Protonenstrahl-Ladung in einen Teil der Messanordnung erklärt werden – der Piezo wäre dafür ein plausibler Kandidat. Die Einkopplung des Protonenpulses würde auf einer solchen Kapazität pro Zeiteinheit Ladungen erzeugen, die proportional zur Anzahl der eingestrahelten Protonen in dieser Zeiteinheit sind. Die Gesamtladung auf der Kapazität und damit die abzugreifende Spannung würde somit eine Integration über die durch den Protonenpuls erzeugten Ladungen darstellen.

Genau dieses Verhalten zeigt die Form des Einkopplungssignals in Abb. 8.1, sie gleicht der Integration über das Extraktionsprofil, also annähernd der Integration einer Gaußfunktion. Zudem

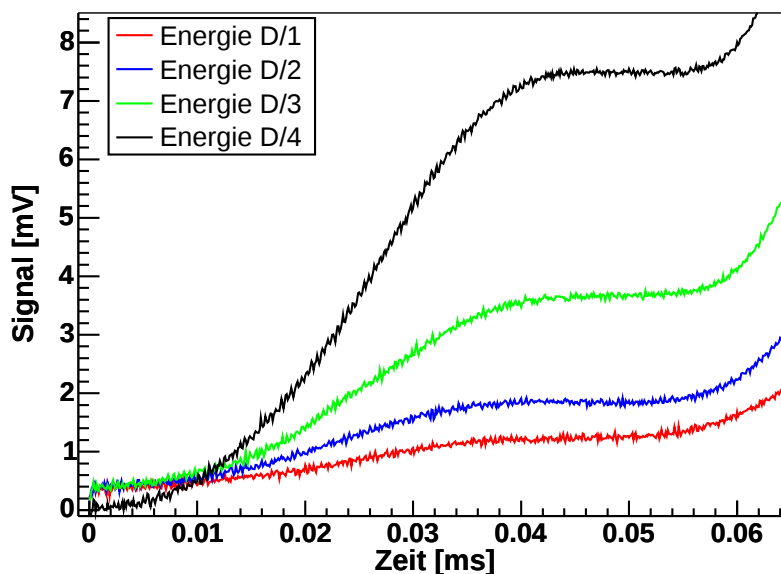


Abbildung 8.1: Einkopplung des Protonenpulses in das Spannungssignal für das Hydrophon 1 bei $x = 10$ cm und vier verschiedene Pulsenergien. Der Beginn des akustischen Signals ist bei etwa $57 \mu\text{s}$.

stimmt die Breite der Stufenfunktion mit der Gesamtbreite des Extraktionsprofils überein und die Höhe skaliert mit der Pulsenergie.

Für diese These spricht auch der langsame Abfall der Einkopplung mit der Zeit, der bei einem Sensorabstand von 30 cm am deutlichsten zu erkennen ist und etwa die dreifache Zeitspanne des Anstiegs einnimmt. Dies ist in Abb. 8.2 für Spannungssignale gezeigt, die mit den Hydrophonen 1 und 2 bei 10, 30 und 50 cm Abstand von der Strahlachse und der Strahlkonfiguration D/4 aufgenommen wurden.

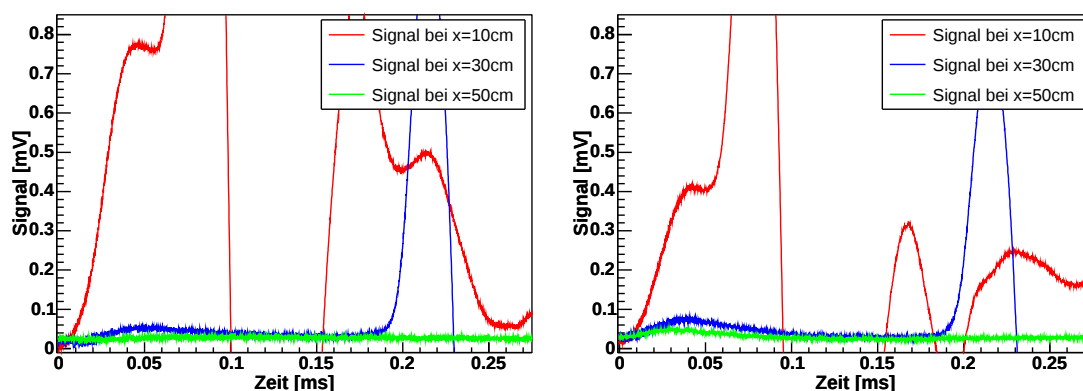


Abbildung 8.2: Einkopplung des Protonenpulses in das Spannungssignal für das Hydrophon 1 (links) und 2 (rechts) bei verschiedenen Abständen x zur Strahlachse z bei der Strahlkonfiguration D/4. Die eigentlichen akustischen Signale werden nicht in voller Höhe dargestellt.

Zu erkennen ist, dass das Störsignal mit steigendem Abstand von der Strahlachse stark abnimmt, was wiederum für eine elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Protonenpuls spricht. Außerdem ist zu sehen, dass die Einkopplung bei Hydrophon 2 bei $x = 10$ cm nur etwa halb so groß ist wie bei Hydrophon 1, jedoch bei $x = 30$ und 50 cm sogar etwas größer.

Beim Betrachten der einzelnen Waveforms, die zu einem Signal gehören, erkennt man, dass die Einkopplung nicht bei jedem Puls gleich geschieht; die Höhe ist unterschiedlich und kann sogar negativ werden. Die gezeigte Form kommt erst durch Mittelung über 1000 Waveforms zustande. Dieses Verhalten spiegelt sich in dem in Abschnitt 7.1.2 genannten größeren Fehler in diesem Bereich des Signals wider.

Die Einkopplung stellt für die Hydrophon-Standardposition bei $x = 10$ cm ein Problem dar, da ihr Verlauf - vor allem der Abfall - nicht bestimmt werden kann, weil sie durch das Signal überlagert wird. Somit kann die Einkopplung nicht aus dem akustischen Signal herausgerechnet werden. Ausgehend von der Beobachtung, dass für eine feste Hydrophonposition die Höhe der Einkopplung linear mit der Pulsenergie ansteigt und bei einer festen Energie nur statistischen Schwankungen unterliegt, ihre Form sich jedoch nicht verändert, kann die Auswirkung der Einkopplung auf die betrachteten Signaleigenschaften abgeschätzt werden. Für die Signalamplitude ergibt sich für Signale mit beginnendem Kompressionspeak eine geringe Erhöhung, da durch die Überlagerung der Signalmaxima mit der langsam abfallenden Flanke das erste Extremum etwas mehr angehoben wird als das zweite. Für Signale mit beginnendem Dekompressionspeak kommt es zu einer ebenso zu erklärenden Verringerung. Der Anstieg der Abweichung der Signalamplitude mit der Pulsenergie ist linear und ergibt somit bei der Abhängigkeit der Signalamplitude von der Energie einen Faktor, der bei der Auswertung eliminiert werden kann.

Für die Signaldauer ist der Unterschied zwischen den Verschiebungen der beiden Signalextrema aufgrund der kaum unterschiedlichen Steigung der Einkopplung an den jeweiligen Zeitpunkten vernachlässigbar.

Für Abstände $x > 10$ cm ist der Einfluss der Einkopplung auf das Signal auch für die Amplitude vernachlässigbar, da deren Höhe - wie gezeigt - stark mit dem Abstand abfällt und zudem das Signal später eintrifft.

Zusammenfassend zeigt sich hier, dass die ausgewählte Standardposition für die Hydrophone nicht ganz ideal war. Jedoch könnte eine intensivere Auswertung der Eigenschaften der Einkopplung, die in dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht möglich war, eine Möglichkeit erbringen, den Offset zu eliminieren.

8.2 Der Vergleich der gemessenen Signale mit der Simulation

In diesem Abschnitt wird der Vergleich der gemessenen mit den aus der Simulation stammenden Signalen dargestellt. Die dabei gezeigten Signale wurden mit den Hydrophonen 1–3 bei der Strahlkonfiguration D/4 gemessen und über die in Tab. 4.1 in Abschnitt 4.1.2 gegebenen Hydrophonsensitivitäten in Spannungssignale umgerechnet, wobei die Frequenzabhängigkeit der Sensitivitäten vernachlässigt wurde.

Die Signale mussten zusätzlich um den Faktor 10 erhöht werden, um einen visuellen Vergleich mit den, bei einer Pulsenergie von 1.8 EeV , simulierten Signalen zu ermöglichen. Dies kann durch die in Abschnitt 6.2.2 erläuterten Unsicherheiten in der Energiekalibration erklärt werden.

Die Simulationssignale wurden mit zwei verschiedenen Strahlparametersätzen berechnet. Die im Folgenden unter Simulation 1 aufgeführten Signale wurden mit einer Simulation berechnet, der das in Abschnitt 5.2.3 erklärte, der zeitlichen Abfolge der aufgezeichneten Szintillatorereignisse

angelehnte Extraktionsprofil und das Strahlprofil D/B zugrunde lagen; die mit Simulation 2 bezeichneten Signale dagegen wurden mit einem gaußischen Strahlprofil von $24\text{ }\mu\text{s}$ Halbwertsbreite und einem Strahldurchmesser von 1 cm berechnet.

Die Abbildungen 8.3 und 8.4 zeigen die Vergleiche der Signale für die Hydrophone 1 und 2 bei einem Abstand von 10, 30, 50 und 100 cm . Die Simulationssignale sind einheitlich so verschoben, dass die Maxima für alle gezeigten Signale möglichst gut übereinstimmen. Der unterschiedliche Versatz ist aus der Wahl des Startzeitpunkts der Simulation erklärbar.

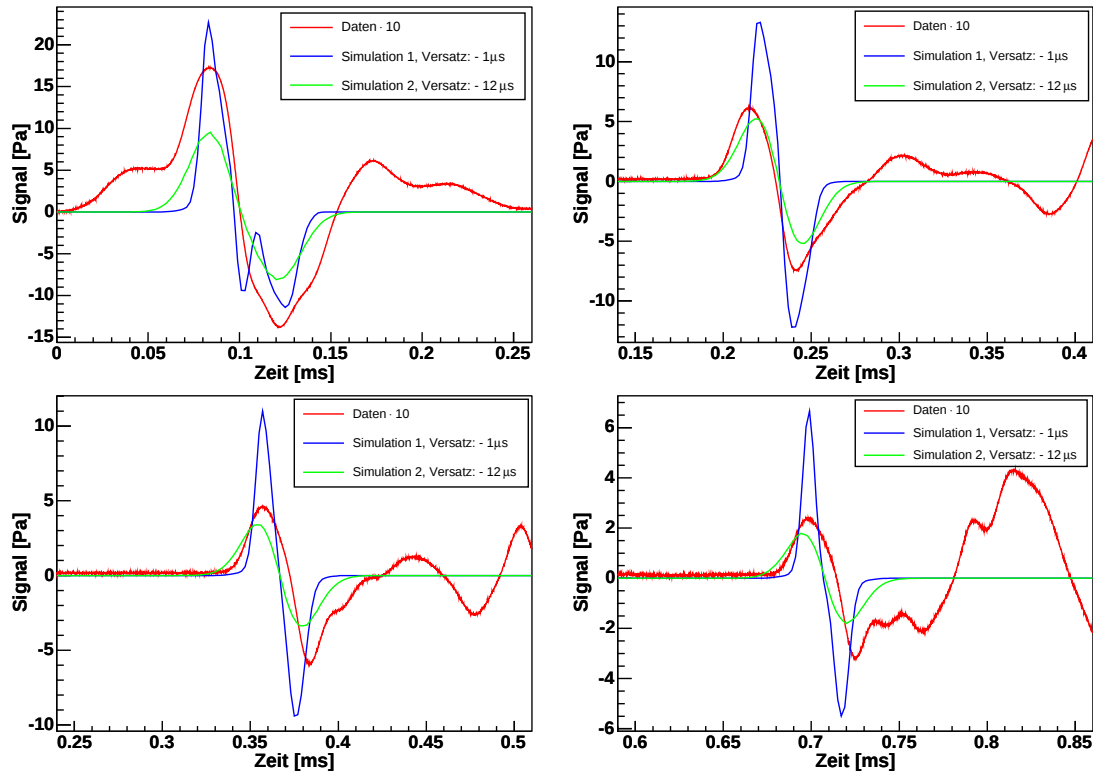


Abbildung 8.3: Vergleich der gemessenen (um den Faktor 10 erhöhten) mit den simulierten Signalen für das Hydrophon 1, für $x = 10\text{ cm}$ (links oben), $x = 30\text{ cm}$ (rechts oben), $x = 50\text{ cm}$ (links unten) und $x = 100\text{ cm}$ (rechts unten). Die verwendeten Strahlparameter und Signaleigenschaften sind im Text erläutert. Mit steigendem Abstand treten die Reflexionen zeitlich immer näher zum Signal hin auf. Das aus den Daten berechnete Signal ist rot, die aus der Simulation 1 und 2 stammenden Signale sind blau bzw. grün eingezeichnet.

In Abb. 8.3 ist erkennbar, dass sich die simulierten Signalformen für die beiden Strahlparametersätze stark unterscheiden; insbesondere hat das Extraktionsprofil einen starken Einfluss auf die Signaldauer und -amplitude, aber auch auf die Feinstruktur der Signalform, vor allem im Dekompressionspeak (negativer Peak). Somit wirkt sich hier die Unsicherheit bei der Bestimmung des Extraktionsprofils stark aus.

Vergleicht man das gemessene Signal mit dem aus Simulation 2 stammenden, so erkennt man eine gute Übereinstimmung in der Form des Kompressionspeaks (positiver Peak). Der Dekompressionspeak wird jedoch nur anfangs gut wiedergegeben. Diese Abweichung von der idealen bipolaren

Form könnte durch eine Reflexion des Signals an der Folienoberfläche des Strahlführungsrohres, oder durch die Strahlstruktur verursacht worden sein. Auf erstere Möglichkeit weist die Veränderung der Form mit steigendem Abstand in Abb. 8.3 hin, zweitens kann durch die den realen Bedingungen besser angepasste Wahl der Strahlparameter in der Simulation untersucht werden, was jedoch Inhalt einer zukünftigen Studie sein muss.

Für Abb. 8.4 ist der Unterschied der Signalformen für die zwei Simulationen nicht so markant, was zeigt, dass der thermodynamische Schallerzeugungsmechanismus am Bragg-Peak nicht so stark von den Strahlparametern abhängt wie im restlichen Bereich der Energiedeposition. Hier ist auch die Abweichung der gemessenen Signale von der simulierten Form im Dekompressionspeak, dessen Form sich wiederum mit dem Abstand ändert, nicht so stark.

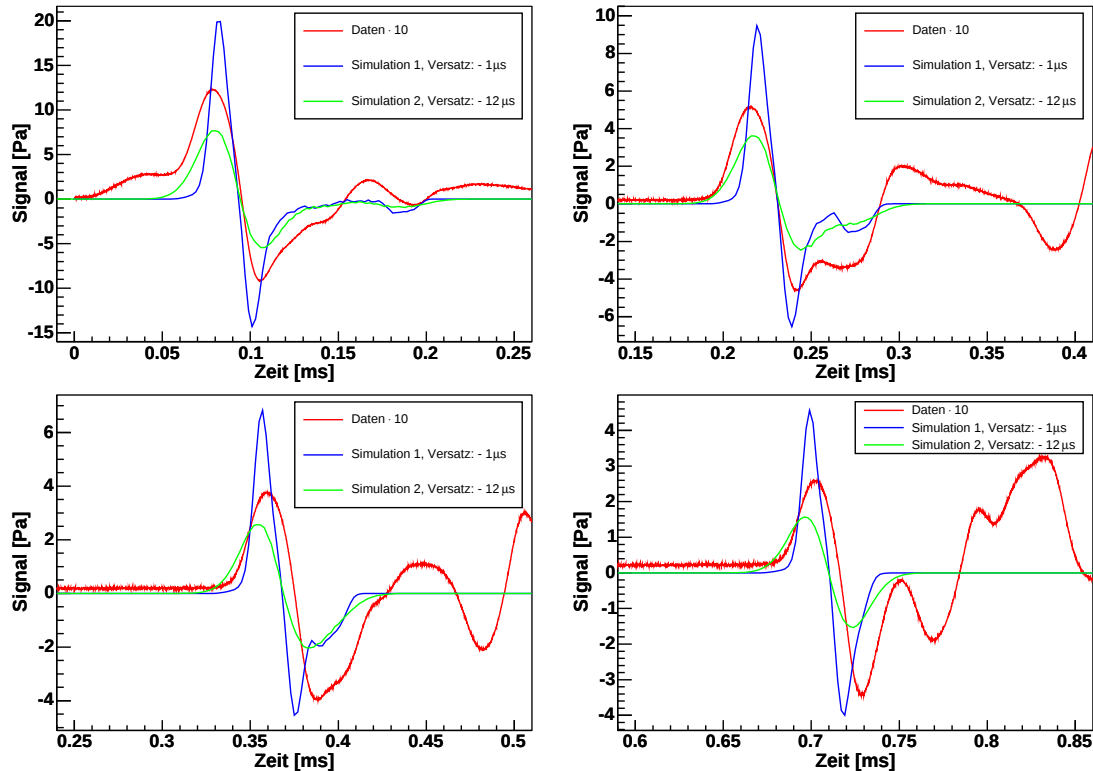


Abbildung 8.4: Vergleich der gemessenen mit den simulierten Signalen analog zu Abb. 8.3, jedoch für das Hydrophon 2.

Insgesamt geben die simulierten Signale den groben bipolaren Verlauf der gemessenen somit gut wieder. In dieser Arbeit kann nicht geklärt werden, ob es sich bei der beobachteten Feinstruktur des Signals um einen durch präzisere Simulation beschreibbaren Effekt des thermoakustischen Modells handelt, oder ob sie durch Einflüsse der experimentellen Umgebung (z.B. der Hydrophone oder der Geometrie des Teststandes), oder nicht-thermoakustischen Schallerzeugungsmechanismen zustande kommt. Die bei der Quantifizierung der Signaleigenschaften verwendeten Größen - Signalamplitude, Signaldauer und Lage des Maximums - sind zum Vergleich von Messung und Simulation jedoch geeignet, da sie die Signaleigenschaften unabhängig von der exakten Signalform wiedergeben. Dies ist insbesondere der Fall, wenn die Abhängigkeiten der Signaleigenschaften von der Variation der Messparameter betrachtet werden.

Nachdem bisher das gemessene Signal zur besseren visuellen Vergleichbarkeit mit den simulierten Signalen um den Faktor 10 erhöht dargestellt wurde, soll nun eine Abschätzung zum absoluten Vergleich der Signalamplituden folgen. Dies wird hier beispielhaft für das Hydrophon 1 bei dem Abstand $x = 10\text{ cm}$ und dem für diese Position nach der Simulation 2 berechneten Signal durchgeführt. Wie jedoch aus dem annähernd gleichen Verhältnis der Signalmaxima dieser beiden Signale in den Abb. 8.3 und 8.4 zu erkennen ist, gelten die gleichen Aussagen auch für alle Position und das Hydrophon 2.

Die Signalamplitude für das gemessene Signal beträgt 44.0 mV . Bei einer Sensitivität des Hydrophons von 67.6 Pa/V ergibt sich eine Amplitude von 2.98 Pa . Da das simulierte Signal bei einer Pulsenergie von 1.8 EeV , das gemessene jedoch bei $E_{SZ} = 0.712\text{ EeV}$ bzw. $E_{FC} = 0.409\text{ EeV}$ (auf die Problematik der Energiekalibration wurde in den Abschnitten 5.2.2 und 6.2.2 eingegangen) gemessen wurde, muss die Signalamplitude auf eine Energie normiert werden. Dabei wird die Erwartung einer linearen Energieabhängigkeit aus der Simulation verwendet. Normiert man das gemessene Signal unter Verwendung der Energie E_{SZ} , so erhält man eine Signalamplitude von 7.53 Pa , bei E_{FC} erhält man 13.1 Pa , die Simulation liefert 17.7 Pa ; das Verhältnis der absoluten Normierung der Signalamplituden von Simulation und Messung ergibt sich zu 2.35 bzw. 1.35 . Unter Berücksichtigung des Unsicherheitsfaktors von 5 in der Hydrophonsensitivität aufgrund des Frequenzverlaufs (siehe Abschnitt 4.1.2) sind beide Verhältnisse mit 1 verträglich. Die Simulation gibt somit nicht nur die Signalform gut wieder, sondern auch die Signalamplitude; dies ist für die Abschätzung der bei der akustischen Neutrino-Detektion zu erwartenden Signalamplituden von entscheidender Bedeutung.

In Abb. 8.5 ist der Vergleich von gemessenen zu simulierten Daten für Hydrophon 3 dargestellt. Dies ist das bei allen Messungen stets in Strahlrichtung angebrachte Hydrophon; die Strahlparameter sind dieselben wie oben.

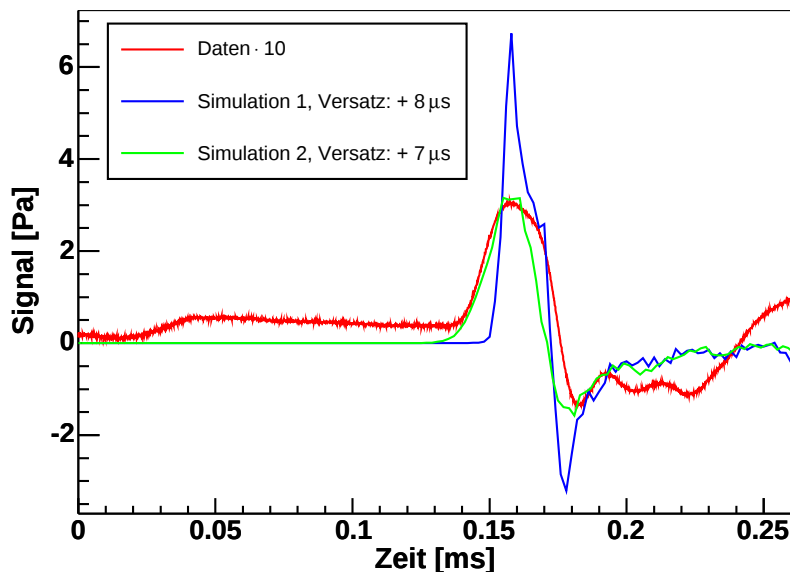


Abbildung 8.5: Vergleich der gemessenen (um den Faktor 10 erhöhten) mit den simulierten Signalen für das Hydrophon 3. Die verwendeten Strahlparameter sind im Text erläutert.

Hier ist die Übereinstimmung vor allem von Simulation 2 mit dem gemessenen Signal deutlich besser. Dies deutet darauf hin, dass tatsächlich Reflexionen an der Folie, an der der Strahleintritt

geschieht, verantwortlich für die Verzerrung des Signals für die Hydrophone 1 und 2 sind. Diese Reflexionen kommen hier aufgrund der Geometrie deutlich später an und sind somit dem Signal nicht überlagert.

Durch diesem Vergleich lässt sich ein signifikanter Signalbeitrag durch den Impulsübertrag des Protonenpulses ins Wasser ausschließen. Die sich mit der Erwartung aus dem thermoakustischen Modell deckende Signalform und das, im Vergleich zu den anderen Hydrophonpositionen, nicht deutlich veränderte Verhältnis zwischen der Amplitude des gemessenen und des simulierten Signals geben für diesen Schallerzeugungsmechanismus keinerlei Hinweis.

Der von der bipolaren Form abweichende Charakter des Signals an dieser Position erlaubte es nicht, Signalamplitude und -dauer durch die in Abschnitt 7.3 beschriebenen Fits zu bestimmen. Nur in das Maximum konnte eine Gaußfunktion sinnvoll gefittet werden, deshalb werden im Folgenden für das Hydrophon 3 als Signaleigenschaften stets die Höhe und zeitliche Lage des Maximums angegeben. Dabei wird der Versatz der beiden Eigenschaften durch die Einkopplung des Protonenpulses vernachlässigt, da dieser sichtbar geringer ist als für die Hydrophone 1 und 2, und bei Signalbeginn schon deutlich abgeschwächt ist.

Die gute Übereinstimmung von Simulation und Messung bei der groben Signalform wird noch deutlicher, wenn man die Signale im Frequenzraum betrachtet. Abbildung 8.6 zeigt in doppelt-logarithmischer Auftragung das über eine Fouriertransformation ermittelte Leistungsdichtespektrum der Hydrophone 1 – 3 bei obigen Strahlparametern. Dabei wurden geeignete Zeitspannen (0–0.425 ms für die Hydrophone 1 und 2 bzw. 0–0.240 ms für Hydrophon 3), die nur das Signal enthalten, aus den Daten ausgeschnitten. Die Hydrophone 1 und 2 waren in einem Abstand von $x = 50$ cm angebracht, da nur dort sinnvoll eine so lange Zeitspanne betrachtet und somit auch die niedrigen Frequenzen erfasst werden konnten. Bei den anderen Abständen ergibt sich eine Verfälschung entweder durch die Einkopplung oder durch Reflexionen.

Besonders im niedrigen Frequenzbereich von bis zu ca. 20 kHz ist die Übereinstimmung der Leistungsdichtespektren der gemessenen und simulierten Signale gut; in diesem Bereich liegt auch der Hauptanteil des Frequenzspektrums. Vor allem die Simulation 2 gibt die Daten in diesem Bereich gut wieder.

Bei den höheren Frequenzen werden die Abweichungen durch die frequenzabhängige Sensitivität der Hydrophone, mit denen die Daten aufgezeichnet wurden, bestimmt. Dies zeigt der Peak bei ca. 50 kHz, der Resonanzfrequenz dieser Hydrophone (siehe Abschnitt 4.1.2). Der Einfluss der Resonanz ist auch bei der Messung für das Hydrophon 3 sichtbar, obwohl diese Frequenzen im Simulationssignal stark unterdrückt sind.

In diesem Bereich könnte eine genaue Kenntnis der Sensitivität Aufschluss über die wahren Signalcharakteristiken bringen, indem das Leistungsspektrum mit der Empfangscharakteristik der Hydrophone multipliziert und dann wieder Fourier-rücktransformiert wird.

Zusammenfassend wird in diesem Abschnitt deutlich gezeigt, dass die Simulation die grobe Form der Signale gut wiedergeben kann und somit ein starker Hinweis auf eine primär thermoakustische Schallerzeugung gegeben ist. Es konnte zudem gezeigt werden, dass die Simulation auch die gemessenen Signalamplituden adäquat vorhersagen kann. Ob die Feinstruktur durch die verwendeten experimentellen Methoden zustande kommt, oder durch eine geeignete - der Realität besser angepasste - Wahl von Strahlparametern durch die Simulation beschrieben werden könnte, kann hier nicht geklärt werden. Ein Signalbeitrag durch den Impulsübertrag des Protonenpulses aufs Wasser konnte nicht identifiziert werden. Die Untersuchung eines möglichen Anteils eines anderen nicht-thermoakustischen Mechanismus am Signal erfolgt jedoch an anderer Stelle (siehe Abschnitt 10.2).

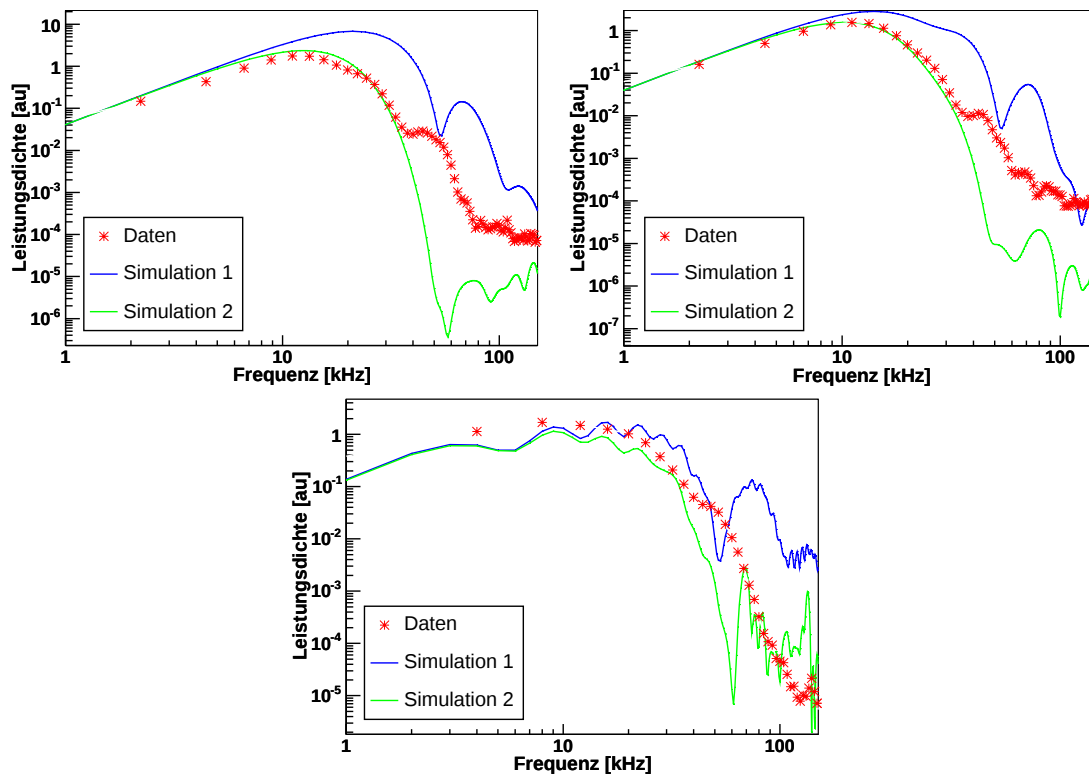


Abbildung 8.6: Vergleich der Leistungsdichtespektren der gemessenen mit den simulierten Signalen in doppelt logarithmischer Auftragung. Links oben für das Hydrophon 1, daneben für Hydrophon 2 und unten für Hydrophon 3. Die verwendeten Strahlparameter und Positionen der Hydrophone sind im Text erläutert. Da die gemessenen Spannungssignale mit den simulierten Drucksignalen verglichen wurden, wurde der frei wählbare Faktor für die Datenpunkte so gewählt, dass die Höhe der Kurven annähernd mit den besser vergleichbaren Kurven der Simulation 2 übereinstimmen.

Kapitel 9

Die Ergebnisse bei Variation der Strahlparameter

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse der Messungen bei Variation der Strahlparameter vorgestellt. Dabei wurden nur solche Messreihen ausgewertet, bei denen nicht gleichzeitig ein anderer als der betrachtete Parameter verändert wurde, bzw. bei denen der Einfluss des anderen Parameters auf die Signaleigenschaften vernachlässigbar war. Somit werden die Veränderungen der Signaleigenschaften getrennt für jeden Parameter dargestellt.

Hierbei wird für die Charakterisierung der verwendeten Strahlparameter die in Abschnitt 6.2 eingeführte Notation verwendet.

9.1 Die Variation des Strahldurchmesser

Tabelle 9.1 zeigt die Vergleiche der Signaleigenschaften der in der Schicht am Montag bei zwei verschiedenen Strahldurchmessern (M/A und M/B) mit den Hydrophonen 1 und 2 aufgezeichneten Daten. Dabei wurden Messungen für die beiden Strahldurchmesser bei insgesamt neun Energien (M/1–M/9) durchgeführt (M/1 – M/4 bei M/A und M/5 – M/9 bei M/B, siehe Tab. 6.2 in Abschnitt 6.2.2). Gezeigt werden jedoch nur Vergleiche für Energien, bei den die Szintillatortrate R_S bei beiden Strahlprofilen im Bereich des statistischen Fehlers übereinstimmen.

Strahlparameter	Hydrophon 1		Hydrophon 2	
	Amplitude [mV]	Dauer [μ s]	Amplitude [mV]	Dauer [μ s]
M/A - M/3	4.99 ± 0.06	39.7 ± 0.9	3.16 ± 0.05	30.5 ± 0.9
M/B - M/7	5.11 ± 0.05	40.8 ± 0.5	3.32 ± 0.05	29.4 ± 0.5
M/A - M/4	6.45 ± 0.06	39.7 ± 0.9	4.08 ± 0.06	30.0 ± 0.7
M/B - M/8	6.61 ± 0.05	39.6 ± 0.8	4.31 ± 0.05	30.1 ± 0.3
M/A - M/5	9.60 ± 0.05	40.1 ± 0.4	6.12 ± 0.06	27.8 ± 0.5
M/B - M/9	9.58 ± 0.05	40.2 ± 0.4	6.12 ± 0.06	26.7 ± 2.1

Tabelle 9.1: Signalamplitude und -dauer der Messungen bei den Strahldurchmessern M/A und M/B für die Hydrophone 1 und 2. Verglichen werden die Eigenschaften bei den Energien M/3 - M/7, M/4 - M/8 und M/5 - M/9.

Die Vergleiche zwischen den beiden Strahldurchmessern zeigen weitgehende Übereinstimmung. Nur die Amplituden der Signale, die von Hydrophon 2 bei den ersten beiden Vergleichen gemessen wurden, weichen stärker als durch den Fehlerbereich zulässig voneinander ab. Die erstere Abweichung ist aber wenig signifikant ($\approx 2\sigma$) und die zweite ist durch die leicht höhere Energie von M/8 im Vergleich zu M/4 zu erklären (R_S von 16.4 ± 0.4 gegen 15.7 ± 0.4).

Somit lässt sich in dieser Messreihe kein Einfluss des Strahldurchmessers auf die Signalamplitude und Signaldauer feststellen.

Eine zweite Messreihe wurde in der Donnerstagsschicht durchgeführt, dort bei den Konfigurationen D/4–D/6 ($E_{FC} = (4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{17}$ eV) und drei verschiedenen Strahlprofilen D/A–D/C. Die Ergebnisse sind in Tab. 9.2 dargestellt. An diesem Tag konnten die Strahldurchmesser analytisch bestimmt werden (siehe Abschnitt 5.2.1). Sie wurden als Ausgangsparameter für die Simulation verwendet, was die Simulation von den Messparametern angepassten Signalen ermöglicht, ansonsten stimmen die verwendeten Parameter mit denen der Simulation 1 aus Abschnitt 8.2 überein. Die gemessenen Spannungssignale wurden aufgrund der Unsicherheit in der absoluten Sensitivität nicht in Drucksignale umgerechnet; die simulierten Signale wurden aufgrund der Probleme bei der Energiekalibration nicht auf die bei der Messung verwendete Energie skaliert. Somit sind aus den Signaleigenschaften, die den simulierten Signalen entnommen wurden und in Tab. 9.3 aufgelistet sind, nur Trends zu erkennen. Diese können mit den Trends der aus den Messungen berechneten Signaleigenschaften verglichen werden.

Strahlparameter	Hydrophon 1		Hydrophon 2	
	Amplitude [mV]	Dauer [μ s]	Amplitude [mV]	Dauer [μ s]
D/A - D/5	45.3 ± 0.1	35.4 ± 0.2	29.0 ± 0.02	27.4 ± 0.03
D/B - D/4	45.3 ± 0.1	36.0 ± 0.1	31.7 ± 0.1	28.9 ± 0.04
D/C - D/6	32.7 ± 0.1	36.8 ± 0.3	21.7 ± 0.1	27.6 ± 0.2

Tabelle 9.2: Signalamplitude und -dauer der Messungen bei den Strahldurchmessern D/A–D/C für die Hydrophone 1 und 2. Verglichen werden die Eigenschaften bei den Energien D/4–D/6 ($E_{FC} = (4.09 \pm 0.61) \cdot 10^{17}$ eV).

Strahlparameter	Hydrophon 1		Hydrophon 2	
	Amplitude [Pa]	Dauer [μ s]	Amplitude [Pa]	Dauer [μ s]
D/A	32.9	42.0 ± 2.0	32.9	18.0 ± 2.0
D/B	34.1	42.0 ± 2.0	34.2	18.0 ± 2.0
D/C	30.0	42.0 ± 2.0	29.7	20.0 ± 2.0

Tabelle 9.3: Signalamplitude und -dauer der simulierten Signale bei den Strahldurchmessern D/A–D/C für die Position der Hydrophone 1 und 2. Die simulierte Pulsenergie beträgt 1.8 EeV.

Die Trends in den Amplituden stimmen in Messung und Simulation überein. Profil D/B hat die stärksten Signale, gefolgt von D/A und D/C; die Strahldurchmesser werden in der gleichen Reihenfolge größer (in x-Richtung: 0.6, 0.7 und 0.9 cm). Jedoch lassen die Unsicherheiten vor allem aus der Energiekalibration und ihr Einfluss auf die Signalamplitude keine schlüssigen Folgerungen zu. Der im Vergleich mit der Simulation stärkere Abfall der gemessenen Amplitude beim Profil

D/C könnte z.B. durch die in Abschnitt 6.2.2 gezeigte Unstimmigkeit bei der verwendeten Energie D/6 herrühren, die trotz gleicher E_{FC} bei der Zählrate R_S deutlich niedriger lag als bei D/4 und D/5 (50.1 ± 0.7 zu 65.8 ± 0.8 bzw. 65.6 ± 0.8).

Bei der Dauer der gemessenen Signale ergibt sich kein geschlossenes Bild, auch aus der Simulation ist aufgrund der Zeitauflösung von $2 \mu s$ (50 Bins in einem Zeitintervall von $100 \mu s$, siehe Abschnitt 2.1) kein Trend zu erkennen.

Letztlich ist der Bereich, in dem der Strahldurchmesser bei diesem Experiment variiert werden konnte, zu gering, um Abhängigkeiten erkennbar werden zu lassen. Zudem ist der Energiedepositionsbereich eines Protons im Bragg-Peak mit ca. 1 cm in der Breite vergleichbar mit dem maximal erreichbaren Durchmesser (siehe Abb. 2.1 in Abschnitt 2.1). Damit ist die Auswirkung der Veränderung des Strahldurchmessers auf die Signalerzeugung eher gering.

9.2 Die Variation der Pulsenergie

Bei der Auswertung der Messreihen bei variiertener Pulsenergie zeigten sich die in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Probleme in der Energiekalibration deutlich. Abbildung 9.1 zeigt die Abhängigkeit der Signalamplitude für die mit Hydrophon 1 aufgezeichneten Messreihen M/1–M/5 (Profil M/A) und D/1–D/4 (Profil D/B) von der Szintillator-Zählrate R_S (links) und der daraus berechneten Energie E_{SZ} (rechts).

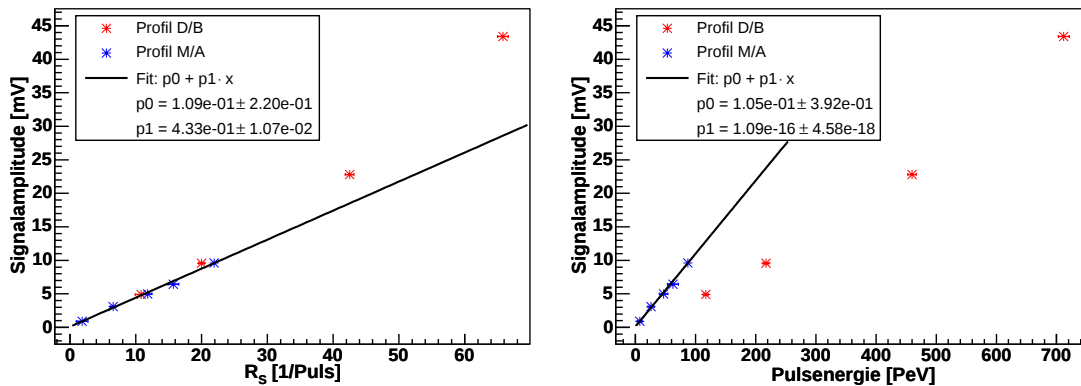


Abbildung 9.1: Mit Hydrophon 1 im Abstand $x = 10$ cm aufgezeichnete Signalamplitude in mV über der Energie in verschiedenen Darstellungen für die Profile M/A und D/B. Links ist die Darstellung R_S in 1/Puls und rechts E_{SZ} in PeV gewählt. Es wurden nur die statistischen Fehler aufgetragen. Die eingezeichneten Fits sind an die Datenpunkte des Profils M/A angepasst.

In der Abbildung ergibt sich links eine mit steigender Energie zunehmende Abweichung der Messwerte von dem an die Datenpunkte des Profils M/A angepassten linearen Fit. Dies könnte durch in Abschnitt 6.2.2 erwähnten Sättigungseffekt der Szintillatorzähler bei hohen Zählraten erklärt werden. Rechts ist in Abb. 9.1 das ebenfalls bereits erwähnte Phänomen der Uneinheitlichkeit bei der Bestimmung des Umrechnungsfaktors zwischen Zählrate und Energie zu erkennen. Zwischen Montag und Donnerstag änderte sich dieser, was den zu seiner Berechnung gemachten Annahmen widerspricht. Diese Änderung ist der Grund für die scheinbare Aufspaltung der Datenpunkte in zwei Scharen mit unterschiedlicher Steigung.

Somit stellen diese Energiedarstellungen keine sinnvolle Basis für die Auswertung der Energieabhängigkeit der Signalamplitude dar.

Deshalb wurde stattdessen die Energiedarstellung über die durch den Faraday-Cup am Beschleuniger bestimmte Energie E_{FC} gewählt. Hierfür war jedoch keine sinnvolle Abschätzung des statistischen Fehlers möglich, da nur bei wenigen Strahleinstellungen am gleichen Tag die gleiche Energie eingestellt wurde, so dass aus der Streuung der aufgezeichneten Zählraten des Szintillatorzählers nicht auf den Fehler bei der Einstellung der Energie zurückgeschlossen werden konnte. Wo dies möglich war, lag die Streuung bei unter 10%. Zudem ist ein systematischer Fehler von 30% angegeben worden, der jedoch an einem Tag für alle Energiewerte stark korreliert ist und deshalb eine Stauchung oder Streckung der Energieachse beschreibt. Deshalb wird im Folgenden für die Energie E_{FC} kein Fehler eingezeichnet.

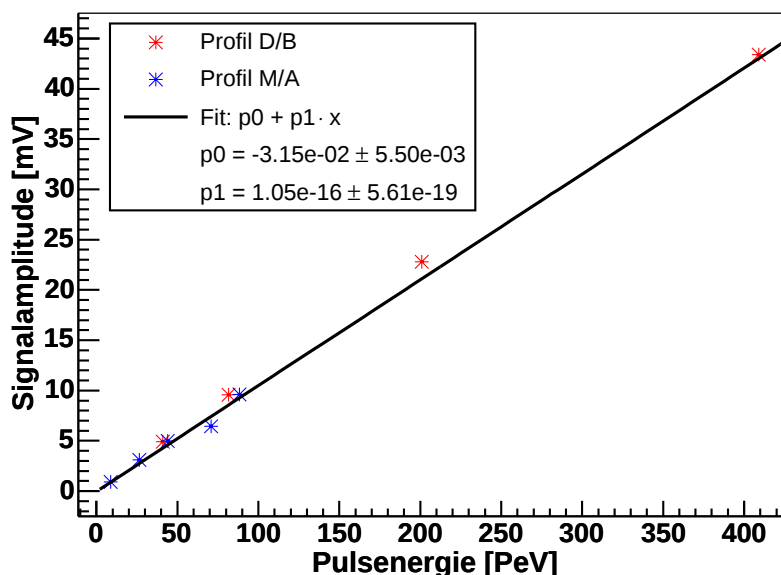


Abbildung 9.2: Mit Hydrophon 1 im Abstand $x = 10$ cm aufgezeichnete Signalamplitude aufgetragen über der Energie E_{FC} für die Profile M/A und D/B. Der eingezeichnete Fit ist an die Datenpunkte des Profils M/A angepasst.

Abbildung 9.2 zeigt die in Abb. 9.1 bereits gezeigten Daten, jedoch über E_{FC} aufgetragen. Hier wurde wiederum der an die Daten des Profils M/A angelegte Fit über den gesamten Energiebereich gezeichnet. Es ist ersichtlich, dass die Energieabhängigkeit über zwei Zehnerpotenzen in E_{FC} linear bleibt, in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des thermoakustischen Modells (siehe Abschnitt 2.2) und den in einem früheren Experiment [17] genommenen Daten.

Normiert man die eingetragenen Signalamplituden absolut auf die simulierten, wie dies in Abschnitt 8.2 erläutert wurde, so erhält man eine Steigung von $6.24 \cdot 10^{-19}$ Pa/eV. Aus der Simulation erhält man $9.83 \cdot 10^{-19}$ Pa/eV. Somit ist die simulierte Steigung 1.58 mal so groß wie die gemessene, was, wiederum unter Einbeziehung des Unsicherheitsfaktors bei der Hydrophonsensitivität von 5, der sich direkt auf die Steigung überträgt, mit 1 verträglich ist. Somit wird auch die gemessene Energieabhängigkeit der Signalamplitude von der Simulation wiedergegeben. Der nicht einbezogene Fehler in der gemessenen Steigung für die Spannungsamplitude ist der bei der Energiekalibration angegebene systematische von 30%. Dieser geht auch beim Achsenabschnitt, der in der Abbildung angegeben ist, nicht ein. Somit ist der von der Erwartung abweichende von Null verschiedene

Achsenabschnitt des Fits nicht signifikant.

Aus dem Verlauf der Energieabhängigkeit der Signalamplitude lässt sich die Energie berechnen, bei der das Signal mit dem typischen Signalrauschen von 0.03 mV (Abschnitt 5.3.2) übereinstimmt und sich somit ein Verhältnis von Signal zu Rauschen von 1 ergibt. Bei Annahme der Steigung aus Abb. 9.2 und Vernachlässigung des Achsenabschnitts ergibt sich dafür eine Energie von $2.86 \pm 0.03 \cdot 10^{14}$ eV bei einem Abstand $x = 10$ cm. Dieser Energiewert kann aber nicht als Schwellenwert bei der akustischen Detektion von Neutrinos angesehen werden, da die hier gegebenen experimentellen Gegebenheiten deutlich unterschiedlich und Signaldauer und -amplitude deutlich größer sind als jene, die in einem realen Detektor bei realen Neutrinoereaktionen zu erwarten sind.

Abbildung 9.3 zeigt den Vergleich der Energieabhängigkeiten der Signalamplitude (links) und -dauer (rechts) für die Hydrophone 1 und 2, aufgezeichnet bei der Messreihe D/1–D/4.

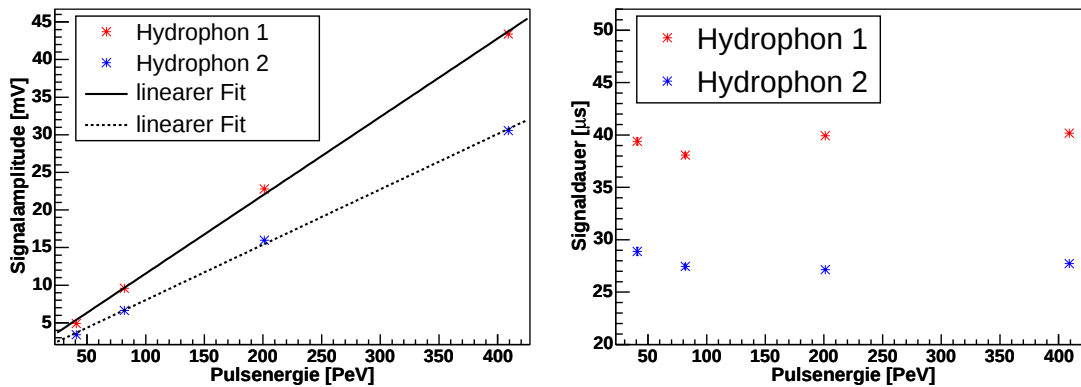


Abbildung 9.3: Vergleich der Abhängigkeiten der Signalamplitude in mV (links) und der Signaldauer in μ s (rechts) von der Energie E_{FC} für die mit den Hydrophonen 1 und 2 im Abstand $x = 10$ cm aufgenommenen Daten bei der Messreihe D/1–D/4 (Profil D/B).

Die Abhängigkeit der Signalamplitude zeigt auch für das Hydrophon 2 ein lineares Verhalten und somit erneut eine Bestätigung des thermoakustischen Modells, da bei der Berechnung des Signals nach diesem Modell die Pulsenergie nur als linearer Faktor in der Amplitude eingeht (siehe Abschnitt 2.2). Die geringere Steigung im Vergleich zu den mit Hydrophon 1 aufgenommenen Daten erklärt sich aus dessen Position im Schallfeld; das Schallsignal an der Position $z = 22$ cm ist auch in der Simulation kleiner als bei $z = 12$ cm (siehe z.B. Abb. 2.4 in Abschnitt 2.1). Das Verhältnis der gemessenen Amplituden von Hydrophon 1 zu Hydrophon 2 beträgt 1.43 ± 0.01 ; das aus der Simulation 2 berechnete Verhältnis von 1.35 ist damit vergleichbar, der Unterschied ist durch die in Abschnitt 8.2 erläuterten Unsicherheiten bei der Wahl der Simulationsparameter erklärbar.

Die rechts aufgetragene Signaldauer zeigt für die beiden Hydrophone keine signifikante Abhängigkeit von der Energie. Dies wird auch aus der Simulation und dem thermoakustischen Modell so erwartet und kann als Bestätigung für die Angabe der Beschleunigerverantwortlichen gewertet werden, dass das Extraktionsprofil und der Strahldurchmesser am Beschleuniger unabhängig von der Pulsenergie ist. Die geringe Streuung in der Signaldauer bei unterschiedlichen Energien ist durch die in Abschnitt 8.2 gezeigten Feinstrukturen des Signals, vor allem im Dekompressionspeak, erklärbar.

Insgesamt stellen die Ergebnisse der Messungen bei variiertener kinetischer Pulsenergie eine Bestätig-

ung der Erwartungen des thermoakustischen Modells dar und sind mit den Simulationsergebnissen vergleichbar.

9.3 Die Variation des Extraktionsprofils

Bei der Variation der Extraktionszeiten bei der Pulsenergie $F/2$ bzw. $F/3$ ($E_{FC} = (8.62 \pm 1.29) \cdot 10^{17}$ eV) beim Strahlprofil D/B ergaben sich keine Veränderungen der Signaleigenschaften. Dies ist in Abb. 9.4 exemplarisch für die mit Hydrophon 1 aufgezeichneten Signale bei dem Versuch der Verdopplung und Vervierfachung der Extraktionszeit gezeigt. Die beiden Signale unterscheiden sich nicht. Dies kann als Bestätigung der oben (Abschnitt 6.3.1) genannten Vermutung gewertet werden, dass diese Änderung der Strahleinstellung nicht erfolgreich war. Setzt man voraus, dass diese Strahleinstellung keine Veränderung der Strahlparameter bewirkte, kann man aus der Übereinstimmung der Signalformen einerseits folgern, dass der Beschleuniger die Strahleinstellungen stabil produziert, da die beiden gezeigten Messungen etwa eine halbe Stunde nacheinander aufgenommen wurden. Andererseits stimmen selbst die Feinstrukturen der Signale überein, was zeigt, dass diese durch unveränderliche Einflüsse verursacht wurden.

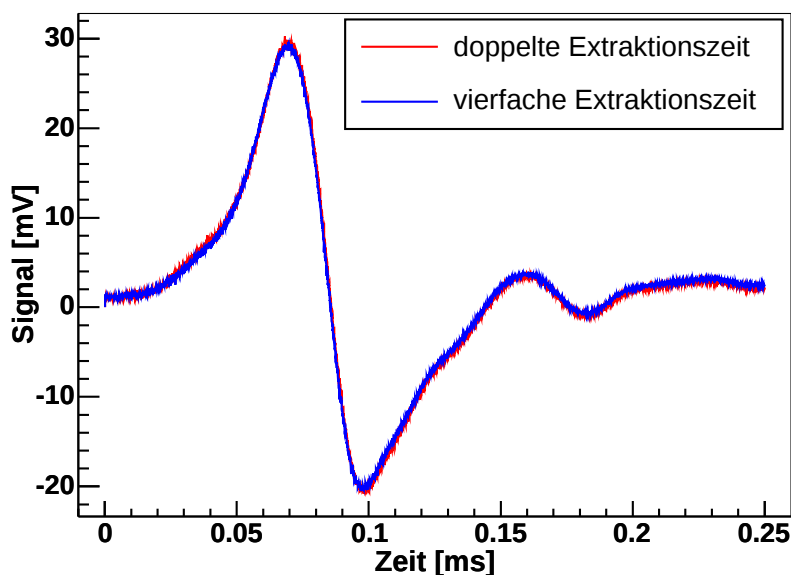


Abbildung 9.4: Vergleich der Signale bei versuchter Variation der Extraktionszeit (**Verdopplung**, **Vervierfachung**) für das Hydrophon 1 bei $x = 10$ cm bei den Strahlparametern D/B und $F/3$.

Kapitel 10

Die Ergebnisse bei Variation der Teststand-Parameter

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die Ergebnisse des Experiments bei Variation der Strahlparameter beschrieben und diskutiert wurden, soll nun auf die Teststand-Parameter eingegangen werden. Zuerst werden die Änderungen der Eigenschaften der Signale bei Variation des Hydrophonaabstands in x -Richtung dargestellt, und anschließend die Ergebnisse der Messreihe des Temperaturzyklus beschrieben und diskutiert.

10.1 Die Vermessung des Schallfeldes

Die Messreihe, bei der die Abstände der Hydrophone zum Strahleintritt in x -Richtung variiert wurden, wurde bei den Strahlbedingungen $D/4$ (Pulsenergie) und D/B (Strahldurchmesser) durchgeführt.

Die gewonnenen Daten zeigen, dass die aufgezeichneten Signale akustisch sind: In Abb. 10.1 ist der Abstand x über dem aus den Daten des Hydrophons 1 gewonnenen Zeitpunkt maximaler Amplitude aufgetragen. Die gleiche Darstellung ist in Abb. 10.2 für die Daten von Hydrophon 2 gegeben.

Der an die Datenpunkte angelegte Fit einer Potenzfunktion, bei der der Exponent frei variierbar gelassen wurde, zeigte in beiden Fällen eine lineare Abhängigkeit, also eine konstante Schallgeschwindigkeit des Drucksignals im Wasser. Für Hydrophon 1 ergab sich ein Exponent von 1.00 ± 0.01 , der mit dem Wert für Hydrophon 2 von 1.03 ± 0.08 verträglich ist.

Die Steigung ergibt zu $(1420 \pm 80) \text{ m/s}$ (Hydrophon 1) bzw. $(1490 \pm 70) \text{ m/s}$ (Hydrophon 2). Der große relative Fehler in diesen Werten erklärt sich aus der nicht beachteten Korrelation der Datenpunkte. Setzt man das bestätigte lineare Verhalten voraus, legt also einen linearen Fit an die Werte an, so berücksichtigt man diese und erhält geringere Fehler. Zum Vergleich der beiden Fits ist in Abb. 10.1 der Fit der Potenzfunktion, in Abb. 10.2 der lineare Fit dargestellt.

Die Ergebnisse des linearen Fits für die Steigung der mit Hydrophon 1 gemessenen Werte ergibt eine Signalgeschwindigkeit von $(1458 \pm 2) \text{ m/s}$, für Hydrophon 2 erhält man $(1440 \pm 3) \text{ m/s}$. Diese Ergebnisse stimmen mit dem Literaturwert [32] von $(1450 \pm 10) \text{ m/s}$ für den Temperaturbereich, in dem die Messung stattgefunden hat, innerhalb des Fehlerbereichs überein. Die Abweichung der beiden gemessenen Werte lässt sich aus dem zu gering angenommenen Fehler von 2 mm bei der Hydrophonpositionierung erklären; bei den linearen Fits ergeben sich dafür leicht zu große χ^2/ndf von 2.25 bzw. 2.88.

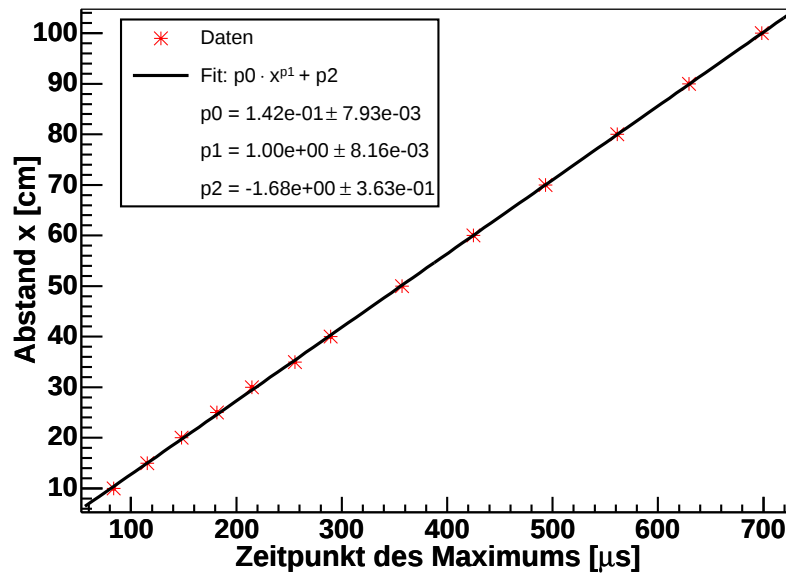


Abbildung 10.1: Abstand x in cm aufgetragen über dem, aus den mittels Hydrophon 1 aufgezeichneten Daten ermittelten, Zeitpunkt der maximalen Amplitude in μs . Die Messreihe fand bei der Pulsenergie $D/4$ und dem Strahlprofil D/B statt. Der eingezeichnete Fit einer Potenzfunktion mit freiem Exponenten ergibt eine Signalgeschwindigkeit von $(1420 \pm 80) \text{ m/s}$, ein linearer Fit liefert $(1459 \pm 2) \text{ m/s}$.

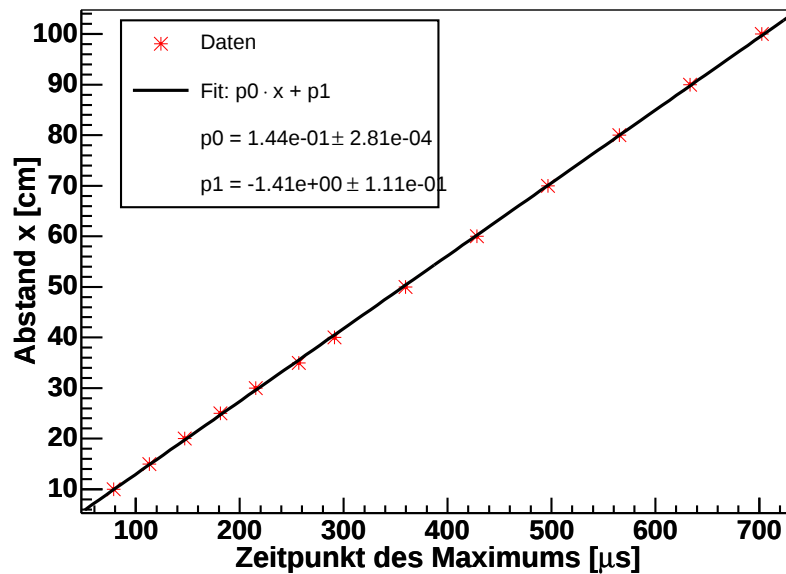


Abbildung 10.2: Abstand x in cm aufgetragen über dem, aus den mittels Hydrophon 2 aufgezeichneten Daten ermittelten, Zeitpunkt der maximalen Amplitude in μs . Die Messreihe fand bei der Pulsenergie $D/4$ und dem Strahlprofil D/B statt. Der eingezeichnete lineare Fit ergibt eine Signalgeschwindigkeit von $(1440 \pm 3) \text{ m/s}$, der Fit einer Potenzfunktion mit freiem Exponenten ein liefert $(1490 \pm 79) \text{ m/s}$.

Dies zeigt, dass die wahre Positioniergenauigkeit für beide Hydrophone bei einem sehr guten Wert von ca. 5 mm lag.

Der Achsenabschnitt für den linearen Fit für Hydrophon 1 mit (-1.85 ± 0.11) cm oder umgerechnet (12.8 ± 0.78) μ s lässt sich aus der Unkenntnis der genauen Position des Strahleintritts (Ungenauigkeit etwa 1 cm in x- und y-Richtung) in der x-y-Ebene, und der Auftragung der Signalmaxima erklären.

Neben der Kontrolle, dass es sich tatsächlich um ein akustisches Signal handelt, kann in diesem Teil des Experiments die Abhängigkeit der Signaleigenschaften vom Abstand von der Schallquelle untersucht werden.

In Abb. 10.3 ist die Abstandsabhängigkeit der Signalamplitude vom Abstand x für die Hydrophone 1 und 2 aufgetragen, zum Vergleich sind in Abb. 10.4 die in Abb. 2.7 in Abschnitt 2.2 bereits gezeigten Darstellungen der für die Positionen dieser Hydrophone simulierten Daten gezeigt.

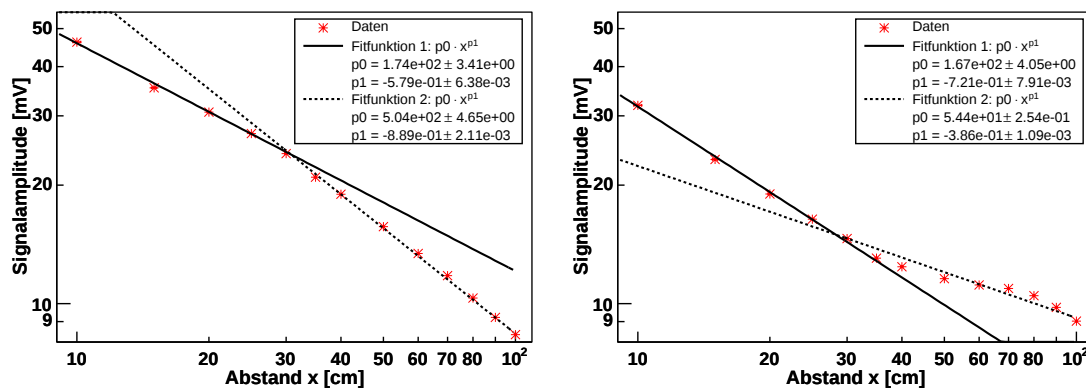


Abbildung 10.3: Signalamplitude doppelt logarithmisch aufgetragen über dem Abstand senkrecht zur Strahlrichtung bei $z = 12$ cm für das Hydrophon 1 (links) und bei $z = 22$ cm für das Hydrophon 2 (rechts). Es sind jeweils die in zwei Abstandsbereichen (0–25 cm bzw. 30–100 cm) angelegten Fits mit der zugehörigen Funktion angegeben.

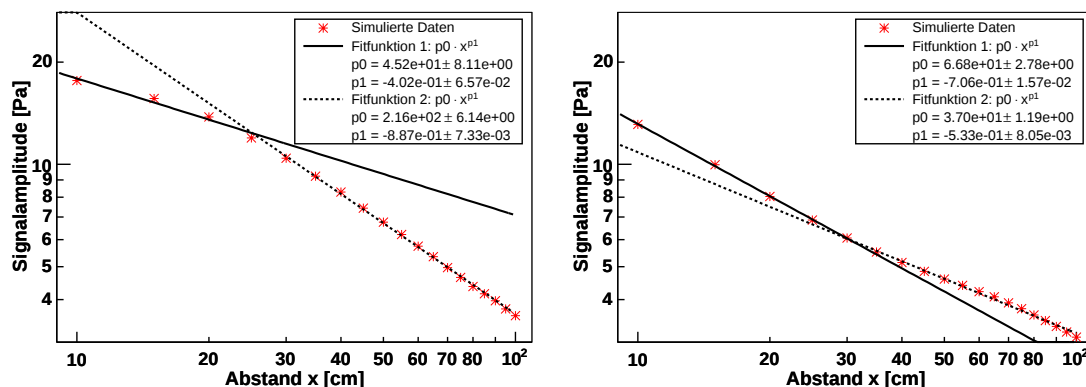


Abbildung 10.4: Darstellung der simulierten Abstandsabhängigkeit der Signalamplitude. Die Auftragung und die Fits sind analog zu Abb. 10.3 für die Positionen $z = 12$ cm (links) und $z = 22$ cm (rechts).

Aus den beiden Abbildungen ist die Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Abstandsabhängigkeit der Signalamplituden erkennbar.

In der jeweils linken Darstellung ist annähernd das für eine zylindrische Schallquelle erwartete $1/\sqrt{x}$ -Verhalten im Nahfeld zu erkennen, das für die Daten mit einem Abfall wie $x^{-(0.579 \pm 0.006)}$ verläuft, und damit etwas steiler als der simulierte Verlauf, der mit $x^{-(0.402 \pm 0.066)}$ geht.

Der Übergang zum Fernfeld ergibt sich rechnerisch bei 30.9 ± 3.5 cm, was mit den Wert von 25.2 ± 3.2 cm, der aus der Simulation berechnet wurde, verträglich ist. Im Fernfeld erfolgt der Abfall mit $x^{-(0.889 \pm 0.002)}$, was sehr gut mit der Vorhersage von $x^{-(0.887 \pm 0.007)}$ aus der Simulation übereinstimmt und wiederum annähernd der Erwartung für eine zylindrische Schallquelle, die ein $1/x$ -Verhalten zeigt, entspricht.

Die beobachteten geringen Abweichungen vom aus der Simulation erwarteten Verlauf lassen sich aus der schon weiter oben behandelten Feinstruktur des Signals ableiten, die mit der Simulation nicht erfasst worden ist, jedoch mit zunehmenden Abstand an Einfluss verliert.

Der Bereich des Übergangs vom Nah- ins Fernfeld ist stark von der Geometrie der Energiedeposition abhängig. Für neutrinoinduzierte Kaskaden lässt sich aus der erwarteten Kaskadenform ein Übergang bei einigen 100 Metern ableiten [12,14]. Nur die beim durchgeführten Experiment komplett verschiedenen Voraussetzungen lassen den oben beschriebenen Wert von einigen 10 cm zustande kommen.

Die rechte Darstellung in Abb. 10.3 zeigt ebenso den aus den Simulationen (rechts in Abb. 10.4) erwarteten, in Abschnitt 2.2 auch bereits erklärten Verlauf, wiederum jedoch mit etwas unterschiedlichen Exponenten in den Fits. Hier ist der Einfluss des Bragg-Peaks zu erkennen; dieser verursacht eine Störung in der Zylindersymmetrie der Energiedeposition und stellt eine annähernd akustische Punktquelle dar, weshalb der Verlauf zunächst steiler ist als bei $z = 12$ cm. Für eine ideale Punktquelle würde die Abstandsabhängigkeit einem $1/x$ Gesetz folgen, hier ist sie mit $x^{-(0.71 \pm 0.02)}$ etwas weniger steil und flacht im weiteren Verlauf auf $x^{-(0.53 \pm 0.01)}$ ab. Dies wird durch die anwachsende Interferenz mit der nur annähernd zylindrischen Welle verursacht, die durch den Energiedepositionsbereich für $z \lesssim 20$ cm erzeugt wird (siehe Abb. 2.1 in Abschnitt 2.1), und einen Öffnungswinkel aufweist. Die Form der Schwankung der Datenwerte um den Fit ab 30 cm ist etwas ausgeprägter, als dies bei der Simulation zu beobachten ist. Dies könnte wiederum durch die Feinstruktur des Signals erklärt werden.

Unterstützt werden diese Beobachtungen, wie anschließend erläutert wird, durch die Abhängigkeit der Signaldauer vom Abstand der aufzeichnenden Hydrophone von der Strahlachse; dies ist für dieselbe Messreihe für die Hydrophone 1 und 2 in Abb. 10.5 dargestellt. Ein Vergleich mit der Simulation ist aufgrund deren Zeitauflösung von $2 \mu\text{s}$ (siehe Abschnitt 2.1) nicht sinnvoll.

Für beide Hydrophone ist im Bereich bis 30 cm ein Abklingen der Signaldauer zu erkennen, das mit der in Abschnitt 8.2 getroffenen Aussage vereinbar ist, dass die Feinstrukturen des Signals im Dekompressionspeak mit steigendem Abstand an Einfluss verlieren und somit die eigentlichen Signaleigenschaften zum Tragen kommen. Dies ist für Hydrophon 1 an der annähernd konstanten Signaldauer ab diesem Abstand ersichtlich, der leichte Anstieg bei großen Abständen spiegelt den Einfluss der dort zeitlich immer näher kommenden Reflexionen wider.

Für das Hydrophon 2 ist ab ca. 30 cm Abstand die Überlagerung des vom Bragg-Peak erzeugten Signals mit der zylindrischen Welle, die vom Rest des Wechselwirkungsbereichs der Protonen erzeugt wird, erkennbar, die auch zu der ab dort veränderten Abstandsabhängigkeit in der rechten Darstellung in Abb. 10.3 führt.

Wie in Abschnitt 2.2 schon für die simulierten Signale durchgeführt, lässt sich nach Gleichung (2.7) aus den Signalen die totale akustisch emittierte Energie berechnen. Führt man dies für die mit dem Hydrophon 1 aufgenommenen Signale durch, wobei das Signal bei einer Position $x = 10$ cm

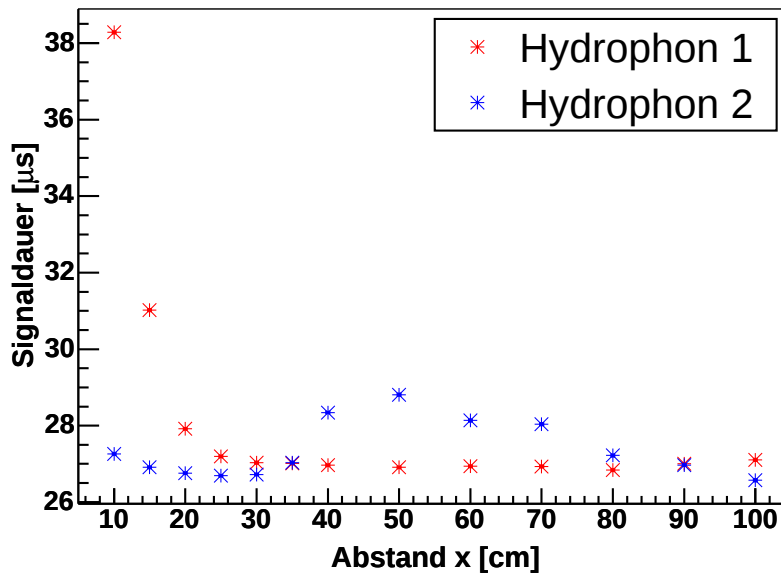


Abbildung 10.5: Signaldauer in μs , aufgenommen mit den Hydrophonen 1 und 2 bei der Messreihe D/1–D/4, aufgetragen über dem Abstand x der Hydrophone von der Strahlachse in cm.

auf das simulierte Signal normiert wurde, so erhält man ähnliche Werte wie aus der Simulation. Bei $x = 10\text{ cm}$ ergibt sich ein Fluss von $3 \cdot 10^{-10}\text{ J}$, für $x = 100\text{ cm}$ von $6 \cdot 10^{-10}\text{ J}$, in der Simulation waren dies für die gleichen Abstände 2.5 bzw. $7.9 \cdot 10^{-10}\text{ J}$, die Abstandsabhängigkeit (siehe Abb. 2.8) kommt wiederum aus der nicht exakt zylinderförmigen Schallquelle. Dies stellt eine Bestätigung des in [9] vorhergesagten Verhältnisses zwischen eingestrahelter und akustisch emittierter Energie von ca. 10^{-9} dar.

Somit wurde durch die Messreihe bei variiertem Hydrophonabstand einerseits die akustische Natur des betrachteten Signals nachgewiesen, andererseits die vor allem durch die Geometrie der Energiedeposition gegebene räumliche Ausprägung des Schallsignals in Übereinstimmung mit den Erwartungen des thermoakustischen Modells bestätigt.

10.2 Der Temperaturzyklus

Bei der Messreihe mit variierender Wassertemperatur machen sich die Auswirkungen der in Abschnitt 8.1 beschriebenen Einkopplung auf das Signal erstmals anders als durch einen Offset bemerkbar. Anders als bei den anderen Messreihen veränderte sich die Höhe der Einkopplung nicht mit dem variierten Parameter und verursachte somit eine Verzerrung des Signals. Dieses wird, wie schon erwähnt, mit sinkender Temperatur geringer und verschwindet somit für die Hydrophone 1–3 in der abfallenden Flanke der Einkopplung. Eine Korrektur des aufgezeichneten Signals durch einen Fit an die Einkopplung war aufgrund ihrer sich von Signal zu Signal leicht verändernden Höhe und Form und der Überlagerung von Einkopplung und Signal nicht möglich.

Um dennoch eine Auswertung der beim Temperaturzyklus aufgezeichneten Daten durchführen zu können, wurde auf eine Reflexion des akustischen Signals an einer Grenzfläche im Becken zurückgegriffen. Verwendbar hierfür waren nur die Reflexionen, die das Schallsignal originalgetreu wiedergeben. Grundvoraussetzung hierfür ist die kreissymmetrische Ausdehnung des bei dieser Messreihe verwendeten Strahlprofils D/B in der x-y-Ebene und die damit verbundene isotrope Abstrahlung der Schallwelle senkrecht zur Strahlachse. Die mit Hydrophon 3 aufgezeichneten Daten konnten nicht verwendet werden, da dieses dem Schallweg der direkten Reflexion an der Beckenrückwand im Weg steht.

Die mit dem Hydrophon 1 bei einer Temperatur von $15.0 \pm 0.1^\circ\text{C}$ aufgezeichnete Zeitspanne von 0.5 ms ab Strahleintritt ist in Abb. 10.6 dargestellt, wobei die jeweils ersten Peaks des aufgezeichneten Signals und seiner Reflexionen markiert sind. Der dazugehörige akustische Laufweg wird mit angegeben, wobei zu seiner Berechnung die bei dieser Temperatur nach [32] berechnete Schallgeschwindigkeit von 1466 m/s zu Grunde gelegt wurde.

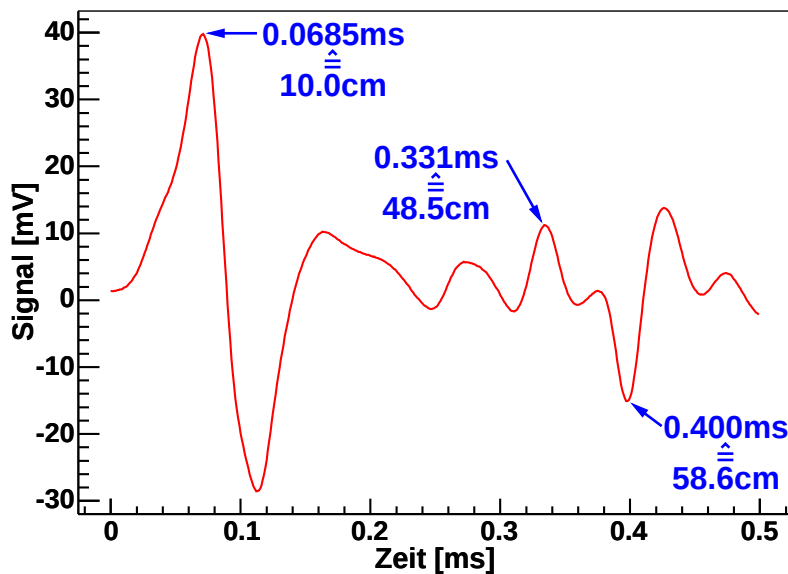


Abbildung 10.6: 0.5 ms langer Zeitabschnitt des von Hydrophon 1 bei $15.0 \pm 0.1^\circ\text{C}$ während des Temperaturzyklus aufgezeichneten Signals. Die Markierungen der Peaks werden im Text erklärt.

Die markierten Peaks können eindeutig dem akustischen Signal bei 10.0 cm (0.0685 ms) bzw. den Reflexionen am Boden des Beckens bei 48.5 cm (0.331 ms) und an der Wasseroberfläche bei 58.6 cm (0.400 ms) zugeordnet werden. Die unterschiedlichen Laufwege für die Reflexionen

erklären sich aus einem gegenüber dem Zentrum des Strahlführungsrohres um 2.9 cm nach unten verschobenen Strahleintritt ins Wasser und aus einem um 0.4 cm geringeren Wasserstand im Becken als dem vorgesehenen von 50.0 cm. Die Reflexion an der Wasseroberfläche erfolgt (analog zur Reflexion z.B. einer Seilwelle) an einem losen Ende und kehrt somit die Polarität des Signals um. Für den Boden ist in der selben Analogie keine Polaritätsumkehr zu erwarten, da es sich um die Reflexion an einem festen Ende handelt.

Der Dekompressionspeak der Reflexion am Boden erreicht das Hydrophon um ca. 30 μs früher als der umgepolte Kompressionspeak der Reflexion an der Wasseroberfläche. Bei der Dauer des akustischen Signals von etwa 30 μs ist somit eine Beeinflussung des zweiten durch das erste Reflexionssignal zu vernachlässigen. Um die Reflexion des Signals an der Wasseroberfläche zur Auswertung dieser Messreihe benutzen zu können, wurde zuerst bestätigt, dass bis auf die Polarität die relevanten Signaleigenschaften des akustischen Signals von dieser Reflexion originalgetreu wiedergegeben werden. Dazu wurde das reflektierte (invertierte) Signal bei der weiteren Betrachtung an der Zeitachse gespiegelt, um direkte Vergleiche anstellen zu können.

In Abb. 10.7 sind die Amplituden der Signale und der jeweiligen Reflexionen für beide betrachtete Hydrophone 1 (links) und 2 (rechts) für Temperaturen ab 5 °C verglichen, wo der Einfluss der Einkopplung im Signal noch nicht signifikant ist.

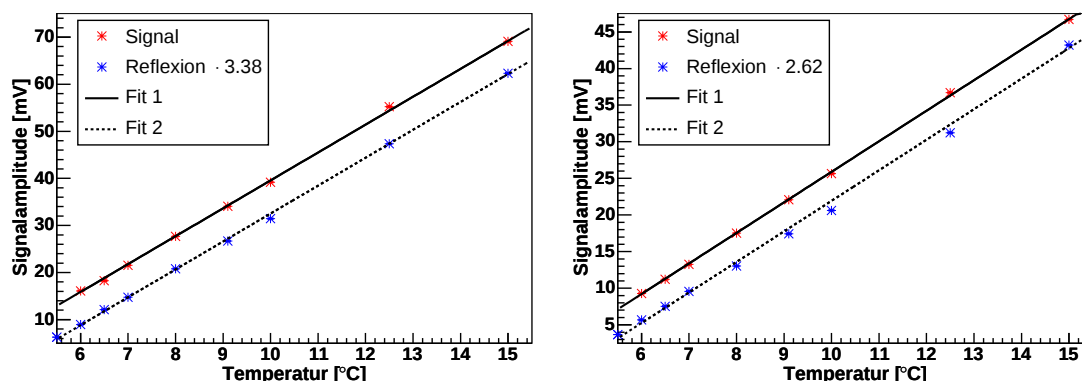


Abbildung 10.7: Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Amplituden von Signal und Reflexion; links für Hydrophon 1 und rechts für Hydrophon 2. Die Steigungen der linearen Fits für Signal und Reflexion wurden angeglichen.

Um den Verlauf der Amplitude für Signal und Reflexion bei unterschiedlichen Temperaturen vergleichen zu können, wurden die Steigungen der linearen Fits der Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude angeglichen; die Daten der Reflexion für Hydrophon 1 mussten dafür mit einem Faktor von 3.38, für Hydrophon 2 mit 2.62 multipliziert werden. Dies ist durch eine mit der Signalamplitude ansteigende Dämpfung bei der Reflexion und aufgrund des Schallweges erklärbar. Da bei der späteren Auswertung der Temperaturabhängigkeit der Signalamplituden nur der Verlauf von Bedeutung ist, kann dieser Faktor später wieder herausgerechnet werden.

Der jeweils zwischen den Fits an die Werte für Signal und Reflexion auftretende Versatz in der Amplitude, der über den gesamten betrachteten Temperaturbereich konstant ist, könnte zumindest zum Teil mit der Erhöhung der Signalamplitude aufgrund der Einkopplung erklärt werden. Ein Anteil am Versatz aus einem Effekt beim Reflexionsprozess kann nicht ausgeschlossen werden, wurde jedoch nicht näher untersucht.

Es ergibt sich ein gleiches Amplitudenverhältnis von Signal und Reflexion bei verschiedenen Temperaturen im gesamten betrachteten Temperaturbereich für beide Hydrophone, was bei der Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Reflexionsamplitude den Rückschluss auf das eigentliche Signal erlaubt.

In Abb. 10.8 ist die Temperaturabhängigkeit der Signaldauer beispielhaft für Hydrophon 2 im selben Temperaturbereich dargestellt. Der Einfluss der Einkopplung auf das akustische Signal ist hier deutlich zu erkennen. Hier zeigt sich gleichzeitig auch der Vorteil der Verwendung der Reflexion, die durch die Einkopplung nicht beeinflusst wird. Während die Signaldauer für das Signal mit geringer werdender Temperatur aufgrund des Einflusses der Einkopplung von ca. 30 auf 33 μs ansteigt, bleibt die Dauer für das Reflexionssignal bei einem Wert um 33 μs annähernd konstant. Der bei der Reflexion erkennbare leichte Anstieg der Signaldauer zu geringen Temperaturen wird später bei der Analyse der Auswertung erklärt. Der Unterschied der Dauer von Signal und Reflexion im Temperaturbereich ab ca. 10 $^{\circ}\text{C}$, in dem das Signal durch die Einkopplung nicht beeinflusst wird, kommt durch eine Verbreiterung des Signals beim Reflexionsvorgang zustande, die aus Zeitgründen nicht näher untersucht wurde.

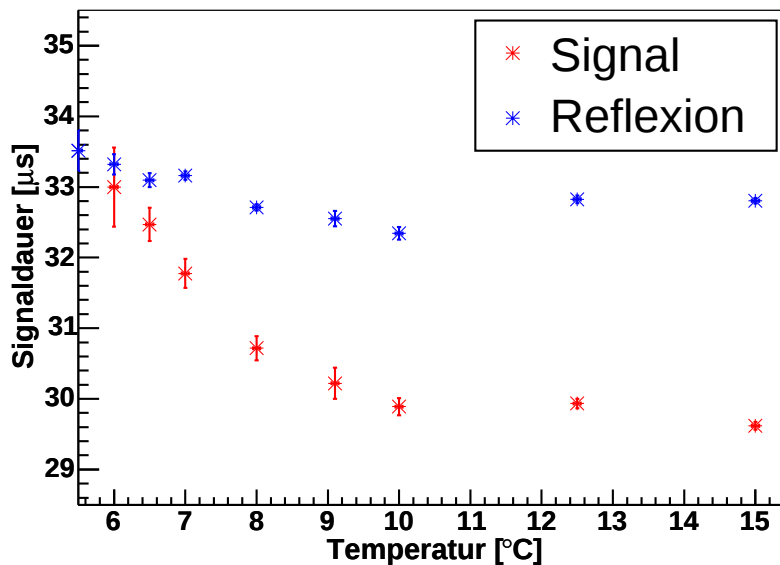


Abbildung 10.8: Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Dauer von Signal und Reflexion für Hydrophon 2.

Da die gewählte Reflexion die Signaleigenschaften in kontrollierbarer Form wiedergibt, und nicht von der Einkopplung beeinflusst wird, wird sie im Folgenden zur Auswertung der im Temperaturzyklus gewonnen Daten verwendet.

Die Ergebnisse für die Auswertung der Signalamplituden, aufgenommen mit den Hydrophonen 1 und 2 für den gesamten Temperaturzyklus von 1.7–15.0 $^{\circ}\text{C}$, sind in Abb. 10.9 dargestellt, in Abb. 10.10 ist ein Ausschnitt daraus bei einem eingeschränkten Temperaturbereich um 4.5 $^{\circ}\text{C}$ gezeigt.

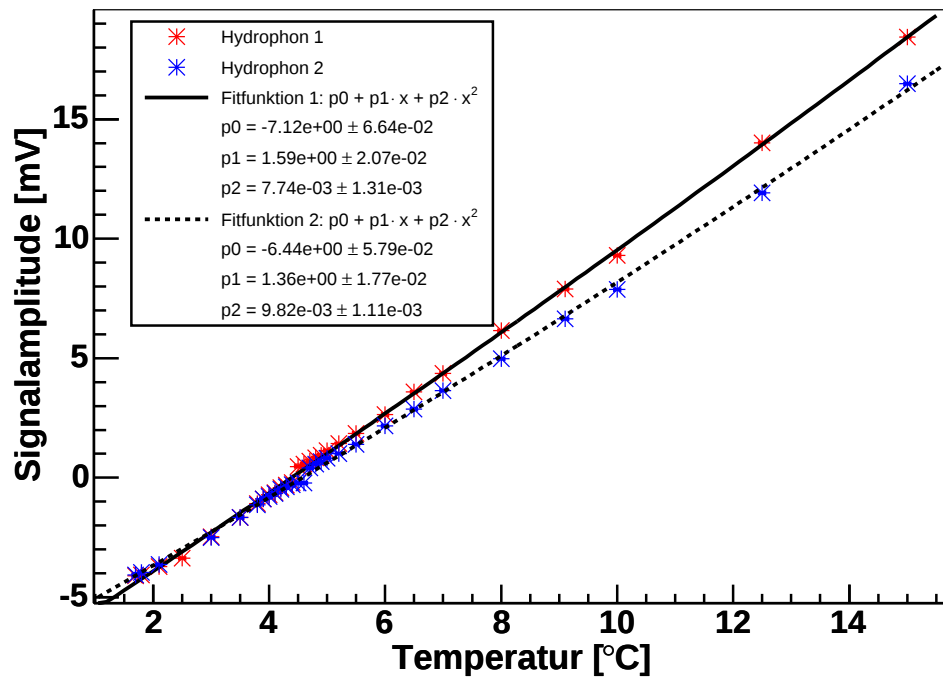


Abbildung 10.9: Die mit den Hydrophonen 1 und 2 gemessene Signalamplitude in mV, aufgetragen über der Beckentemperatur in °C. Eingezeichnet sind die polynomialen Fits zweiter Ordnung an beide Verläufe.

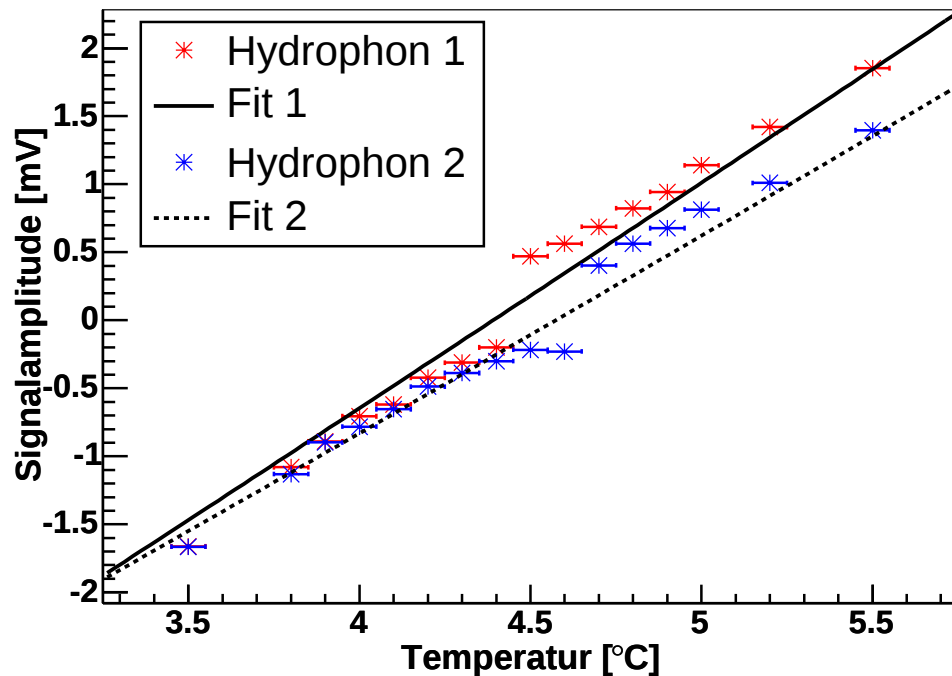


Abbildung 10.10: Ausschnitt der Darstellung aus Abb. 10.9 in einem eingeschränkten Temperaturbereich um 4.5 °C.

In Abb. 10.9 ist eine Zunahme der Signalamplitude mit der Temperatur und eine Umkehr der Polarität des Signals im niedrigen Temperaturbereich, angezeigt durch eine negative Amplitude, erkennbar. Dieses Verhalten folgt den Erwartungen aus dem thermoakustischen Modell.

Rein rechnerisch ergibt sich aus den Fits ein Nulldurchgang der Signalamplitude bei 4.38°C für Hydrophon 1 bzw. 4.58°C für Hydrophon 2, die Signifikanz des Unterschieds in diesen Werten ist in Abb. 10.10 ersichtlich. Diese Werte sind nicht mit der Erwartung von 4.0°C des thermoakustischen Modells, die vor allem aus der Temperaturabhängigkeit des Volumenausdehnungskoeffizienten α folgt (siehe Gleichung (2.2) bzw. Abb. 2.5 in Abschnitt 2.2), verträglich.

Obwohl auch in Abb. 10.10 die Umkehrung der Polarität des Signals bei geringen Temperaturen ersichtlich wird, ist die Abweichung der Datenpunkte von den jeweils zugehörigen Fits im Bereich um 4.5°C signifikant. Ein Fehler in der Temperaturmessung scheidet als Ursache für diese Abweichung aus, da die Genauigkeit der Temperatursteuerung bei 0.1°C liegt (siehe Abschnitt 3.2).

Die Abweichung hängt zusammen mit der Signalform bei diesen Temperaturen, die in Abb. 10.11 für verschiedene Temperaturen dargestellt ist. Die gezeigten Signale wurden mit Hydrophon 1 aufgezeichnet und mittels der Mittelungs-Strategie mit Filter berechnet. Die Signale bei verschiedenen Temperaturen von 2.5 – 6.5°C wurden an einem Zeitpunkt übereinandergelegt, um den Offset der Signale zu unterdrücken. Der Übersichtlichkeit wegen wurde dieser Punkt als Zeitnullpunkt gewählt.

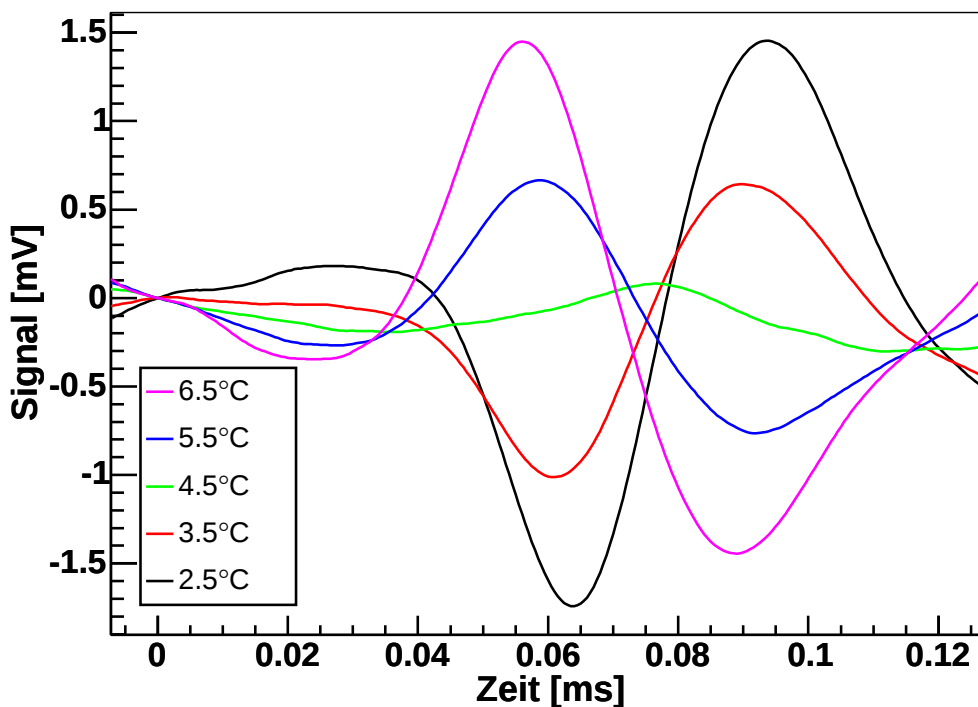


Abbildung 10.11: Vergleich der mit Hydrophon 1 aufgezeichneten, mit der Mittelungs-Strategie mit Filter berechneten Signale bei Temperaturen von 2.5 – 6.5°C . Die Signale wurden am Zeitnullpunkt übereinandergelegt. Das Auseinanderlaufen der Signale ab 0.12 ms ist durch die zeitlich angrenzende nächste Reflexion gegeben.

Zwischen den Signalen bei den extremalen Temperaturwerten ist klar die Umpolung des bipolaren Signals zu erkennen. Die Verschiebung der Extrema ist mit der Änderung der Schallgeschwindigkeit zwischen diesen Temperaturen verträglich und die Dauer der beiden Signale stimmt überein. Für die Signale bei 3.5 und 5.5 °C ergibt sich eine ähnliche Verschiebung der Extrema, jedoch wird die Signaldauer kürzer. Die annähernde Überschneidung dieser vier Signale im Übergang von der Kompressions- zur Dekompressionsphase, bei ca. 0.075 ms, bzw. am Ende des Signals, bei ca. 0.12 ms, zeigt die große Ähnlichkeit der Signalform.

Beim Signal, das, nahe beim aus dem Fit berechneten Nulldurchgang der Signalamplitude, bei 4.5 °C aufgezeichnet wurde erkennt man eine andere Signalform. Das Maximum ist klar gegenüber den Maxima der bipolaren Signale verschoben und es sind zwei lokale Minima auszumachen. Dieses Signal könnte als tripolares Signal interpretiert werden, wie man es durch einen nicht-thermoakustischen Schallerzeugungsmechanismus erwarten würde (siehe Abschnitte 1.1.2 und 1.1.3). Die Signalform mit beginnender Dekompression würde dem Elektrostriktionsmodell entsprechen. Diese Vermutung würde den in [19] veröffentlichten Ergebnissen folgen, bei denen ein ebensolches Signal, allerdings bei 4.0 °C, beobachtet wurde. Eine Schallerzeugung ausgelöst durch Mikroblasen würde eine invertierte Signalform erwarten lassen, zudem wurde dieser Mechanismus in [20] für Blasengrößen oberhalb von 10 µm ausgeschlossen. Nimmt man die Signalform als wahr an, so erhält man dafür eine Signalamplitude von ca. 0.3 mV und eine Signaldauer, hier gemessen von erstem zum zweiten Minimum, von 0.08 ms.

Allerdings kann die mögliche Präsenz zusätzlicher Schallerzeugungsmechanismen nicht erklären, warum die Inversion des bipolaren Signals nicht bei 4.0 °C auftritt.

Abb. 10.12 zeigt in derselben Darstellungsweise wie Abb. 10.11 den Temperaturbereich von 4.0–5.0 °C.

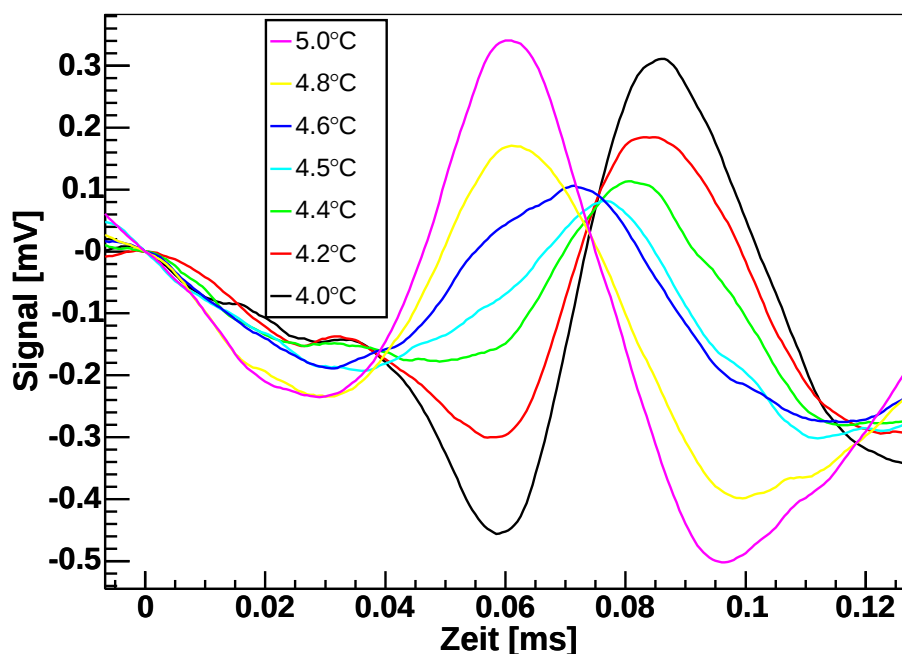


Abbildung 10.12: Vergleich der mit Hydrophon 1 aufgezeichneten, mit der Mittelungs-Strategie mit Filter berechneten Signale bei Temperaturen von 4.0–5.0 °C. Die Signale wurden am Zeitnullpunkt übereingelegt.

Hierbei ist bei Annäherung an 4.5°C der immer stärker werdende Einfluss des tripolaren Signals ersichtlich. Während bei 4.0 und 5.0°C immer noch eine bipolare Form der Signale vorherrscht, werden die Signale bei 4.2 und 4.8 vor allem gegen Ende des zweiten Peaks durch das hintere Minimum des tripolaren Pulses verändert. Bei 4.4 und 4.6°C ist kaum mehr von einer bipolaren Form zu sprechen.

In [12] wurde eine Abschätzung für die zu erwartende Höhe eines nach dem Elektrostriktionsmodells erzeugten Signals gemacht und berechnet, dass das Signal die gleiche Amplitude haben sollte wie ein thermoakustisches Signal bei einer Temperatur, bei der der Volumenausdehnungskoeffizient α einen Wert von ca. 10^{-5} K^{-1} erreicht. Dies ist für etwa $4.3\text{--}5.0^{\circ}\text{C}$ der Fall, was die Verlagerung des Nulldurchgangs der Signalamplitude erklären könnte. Es wären mit dieser Annahme auch die unterschiedlichen Amplituden-Nulldurchgänge der Fits der Datenpunkte, die mit Hydrophon 1 bei $z = 12 \text{ cm}$ und Hydrophon 2 bei $z = 22 \text{ cm}$ gemessen wurden (siehe Abb. 10.12) erklärbar, da das durch dieses Modell erzeugte Schallsignal auch sensitiv auf die Wechselwirkung des Protonenpulses mit dem Wasser ist und im Bereich der intensiveren Wechselwirkung am Bragg-Peak somit von einem größeren Signal auszugehen ist. Diese Erklärung wurde auch für die in [17] gewonnenen und in [12] ausgewerteten Daten angenommen, um den dort beobachteten Nulldurchgang bei $6.0 \pm 0.2^{\circ}\text{C}$ zu erklären. Der Unterschied in der Temperatur des Nulldurchgangs zwischen diesem Experiment und dem hier vorgestellten ließe sich dann durch die unterschiedlichen verwendeten Strahlparameter erklären.

Die Überlagerung eines solchen nicht-thermoakustischen Signals mit dem thermoakustischen Signal könnte somit die Abweichung des Verhaltens der Signalamplituden im Bereich um den Nulldurchgang erklären, da dieses nicht-thermoakustische Signal allenfalls eine schwache Temperaturabhängigkeit besitzen sollte und sich damit vor allem in diesem Bereich eine Abweichung des gemessenen Signals vom erwarteten einstellt.

Es kann jedoch hier nicht zweifelsfrei geklärt werden, welche Einflüsse das Signal verändern. Es sind auch unverstandene Auswirkungen der Verwendung des Reflexionssignals bzw. Überlagerungen mit anderen Reflexionen denkbar, die ein solches Schallsignal erzeugen würden. Darauf deuten möglicherweise die Vorschwinger hin, die in allen Signalen in Abb. 10.11 vorhanden sind. Zur genaueren Untersuchung werden daher im Folgenden die Auswirkungen auf die anderen Signaleigenschaften gezeigt und erläutert.

Abbildung 10.13 zeigt links die Dauer und rechts den Zeitpunkt des Maximums des Signals in Abhängigkeit von der Temperatur für die Hydrophone 1 und 2.

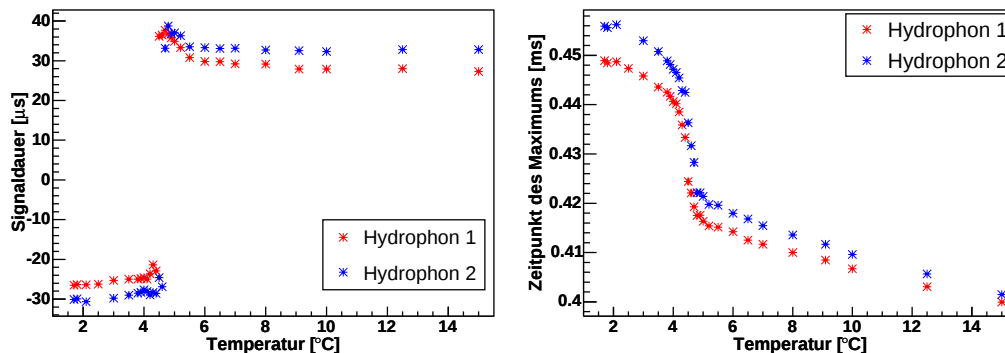


Abbildung 10.13: Temperaturabhängigkeit der Signaldauer im μs (links) und des Zeitpunktes des Maximums des Signals in ms rechts.

Der Temperaturverlauf der Signaldauer entspricht dem aus den Signalverlauf erwarteten Verhalten. Er ist für beide Hydrophone etwa gleich und zeigt zuerst eine konstante negative Dauer, die Ausdruck für das im Vergleich zur Normaltemperatur invertierte Signal ist. Die Dauer wurde in Abschnitt 2.1 als Differenz zwischen dem Zeitpunkt des Minimums und des Maximums definiert, ist also negativ, falls das Minimum im Signal zuerst auftritt. Aufgrund der zunehmend an Einfluss gewinnenden Überlagerung mit dem tripolaren Signal verkürzt sich die Signaldauer zuerst langsam, da der Kompressionspeak des tripolaren Signals die Peaks des bipolaren Signals bei der Überlagerung zusammenschiebt. Ändert das Signal seine Polarität, wird also die Dauer positiv, so wird aufgrund der Überlagerung das Dekompressionshalbsignal verzögert, das Kompressionshalbsignal jedoch nicht, und somit die Dauer größer. Mit zunehmender Temperatur schwindet der Einfluss des tripolaren Signals, da es eine deutlich schwächere Temperaturabhängigkeit zeigt und somit das immer größer werdende bipolare thermoakustische Signal immer mehr dominiert. In der linken Darstellung in Abb. 10.13 ist auch erkennbar, dass sich die Beträge der Signaldauern in den konstanten Bereichen unter etwa 3 °C und über etwa 6 °C unterscheiden. In dem ersten Bereich ist das Signal bei beiden Hydrophonen um ca. 2 µs kürzer. Dieser nicht verstandene Effekt könnte aus dem Reflexionsmechanismus stammen.

Auch der Temperaturverlauf des Zeitpunktes des Maximums (rechte Darstellung in Abb. 10.13) spiegelt nicht strikt die Erwartungen des thermoakustischen Modells wider. Erwartungsgemäß würden die Zeitpunkte der Maxima bei niedrigen Temperaturen gemäß der Temperaturabhängigkeit der Schallgeschwindigkeit abnehmen, um sich dann bei 4.0 °C sprunghaft um die Signaldauer zu verringern und danach wieder der Schallgeschwindigkeit zu folgen.

An den Rändern des gezeigten Temperaturbereichs ist dies auch der Fall, der Versatz zwischen den annähernd linearen Verläufen unter 3 °C und über 6 °C spiegelt auch die Signaldauer wider. Der Übergangsbereich jedoch zeigt einen glatteren Verlauf, der wiederum den Einfluss des nicht erwarteten Signals zeigt.

Nachdem die von der Erwartung abweichenden Signale im Bereich um 4.5 °C beschrieben wurden, soll nun nochmals auf den Verlauf der Signalamplitude im gesamten gemessenen Temperaturbereich eingegangen werden.

In Abb. 10.14 sind noch einmal die schon in Abb. 10.9 gezeigten Datenpunkte dargestellt. Neben den beiden polynomialen Fits zweiter Ordnung ist auch die in Gleichung 2.6 aus Abschnitt 2.2 gegebene erwartete Temperaturabhängigkeit eingezeichnet. Dabei wurden, um die Erwartung mit den Daten vergleichen zu können, die gemessenen Werte mit einem festen Faktor gestreckt, so dass die gemessenen und simulierten Signalamplituden bei 15.0 °C übereinstimmen. Dem liegt die Annahme zugrunde, dass die Simulation das Signal bei dieser Temperatur, wie in Abschnitt 8.2 gezeigt, gut beschreibt und das Verhältnis zwischen den Werten der beiden Hydrophone bei jedem Temperaturwert gleich ist. Dies wurde bereits in diesem Abschnitt im Zusammenhang mit der Untersuchung der Einsetzbarkeit der Reflexion bestätigt.

Zu erkennen ist, dass die gemessenen Daten sich nicht mit der Erwartung decken. Auch unter der Annahme einer Verschiebung der Signalamplitude bei jeder Temperatur aufgrund eines möglichen nicht-thermoakustischen Signals lässt sich keine Deckung herstellen, da diese Verschiebung nach obigen Überlegungen für das Elektrostriktions-Modell für jede Temperatur annähernd gleich sein müsste oder allenfalls leicht mit der Temperatur ansteigen dürfte. Die gemessenen Werte folgen einem geraderen Verlauf als die erwartete Kurve; diese Beobachtung wurde auch in [17] gemacht. Eine mögliche Erklärung wäre eine nicht der Erwartung entsprechende Wassercharakteristik, vor allem ein unerwarteter Temperaturverlauf des Volumenausdehnungskoeffizienten α . Die Werte aus [31], die zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Wassereigenschaften eingesetzt wurden, sind für destilliertes Wasser, ebenso wie die Werte für die Schallgeschwindigkeit [32]. Bei

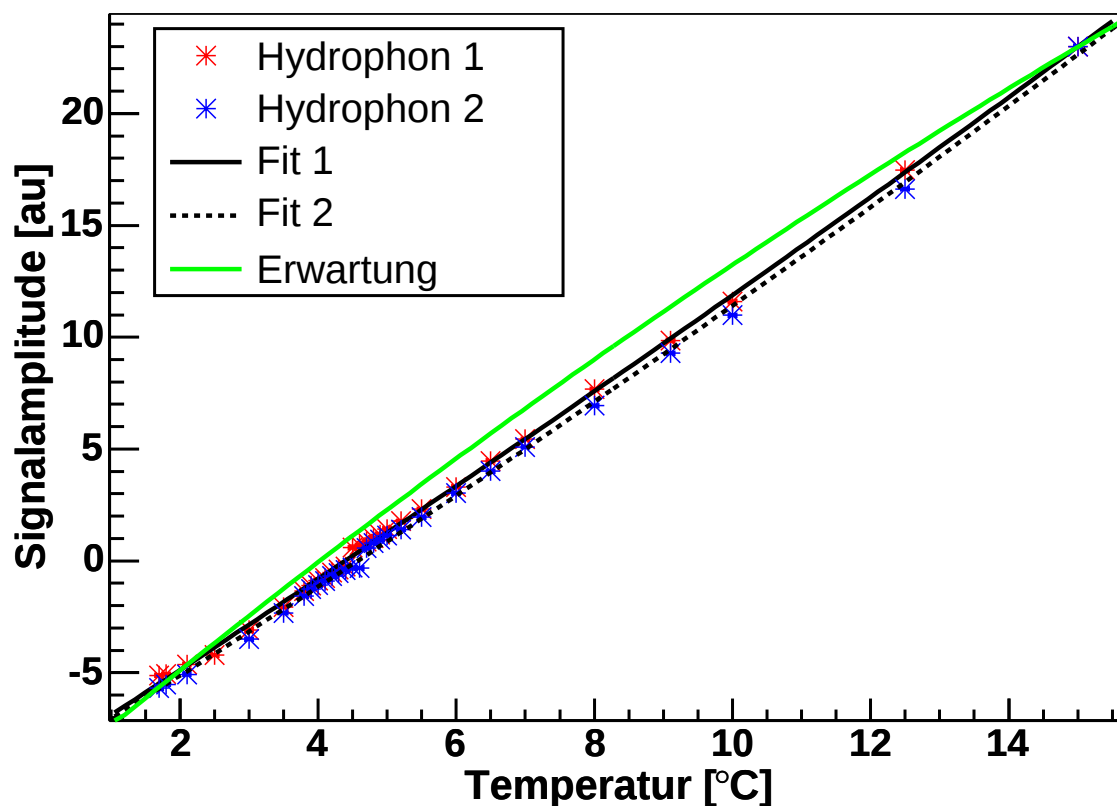


Abbildung 10.14: Die mit den Hydrophonen 1 und 2 gemessene Signalamplitude in beliebigen Einheiten aufgetragen über der Beckentemperatur in °C. Eingezeichnet sind die polynomialen Fits zweiter Ordnung an beide Verläufe sowie die erwartete Kurve. Zum besseren Vergleich wurden die Werte bei 15.0 °C angeglichen.

einer deutlich anderen chemischen Zusammensetzung des verwendeten Leitungswassers könnte es zu einer Änderung der Eigenschaften kommen. Zur Messung von $\alpha(T)$ wird am Physikalischen Institut I ein Versuch mit Proben des bei den Messungen verwendeten Wasser vorbereitet, der jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt und ausgewertet werden kann. Da bei diesem Versuch der gleiche Aufbau und auch die gleiche Temperatursteuerung wie bei den hier vorgestellten Messungen verwendet wird, kann damit ein Einfluss der Messapparatur mitbestimmt werden. Gegen die These des Einflusses des Wassers spricht die den Erwartungen entsprechende Schallgeschwindigkeit, wie sie in Abschnitt 10.1 erläutert wurde.

Für den nicht verstandenen Verlauf könnten jedoch auch andere Effekte verantwortlich sein, die hier nicht untersucht wurden, wie z.B. die Auswirkung der Temperatur auf den Reflexionsvorgang bzw. die Temperaturabhängigkeit der Sensitivität der Hydrophone. Ersteres ließe sich durch eine Auswertung, bei der die Einkopplung isoliert wird und das akustische Signal direkt ausgewertet werden kann, klären. Letzteres ist durch eine verbesserte Kenntnis der Hydrophoneigenschaften berechenbar.

Zusammenfassend lässt die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Signaleigenschaften auf einen primär thermoakustischen Schallerzeugungsmechanismus schließen, vor allem bei Temperaturen unter 3°C und über 6°C . Die aus dem thermoakustischen Modell erwartete Inversion der Signale bei geringen Temperaturen ist klar erkennbar und der Temperaturverlauf der Signalamplituden zeigt global das erwartete Verhalten. Im Zwischenbereich ist die Überlagerung des Signals mit einem tripolaren Signal mit allenfalls schwacher Temperaturabhängigkeit dominant, dessen Entstehung durch das Elektrostriktions-Modell erklärt werden könnte. Dies ist jedoch kein Beweis für die Anwesenheit eines zusätzlichen Schallerzeugungsmechanismus, vor allem, da die Amplitudenabhängigkeit auch im restlichen Temperaturbereich nicht der Erwartung des thermoakustischen Modells entspricht, auch wenn man den Einfluss eines solchen Mechanismus berücksichtigt. Zudem kann in dieser Arbeit nicht geklärt werden, warum die erwartete tripolare Signalform des Elektrostriktionsmodells nicht bei 4.0 , sondern erst bei $4.4\text{--}4.6^{\circ}\text{C}$ gemessen wurde, warum also das thermoakustische Signal nicht wie erwartet bei 4.0°C verschwindet.

Teil VI

Zusammenfassung und Ausblick

Kapitel 11

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Vorbereitung, Durchführung und Auswertung eines Teststrahlexperiments zur Untersuchung der thermoakustischen Schallerzeugung in Wasser beschrieben. Bei dem Experiment wurden am *Theodor-Svedberg-Labor* (TSL) in Uppsala (Schweden) Protonenpulse mit einer Wiederholrate von 10 Hz in ein Wasserbecken eingestrahlt. Die Pulse hatten eine Dauer von ca. 30 μ s, die kinetische Protonenenergie betrug 180 MeV und die gesamte Pulsenergie lag bei etwa 1 PeV bis 1 EeV. Es wurden Messungen bei verschiedenen Pulsenergien, Strahldurchmessern, Sensorpositionen im Becken und Wassertemperaturen durchgeführt und die dabei erzeugten Signale aufgezeichnet und ausgewertet.

11.1 Die Vorbereitung

In der Vorbereitung auf das Experiment wurden die notwendigen Voraussetzungen geschaffen, um die strahlinduzierten Schallsignale in der Beschleunigerumgebung in Abhängigkeit von wichtigen Parametern des thermoakustischen Modells messen zu können. Dazu wurde ein Teststand konstruiert, in dem sich die Position der verwendeten Sensoren in allen Richtungen auf wenige Millimeter genau einstellen lassen und die Temperatur im Bereich von ca. 1–50 °C auf 0.1 °C genau variiert werden kann. Zudem ist der Teststandaufbau auf eine möglichst störungsfreie Messung des akustischen Signals ausgerichtet.

Die Eigenschaften der verwendeten Sensoren (Hydrophone) wurden vor den Messungen detailliert untersucht. Dabei zeigte sich, dass die verwendeten kommerziellen Hydrophone das akustische Signal annähernd originalgetreu in ein Spannungssignal umwandeln, weswegen letzteres nach der Aufbereitung direkt ausgewertet werden konnte. In dem für das thermoakustische Modell besonders wichtigen Frequenzbereich bis 25 kHz stellte sich die Hydrophonsensitivität als weitgehend frequenzunabhängig heraus. Auch die Temperaturabhängigkeit der Sensitivität kann bei der Signalaufbereitung vernachlässigt werden.

Die ebenfalls eingesetzten Eigenbau-Hydrophone erweisen sich aufgrund der höheren Vorverstärkung als sensibler als die kommerziellen Hydrophone; im Gegensatz zu den kommerziellen Hydrophonen verändern sie jedoch durch Ein- und Nachschwingvorgänge das akustische Signal bei seiner Umsetzung in ein Spannungssignal in der Form.

Die absolute Kalibrierung der kommerziellen Hydrophone konnte nur mit einem Unsicherheitsfaktor von etwa fünf bestimmt werden, weswegen bei der Datenauswertung bevorzugt das Spannungssignal verwendet wurde.

Anhand von Simulationen der aus dem thermoakustischen Modell zu erwartenden Signaleigen-

schaften und deren Abhängigkeiten von Modellparametern sowie auf Basis der grundlegenden Eigenschaften des thermoakustischen Modells wurden die im Experiment verwendeten Hydrophonpositionen, der Temperaturbereich, sowie die zu veränderten Strahlparameter und deren Variationsbereich festgelegt.

11.2 Die Durchführung

Das Experiment fand am *Gustav-Werner-Synchrozyklotron* in der Experimentierhalle *Blue Hall* an der Strahlführung *B-Line* statt. Die benötigten Apparate wurden dazu von Erlangen nach Uppsala transportiert, dort aufgebaut und für die Datennahme vorbereitet. Die Strahlzeit von ca. 35 Stunden verteilte sich im Zeitraum vom 16. – 21. Februar 2004 auf drei Schichten, die Montag-, Donnerstag- und Freitagnacht stattfanden.

Bei der Durchführung des Experiments wurden alle im Vorfeld geplanten Messungen abgearbeitet. Insbesondere wurden erfolgreich Messreihen bei Variation des Strahldurchmessers, der Pulsenergie, der Hydrophonabstände vom Strahl sowie der Beckentemperatur durchgeführt. Dabei wurde der Strahldurchmesser im Bereich von einem halben bis zu zwei Zentimetern und die Pulsenergie von etwa 1 PeV bis 1 EeV variiert, wobei die erzeugten Signale im Abstand von 10 bis 110 cm vom Einstrahlort gemessen wurden. Zudem wurden gezielt Wassertemperaturen von 1.7 bis 15.0 °C im gesamten Becken auf 0.1 °C genau eingestellt und die Auswirkungen auf die Signaleigenschaften untersucht.

Die entwickelte Hardware und Software arbeitete zuverlässig, die Datennahme der Sensorsignale verlief ohne Probleme und lieferte bei etwa 250 Messungen bei verschiedenen Parametern insgesamt ca. 100 GByte Daten.

Die verschiedenen Strahlparameter wurden bei allen Messungen aufgezeichnet und standen somit zur Auswertung zur Verfügung. Vor der Durchführung des Experiments wurden die Störeinflüsse der Experimentierumgebung auf das Signal untersucht, und es wurde bestätigt, dass die Rauschekopplung in die Hydrophone und Verbindungskabel, ebenso wie die Dämpfung und Verzögerung darin, kein Hindernis für die Messungen darstellte.

11.3 Die Auswertung

Die bei den Messungen mit den kommerziellen Hydrophonen aufgezeichneten Daten wurden verarbeitet, aufbereitet und in einer ROOT-Programmumgebung ausgewertet.

Die Ergebnisse der Auswertung lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Beim direkten Vergleich der gemessenen mit den simulierten Signalen ergibt sich eine gute Übereinstimmung der groben Signalform und vor allem des Frequenzverlaufs an allen Hydrophonpositionen. Damit kann der thermoakustische Schallerzeugungsmechanismus als primärer Effekt belegt werden und gleichzeitig der Einfluss einer Schallerzeugung durch den Impulsübertrag des Protonenpulses auf das Wasser als zumindest untergeordnet eingeordnet werden. Die simulierte Schallamplitude stimmt bei Berücksichtigung der Unsicherheiten mit der gemessenen überein. Die Eigenschaften der simulierten Signale sind abhängig von den zur Simulation verwendeten Strahlparametern; aus den Unsicherheiten bei der Bestimmung der im Experiment verwendeten Parameter ergeben sich geringe Abweichungen der gemessenen von den simulierten Signalen.

- Die Abhängigkeit der Signaleigenschaften von dem Strahldurchmesser stimmt tendenziell mit der Erwartung überein. Der zugängliche Variationsbereich dieses Parameters erweist sich als zu klein, um funktionale Abhängigkeiten zu erkennen.
- Die Geometrie des bei verschiedenen Sensorpositionen aufgezeichneten Schallfeldes stimmt mit der Simulation überein. Aus dem Verlauf der Zeitpunkte der Signalmaxima bei veränderter Hydrophonposition kann durch Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von etwa 1450 m/s das gemessene Signal eindeutig als akustisch identifiziert werden. Die Abstandsabhängigkeit sowohl der Signalamplitude als auch der Signaldauer kann durch die Geometrie des Energiedepositionsbereichs des Protonenpulses erklärt werden und stimmt mit den Erwartungen der Simulation überein.
- Die Kalibration der Pulsenergie am TSL durch die Betreiber ergibt kein ganz schlüssiges Bild, konnte jedoch mit sinnvollen Annahmen bei der Auswertung der Daten verwendet werden. Unter diesen Annahmen zeigt die Abhängigkeit der Signalamplitude von der Pulsenergie für alle betrachteten Sensorpositionen über fast zwei Größenordnungen der Energie den erwarteten linearen Verlauf, die Signalform und -dauer bleibt unverändert. Die simulierte Schallamplitude stimmt mit der gemessenen innerhalb der gegebenen erheblichen Unsicherheiten für alle Energien überein.
- Eine elektromagnetische Einkopplung des Protonenpulses in das Spannungssignal der Sensoren wurde beobachtet und untersucht. Sie zeigt einen Anstieg von etwa der gleichen Länge wie der gesamte Puls und einen etwa dreimal so langen Abfall, der dem akustischen Signal überlagert ist. Die Höhe der Einkopplung ist von der Pulsenergie und der Hydrophonposition abhängig. Die Einkopplung muss nur bei der Auswertung der Messreihe bei variierter Beckentemperatur beachtet werden, bei den anderen Messreihen ist ihr Einfluss zu vernachlässigen.
- In den Messungen der Temperaturabhängigkeit kann die thermoakustische Signalerzeugung als primärer Effekt bestätigt werden, da der Verlauf der Signalamplitude in guter Näherung der Erwartung entspricht; insbesondere die erwartete Inversion des Signals bei etwa 4 °C (Anomalie des Wassers) ist klar erkennbar. Es ergeben sich geringe Abweichungen von der Erwartung des thermoakustischen Modells, vor allem im Bereich kleiner thermoakustischer Signale zwischen 3 °C und 6 °C. Die beobachtete veränderte Signalform im Bereich um 4.5 °C könnte mit dem Elektrostriktions-Modell erklärt werden, kann jedoch nicht als Evidenz für diesen Schallerzeugungsmechanismus gewertet werden. Der von der Erwartung des thermoakustischen Modells unter Einbeziehung eines möglichen Einflusses des Elektrostriktions-Modells abweichende Verlauf der Temperaturabhängigkeit der Signalamplituden und die Tatsache, dass das thermoakustische Signal eher bei 4.5 °C als bei 4.0 °C verschwindet, kann nicht endgültig geklärt werden. Das Verhalten der Signaldauer und des Signalmaximums bestätigen jeweils die mit den Signalamplituden beobachteten Aussagen.

Zusammenfassend erbrachte das Experiment eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation entsprechend dem thermoakustischen Modell und den gemessenen Signalen und damit eine Bestätigung des thermoakustischen Schallerzeugungsmechanismus als primären Effekt bei Temperaturen über 5.0 °C. Es ergaben sich nur kleine Abweichungen in engen Parameterbereichen. Somit zeigt diese Arbeit, dass der Nachweis hochenergetischer Neutrinos durch die bei den Neutrino-Reaktionen entstehenden elektromagnetischen und/oder hadronischen Schauer erzeugten Schallwellen eine prinzipiell mögliche, vielversprechende Option für zukünftige Detektoren ist.

Kapitel 12

Ausblick

Das in dieser Arbeit vorgestellte Experiment diene vor allem Tests des thermoakustischen Modells und der zur Messung verwendeten Hardware und Software. Die aus der Theorie des Modells entwickelte Simulation des zu erwartenden Schallsignals wurde als zuverlässige Beschreibung der gemessenen Signale bestätigt - vor allem bei Temperaturen außerhalb des Bereichs der Anomalie des Wassers.

Bei der Anwendung der Ergebnisse dieser Arbeit auf die Detektion hochenergetischer Neutrinos, stellvertretend hier im Zusammenhang mit dem ANTARES-Neutrino-Teleskop betrachtet, muss genau dieser Punkt hervorgehoben werden. Die zu erwartenden Signale können ausgehend vom thermoakustischen Modell und einer Simulation der Energiedeposition durch eine neutrino-induzierte Kaskade in Form, Dauer und Amplitude zuverlässig berechnet werden. Die ungeklärten Eigenschaften der Temperaturabhängigkeit des Signals spielen hierbei keine entscheidende Rolle, da in der Tiefseeumgebung des Mittelmeers eine Temperatur von ca. $14\text{ }^{\circ}\text{C}$ herrscht und zudem der Nulldurchgang des Volumenausdehnungskoeffizienten beim Meerwasser bei deutlich niedrigeren Temperaturen liegt. Ebenso wenig sind die bei der Bestimmung der Strahlparameter auftretenden Unsicherheiten maßgebend, da diese in diesem Fall nicht Voraussetzung für die Simulation der Energiedeposition sind. Somit ist der Einfluss möglicher konkurrierender Schallerzeugungsmechanismen auf das akustische Signal zu vernachlässigen.

Zur Auswertung der Daten des Experiments wurden zwar alle Voraussetzungen geschaffen, sie wurde aufgrund mangelnder Zeit jedoch nicht in allen Aspekten bis ins Detail durchgeführt. Vor allem die Unsicherheiten in der Bestimmung der Strahlparameter könnten bei näherer Untersuchung gemindert bzw. ausgeräumt werden. Dann könnten die Eingangsparameter der Simulation konkretisiert und der Vergleich mit den Messungen auch auf die Feinheiten des Signals ausgedehnt werden. Es ist anzunehmen, dass bei zeitaufwändigeren Analysen auch die Probleme bei der Feinstruktur des Signals und der Temperaturabhängigkeit im eingeschränkten Bereich um die Anomalie des Wassers aufgelöst werden können.

Da, wie in dieser Arbeit gezeigt, die Detektion hochenergetischer Neutrinos beruhend auf einem thermoakustischen Schallsignal prinzipiell möglich ist, steht somit der Weiterverfolgung der Strategie nichts entgegen.

Anhang A

Das ANTARES-Modell

Das im Hauptteil der Arbeit vorgestellte Experiment ist eingebunden in das Vorhaben der Erlanger ANTARES-Gruppe, Vorstudien zu einem akustischen Detektor zu betreiben. Dazu sollen auch im ANTARES-Detektor Studien in situ betrieben werden, indem Empfänger in die Struktur des Detektors eingebunden werden.

Im Zusammenhang mit der Verbindung zur ANTARES Kollaboration habe ich während meiner Diplomarbeitszeit auch an dem Entwurf und der Konstruktion eines funktionellen Modells des ANTARES-Detektors im Maßstab 1:100 mitgearbeitet. Der Hauptteil der Arbeit hierin lag in dem Entwurf und der Ausführung der mechanischen Bauteile.

Im Folgenden Abschnitt sollen der Aufbau und die Funktionsweise dieses Modells im Vergleich zum realen Detektor beschrieben werden.

A.1 Der ANTARES-Detektor

ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abbyss environmental RESearch) ist eine internationale Kollaboration von 24 europäischen Physik- und Meeresforschungsinstituten, deren Ziel es ist, ein Neutrinoteleskop in einer Tiefe von ca. 2400 m etwa 40 km vor der Küste von Toulon (Frankreich) im Mittelmeer zu entwickeln, zu errichten und zu betreiben. Das dabei verwendete Prinzip für die Detektion der Neutrinos besteht aus dem Nachweis des von Sekundärteilchen, die durch Neutrinoreaktion im Detektor oder dessen Umfeld erzeugt wurden, in Wasser ausgesandten Čerenkov-Lichts durch *Photomultiplier* (PMs).

Der Detektor besteht aus 12 sogenannten *Strings* von ca. 460 m Höhe, die am Meeresgrund verankert und von einer *Boje* in eine vertikale Lage gebracht werden. Diese Strings werden horizontal zu einem Achteck angeordnet, wobei sich die restlichen vier Strings im Inneren des Achtecks befinden, und haben jeweils einen Abstand von ca. 60 m zueinander.

An jedem String aufgehängt sind 25 *Stockwerke* mit jeweils drei um 120° gegeneinander versetzten Photomultipliern, die einzeln in einer wasser- und druckbeständigen Glaskugel untergebracht sind. Die Ausrichtung der Photomultiplier zeigt 45° nach unten, da bevorzugt Neutrinos detektiert werden sollen, die durch die Erde kommen - zur Unterdrückung des Untergrunds der von oben kommenden atmosphärischen Myonen bzw. Neutrinos. Das unterste Stockwerk befindet sich in einer Höhe von 100 m über dem Meeresboden, die folgenden jeweils 14.5 m über dem vorherigen. Damit ergibt sich eine aktive Höhe von ca. 360 m auf einer Fläche von ca. 0.05 km^2 , insgesamt also ein geometrisches Volumen von ca. 0.01 km^3 .

Die von den Photomultipliern aufgenommenen digitalisierten Daten werden über den String zur

Verankerung geführt. Von dort werden sie über *Verbindungskabel* in einer *Verzweigungsbox* gebündelt, die über das *Kabel zur Küste* mit einer Kontrollstation an Land verbunden ist. Über das Küstenkabel erfolgt auch die Stromversorgung der Module.

Die Verbindung der Kabel mit den Strings und der Verzweigungsbox wird durch ein *U-Boot* nach der Versenkung der Komponenten vor Ort durchgeführt.

Zur Positionsbestimmung der einzelnen Stockwerke wird u.a. ein akustisches System verwendet, bestehend aus drei Sendern (Transducern), die an bekannten Positionen rund um den Detektor angebracht sind und mehreren Empfängern (Hydrophonen) an jedem String - untergebracht in verschiedenen Stockwerken.

Eine weitere Zielsetzung der Kollaboration ist auch die Erforschung der Detektorumgebung - der Tiefsee. Deshalb wird mit dem Detektor ein *Instrumenten-String* versenkt. Dieser beherbergt neben Instrumenten, die zur Messung von für den Detektor notwendigen physikalischen Daten benötigt werden, auch Messgeräte, die Daten für die Meeresforschung liefern. Aber auch der Detektor selbst kann zur Erforschung der Tiefsee eingesetzt werden, so kann z.B. die Biolumineszenz - Licht, das durch Lebewesen ausgesendet wird - mit den PMs nachgewiesen und untersucht werden.

Abbildung A.1 zeigt eine künstlerische - nicht detailgetreue - Darstellung [47] des sich im Aufbau befindlichen Detektors mit Beschriftung der enthaltenen Komponenten und Angabe der jeweiligen Abstände.

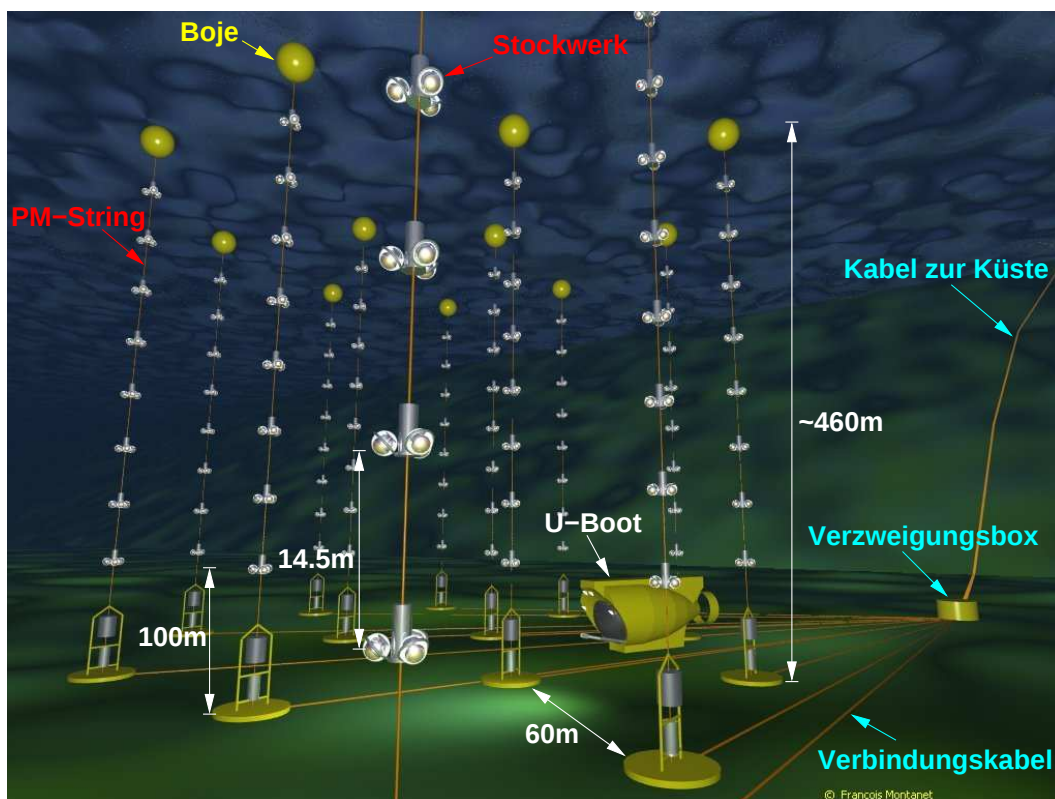


Abbildung A.1: Künstlerische Darstellung [47] des ANTARES Detektors mit Beschriftung der Komponenten und Dimensionsangaben. Es sind nur 8 der tatsächlich 25 Stockwerke pro String eingezeichnet, weshalb der reale Detektor etwa sechs mal so hoch wie in der Darstellung gezeigt ist.

A.2 Die Grundidee und der Aufbau des Modells

Um einem breiten Publikum den Aufbau und die Wirkungsweise des Detektors näherzubringen, aber auch um Detektorereignisse sichtbar zu machen und studieren zu können, wurde in der Erlanger ANTARES-Gruppe das Konzept eines funktionellen Modells (siehe Abb. A.2) entworfen, das in Folge dann auch gebaut wurde.

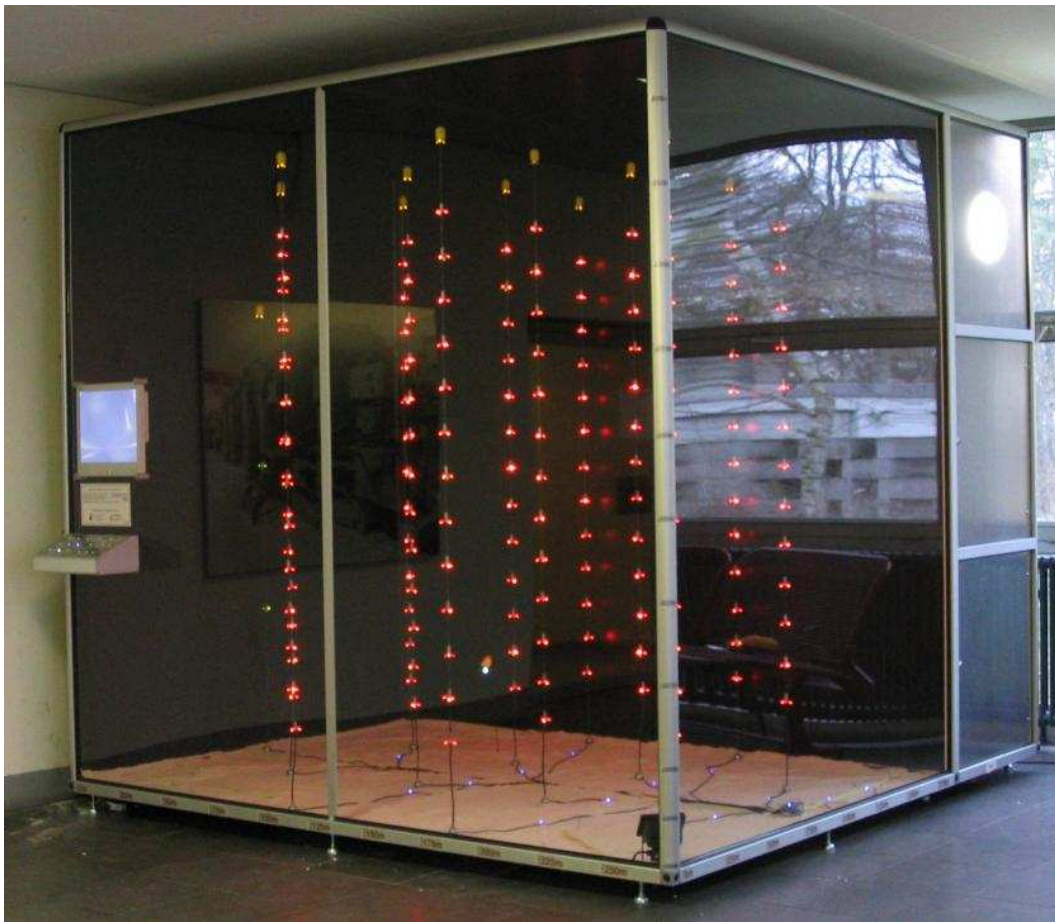


Abbildung A.2: Fotografie des ANTARES-Modells im Foyer des Instituts.

Die Nachstellung der Wirklichkeit sollte dabei auf zweierlei Weise geschehen. Einerseits sollte eine möglichst originalgetreue Miniatur des Detektors im Maßstab 1:100 entstehen. Hierbei mussten aufgrund der machbaren Dimensionen leichte Einschränkungen in Kauf genommen werden. So wurden anstatt der 25 Stockwerke pro String nur 13 realisiert und die Abstände zwischen der Verankerung und dem untersten Stockwerk bzw. dem obersten Stockwerk und der Boje gekürzt. Somit war es möglich, den dargestellten Teil des Modells in einem Gestell der Dimensionen $2.75 \times 2.00 \times 2.50 \text{ m}^3$ (B $\times$ T $\times$ H) zu realisieren; eine originalgetreue Darstellung im selben Maßstab wäre mehr als doppelt so hoch. Die einzelnen, wichtigsten Komponenten wurden miniaturisiert nachgebaut und an die entsprechenden Stellen platziert.

Andererseits sollte auch die Funktionsweise des Detektors realistisch darstellbar sein. Dabei wurde von der Idee ausgegangen, die aktiven Elemente des Detektors auch im Modell aktiv steuerbar und sichtbar zu machen. Im Detektor zeichnen die Photomultiplier das Licht, das durch geladene

Sekundärteilchen unter einer bestimmten Winkelverteilung emittiert wird, mitsamt dem Nachweiszeitpunkt auf. Dies wird in das Modell umgesetzt, indem die PMs durch Leuchtdioden (LEDs) ersetzt werden, die zu dem entsprechenden Zeitpunkt aufleuchten und dem Betrachter damit den Nachweis des Lichts an dieser Stelle des Detektors zu diesem Zeitpunkt vermitteln. Die Intensität des aufgezeichneten Lichtes wird dabei durch die Länge des Aufleuchtens der LEDs wiedergegeben. Um die Anzahl der anzusteuern Elemente nicht zu groß werden zu lassen, wurden die Stockwerke des Modells zwar mit je drei LEDs ausgestattet, um die Geometrie nachzustellen, diese wurden jedoch gemeinsam geschaltet. Somit sind noch 156 Kanäle anzusteuern.

Die Ansteuerung erfolgt über einen Computer, der elektronisch Schalter öffnet und schließt, die mit den LEDs verbunden sind. Dadurch lassen sich auch zusätzliche LEDs ansteuern, die zur Kenntlichmachung an anderen Detektorkomponenten angebracht sind. Diese sind farblich kodiert - siehe dazu Abschnitt A.3.

Das Modell ist in der Lage, Ereignisse nachzustellen, die mit auf die Detektorgeometrie angepassten Simulationsprogrammen erzeugt wurden, oder in Zukunft auch reale Detektorereignisse - jedoch auf die untere Hälfte des Detektors beschränkt. Diese werden im Modell-Computer gespeichert und können von dort abgerufen werden. Dabei wird der Ablauf jedoch zehnmillionenfach verlangsamt dargestellt, um den zeitlichen Verlauf, der sich normalerweise im Bereich von ns bis μ s abspielt, betrachten zu können.

Untergebracht ist das Modell in einer zweigeteilten Kabine mit den ungefähren Ausmaßen $3 \times 3 \times 2.5 \text{ m}^3$. Der vordere Teil beherbergt das eigentliche Modell und ist an zwei Seiten durch durchsichtige Scheiben einsehbar. Die undurchsichtigen Seiten und die Decke sind farblich der dunklen Meeresumgebung angepasst, der Boden mit sandbedecktem Stoff ausgelegt, der den Meeresboden nachstellt. Der hintere Teil ist von außen nicht einsehbar und enthält die nötige Elektronik.

Zur Steuerung des Modells durch den Betrachter ist an der Vorderseite ein Bedienfeld angebracht (siehe Abb. A.3), über dem ein Monitor hängt, der das gezeigte Ereignis grafisch darstellt.



Abbildung A.3: Fotografie des Bedienfeldes des ANTARES-Modells mit darüber angebrachtem Monitor zur Darstellung der im Modell angezeigten Ereignisse.

A.3 Die Bedienung und Ausstattung

Die Bedienung des Modells durch den Betrachter erfolgt über das außen angebrachte Bedienfeld - eine Fotografie ist in Abb. A.3 gezeigt, eine schematische Zeichnung in Abb. A.4.

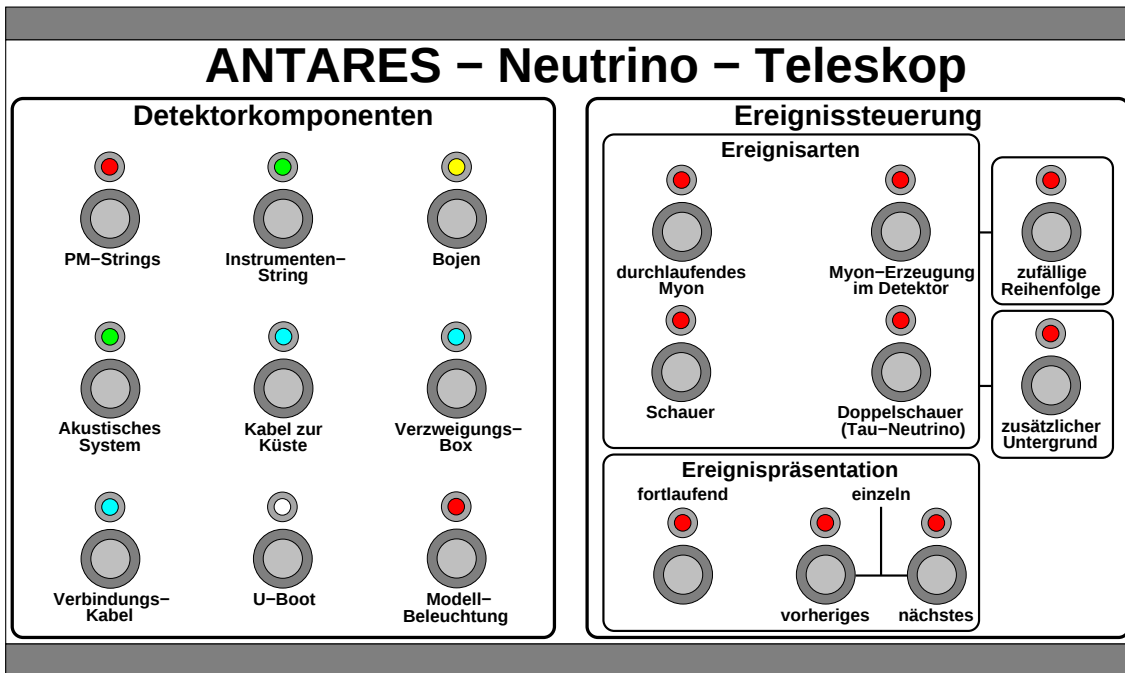


Abbildung A.4: Schematische Skizze des Bedienfeldes des ANTARES Modells. Über den beschrifteten Tastknöpfen sind farblich kodierte Leuchtdioden angebracht, die die gerade ausgeführte Funktion anzeigen.

Der linke Teil des Bedienfeldes dient der Ansteuerung der LEDs, die die *Detektorkomponenten* darstellen; diese wurden mit fünf verschiedenen Farben nach Kategorien geordnet. Durch Druck auf einen Knopf blinkt die dazugehörige Detektorkomponente im Modell zehn Sekunden lang, und gleichzeitig auch die gleichfarbige LED über dem Knopf.

In rot dargestellt sind die *PM-Strings*, der Druck des dazugehörigen Knopfes bewirkt das Aufleuchten aller Stockwerke im Modell. Grün dargestellt ist der oben beschriebene *Instrumenten-String*, der im Modell ebenfalls dargestellt ist, ebenso das *Akustische System* der Positionierung in den Stockwerken. Die Verkabelung ist mit blauen LEDs ausgestattet, ansteuerbar sind das *Kabel zur Küste*, die *Verzweigungsbox* und die *Verbindungskabel*. Mit einem weißen Suchscheinwerfer ausgestattet wurde das ebenfalls modellierte *U-Boot*, das den Aufbau des Detektors abschließt. Zudem wurde eine *Modell-Beleuchtung* eingebaut, um die Komponenten des Modells zu beleuchten, die sich somit genauer betrachten lassen.

Der rechte Teil des Bedienfeldes dient der *Ereignissteuerung* und wird im folgende Abschnitt erläutert.

A.4 Die Darstellung der Ereignisse

Bisher wurden im Modell die vier wichtigen verschiedenen Ereignisklassen abgespeichert, die typischerweise in einem Neutrino-Teleskop wie ANTARES vorkommen. Diese sind schematisch in Abb. A.5 gezeigt.

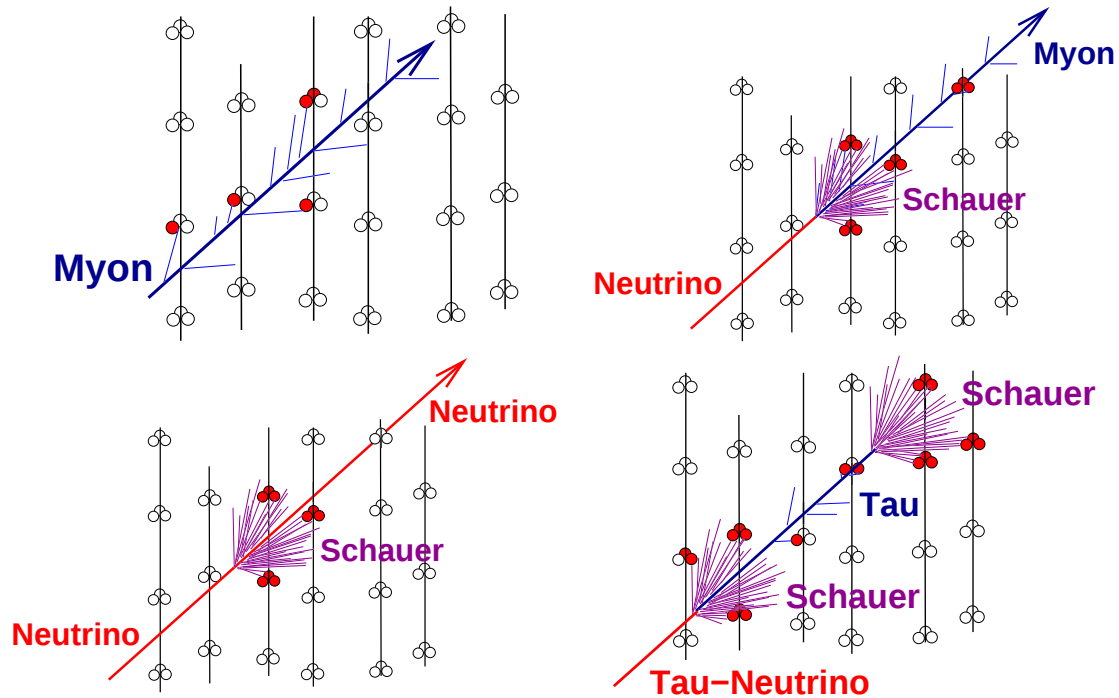


Abbildung A.5: Die vier Ereignisklassen im ANTARES-Modell, die im einzelnen im Text erklärt sind. Die Anordnung entspricht derjenigen auf dem Bedienfeld.

Das Ereignis links oben stellt ein durch den Detektor *durchlaufendes Myon* dar. Es wurde außerhalb des Detektors von einem Myonneutrino in einer geladenen Stromreaktion erzeugt und sendet in einem Winkel von 42° Čerenkov-Licht aus. Die PMs sind in der Abbildung durch Kreise dargestellt; wird eines von ihnen vom Čerenkov-Licht getroffen, so ist dies durch rote Markierung ersichtlich gemacht. Bei diesem Typ werden einzelne PMs in einem Stockwerk entlang der gesamten Spur getroffen.

Daneben wird die gleiche Neutrino-reaktion mit *Erzeugung eines Myons* dargestellt, die sich jedoch nun *im Detektor* abspielt. Dabei ist auch der Schauer erkennbar, den das Neutrino bei der Wechselwirkung erzeugt. Somit hat dieses Ereignis eine andere Signatur: man erkennt den Schauer durch viele PM-Treffer, die jedoch sehr lokal sind. Anschließend ist wieder die Myonspur auszumachen. Unten links ist eine neutrale Stromreaktion dargestellt; das Neutrino erzeugt im Detektor einen *Schauer*, der den Detektor wiederum lokal ausleuchtet; das Neutrino selbst fliegt mit niedrigerer Energie undetektiert weiter.

Rechts daneben ist die Wechselwirkung eines *Tauneutrinos* dargestellt, das in einer geladenen Stromreaktion einen Schauer und ein auslaufendes Tau erzeugt. Dieses zerfällt noch innerhalb des Detektors, weshalb sich noch ein Schauer ausbildet.

Aufgrund der unterschiedlichen Signaturen dieser Ereignisklassen lassen sie sich im Modell wie im realen Detektor auseinanderhalten.

Aufgerufen werden können die Ereignisse über die rechte Seite des Bedienfeldes unter *Ereignissteuerung* (Abb. A.4). Dabei kann ausgewählt werden, ob die Ereignisse aus einer Klasse *fortlaufend* oder *einzel*n dargestellt werden. Im ersten Fall werden alle gespeicherten Ereignisse aus der vorgewählten Klasse nacheinander abgespielt, im zweiten kann zwischen diesen per Knopfdruck hin und her gewechselt werden. Zudem kann eine *beliebige Reihenfolge* eingestellt werden, in der die angezeigten Ereignisse aus allen Klassen gemischt vorkommen, diese können wiederum fortlaufend oder einzeln durchschritten werden.

Zudem ist noch *zusätzlicher Untergrund* einprogrammiert, der den statistischen Untergrund im Detektor aufgrund von ^{40}K Zerfällen zu der Ereignispräsentation hinzufügt. Dieser ist unkorreliert und hat an jedem PM im Detektor eine Wiederholrate von ca. 50 kHz.

Die aktuellen Einstellungen sind wiederum durch LEDs über den Tastknöpfen angezeigt.

A.5 Die Reisen des Modells

Das Modell wurde im Jahr 2003 zur Langen Nacht der Wissenschaft in der Region Nürnberg-Fürth-Erlangen fertiggestellt und diente dort vor einem breiten Publikum der Erklärung und Veranschaulichung der Konzepte eines Neutrino-Teleskops.

Im November desselben Jahres wurde es in La Seyne Sur Mer bei Toulon, dem Sitz der ANTARES-Kontrollstation, bei deren offizieller Einweihung aufgebaut und dem Publikum aus Wissenschaftlern, Politikern und interessierten Laien vorgeführt.

Mittlerweile hat es seine - zumindest vorläufige - Endposition im Foyer des Physikalischen Instituts der Friedrich-Alexander-Universität gefunden, wo es bis jetzt voll funktionsfähig arbeitet.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Potential und Drucksignal - vereinfachtes Modell	11
1.2	Potential und Drucksignal - vereinfachtes Modell für den thermoakustischen Mechanismus	12
1.3	Potential und Drucksignal - vereinfachtes Modell für den Mikroblasen-Mechanismus	13
1.4	Potential und Drucksignal - vereinfachtes Modell für den Elektrostriktions Mechanismus	14
2.1	Simulierte Energiedeposition für 10 000 Protonen	20
2.2	Beispiel eines simulierten Schallsignals	21
2.3	Simulierte Schallsignale bei $z = 12$ cm an verschiedenen Positionen in x -Richtung	21
2.4	Simuliertes Schallsignal in der x - z -Ebene bei fester Zeit	22
2.5	Temperaturabhängigkeit des γ -Faktors	24
2.6	Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude	25
2.7	Abstandsabhängigkeit des simulierten Schallsignals	26
2.8	Emittierte Energie bei $z = 12$ cm	27
2.9	Simulierte Schallsignale bei $z = 2$ cm an verschiedenen Positionen in x -Richtung	28
3.1	Schematische Skizze des Teststandes	32
3.2	Simuliertes Schallsignal mit berechneten Reflexionen	34
3.3	Fotografie des Teststandes	35
3.4	Fotografie eines Kühlelements	36
3.5	Grafisches Frontend der Temperatursteuerungs-Software	37
3.6	Schematische Skizze des Beckens im Kühlmodus	38
3.7	Schematische Skizze des Beckens im Heizmodus	39
3.8	Grafische Darstellung einer Temperaturregelung	40
4.1	Fotografie der verwendeten Sensortypen	42
4.2	Schema der Wirkungsweise einer Piezokeramik	42
4.3	Schematischer Aufbau eines Hydrophons	43
4.4	Vergleich der aufgezeichneten Frequenzgänge der eingesetzten Hydrophone	45
4.5	Temperaturabhängiger Frequenzgang eines Hydrophons	46
5.1	Skizze der Experimentierhalle	52
5.2	Fotografie der Anordnung des Fluoreszenzschirms	53
5.3	Fotografie des Extraktionsprofils des Beschleunigers	57
5.4	Aufgezeichnetes zeitliches Extraktionsprofil	57
5.5	Dämpfung und Verzögerung eines Rechteckpulses in der Koaxialkabelstrecke	59

5.6	Rauschspektrum der kommerziellen Hydrophone	61
5.7	Rauschspektrum der Eigenbau-Hydrophone	61
5.8	Rauschspektrum mit und ohne Protonenstrahl	62
6.1	Skizze der Hydrophonanordnungen im Teststand	66
6.2	Vergleich der verwendeten Pulsenergien	70
7.1	Vergleich der Berechnungsstrategien für ein Spannungssignal	77
7.2	Fit eines Signals mit einer analytischen Funktion	78
7.3	Fit der Extrema eines Signals	79
7.4	Ausschnitt aus dem Fit des Maximums eines Signals	79
8.1	Elektromagnetische Einkopplung für verschiedene Pulsenergien	84
8.2	Elektromagnetische Einkopplung bei verschiedenen Hydrophonpositionen	84
8.3	Vergleich der Signale Messung - Simulation für das Hydrophon 1	86
8.4	Vergleich der Signale Messung - Simulation für das Hydrophon 2	87
8.5	Vergleich der Signale Messung - Simulation für das Hydrophon 3	88
8.6	Vergleich der Leistungsdichtespektren Messung - Simulation	90
9.1	Energieabhängigkeit (R_S und E_{SZ}) der Signalamplitude für M/A und D/B	93
9.2	Energieabhängigkeit (E_{FC}) der Signalamplitude für M/A und D/B	94
9.3	Vergleich der Energieabhängigkeiten der Signalamplitude und der Signaldauer für Hydrophon 1 und 2	95
9.4	Vergleich der Signale bei Variation der Extraktionszeit	96
10.1	Abstandsabhängigkeit des Zeitpunktes des Maximums für Hydrophon 1	98
10.2	Abstandsabhängigkeit des Zeitpunktes des Maximums für Hydrophon 2	98
10.3	Abstandsabhängigkeit der gemessenen Signalamplitude	99
10.4	Abstandsabhängigkeit der simulierten Signalamplitude	99
10.5	Abstandsabhängigkeit der Signaldauer	101
10.6	Zeitabschnitt um das Signals bei 15 °C	102
10.7	Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Amplituden von Signal und Reflexion	103
10.8	Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Dauer von Signal und Reflexion	104
10.9	Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude	105
10.10	Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude um 4.5 °C	105
10.11	Vergleich der Signale bei 2.5–6.5 °C	106
10.12	Vergleich der Signale bei 4.0–5.0 °C	107
10.13	Temperaturabhängigkeit der Signaldauer und des Zeitpunktes des Maximums	108
10.14	Temperaturabhängigkeit der Signalamplitude und die Erwartung	110
A.1	Künstlerische Darstellung des ANTARES-Detektors	122
A.2	Fotografie des ANTARES-Modells	123
A.3	Fotografie des Bedienfeldes des ANTARES-Modells mit Monitor	124
A.4	Schematische Skizze des Bedienfeldes des ANTARES-Modells	125
A.5	Ereignisklassen im ANTARES-Modell	126

Tabellenverzeichnis

4.1	Sensitivität der kommerziellen Hydrophone und des Transducers	47
5.1	Parameter der Energiekalibration	55
5.2	Rauschamplituden der Hydrophone	60
6.1	Verwendete Strahlprofile	68
6.2	Verwendete Pulsenergien	69
6.3	Schritte bei der Variation des Hydrophonabstands	71
6.4	Schritte bei der Variation der Wassertemperatur	72
9.1	Signaleigenschaften bei Strahldurchmessern M/A und M/B	91
9.2	Signaleigenschaften bei Strahldurchmessern D/A–D/C	92
9.3	Simulierte Signaleigenschaften bei Strahldurchmessern D/A – D/C	92

Literaturverzeichnis

- [1] The Nobel Foundation, www.nobel.se/physics/laureates/2002/
- [2] B.K. Lubshandorzhiev, Nucl. Instrum. Methods A **502** (2003) 145
- [3] P. Desiati for the AMANDA Collaboration, LANL Preprint astro-ph/0306536 (2003)
- [4] The ANTARES Collaboration, LANL Preprint astro-ph/9907432 (1999)
- [5] The NESTOR Collaboration, www.nestor.org.gr
- [6] The IceCube Collaboration, icecube.wisc.edu
- [7] The KM3NeT Collaboration, www.km3net.org
- [8] A.V. Butkevich, L.G. Dedenko et al., Phys. Part. Nucl. **29** (1998) 266
- [9] L.G. Dedenko, A.V. Furduiev et al., LANL Preprint astro-ph/9705189 (1997)
- [10] P.B. Price, Astropart. Phys. **5** (1996) 43
- [11] G.A. Askariyan, Sov. J. At. En. **3** (1957) 921
- [12] G.A. Askariyan, B.A. Dolgoshein et al., Nucl. Instrum. Methods **164** (1979) 267
- [13] G.A. Askariyan, Sov. Phys. JETP **31** (1956) 897
- [14] J.G. Learned, Phys. Rev. **19** (1979) 3293
- [15] I.A. Borshkovskii, Zh. Èksp. Teor. Fiz. **13** (1971) 546
- [16] I.A. Borshkovskii, V.D Volovik et al., Lett. Nuovo Cim. **12** (1975) 638
- [17] L. Sulak, T. Armstrong et al., Nucl. Instrum. Methods **161** (1979) 203
- [18] V.I. Albul, V.B. Bychkov et al., Instr. Exp. Tech. **44** (2001) 327
- [19] S.D. Hunter, W.V. Jones et al., J. Acoust. Soc. Am. **69** (1981) 1557
- [20] N.I. Vasilenko, A. Y. Medvedev et al., Sov. Phys. Acoust. **31** (1985) 424
- [21] Neutrino Astrophysics DESY-Zeuthen, www-zeuthen.desy.de/nuastro/
- [22] AMANDA @ Uppsala University, www3.tsl.uu.se/cph/frames/UppsalaGroup.html
- [23] The ANTARES Collaboration, antares.in2p3.fr

- [24] S. Kuch, *Aufbau eines Hydrophon-Teststands und vorbereitende Studien zur akustischen Detektion ultrahochenergetischer Neutrinos*, Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, 2003, (FAU-PI1-DIPL-03-002)
- [25] R. Ostasch, *Entwicklung einer Kalibrationsquelle für Hydrophone zur akustischen Detektion ultrahochenergetischer Neutrinos*, Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, 2004, (FAU-PI1-DIPL-04-001)
- [26] S.D. Hunter, W.V. Jones et al., J. Acoust. Soc. Am. **69** (1981) 1563
- [27] G.A. Askariyan and B.A. Dolgoshein, JETP Lett. **25** (1977) 213
- [28] L.D. Landau and E.M. Lifschitz, *Course of Theoretical Physics, Vol.6: Fluid Mechanics* (Pergamon Press, London, New York, Paris, Los Angeles, 1959)
- [29] The Geant4 Collaboration - S. Agostinelli, J. Allison et al., Nucl. Instrum. Methods A **506** (2003) 250
- [30] T. Karg, *in Vorbereitung*, Doktorarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg
- [31] H.J. Kretzschmar, Stoffwertsammlung - Technische Thermodynamik, Wärme- und Stoffübertragung, Interner report, FH Zittau/Görlitz, Fachbereich Maschinenwesen
- [32] National Physical Laboratory, www.npl.co.uk/npl/acoustics/tech-guides/soundpurewater
- [33] J. Vandenbroucke, G. Gratta and N. Lehtinen, LANL Preprint astro-ph/0406105 (2004)
- [34] Dostmann electronic, *Handmessgeräte der Serie P600*, www.dostmann-electronic.de, 2003
- [35] National Instruments Corp., *LabVIEW Users' Manual*, Austin, USA, 2001
- [36] P. Kollmannsberger, *Studien zur akustischen Detektion ultrahochenergetischer Neutrinos mit Hilfe des piezoelektrischen Effekts*, Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg, 2004
- [37] High Tech, Inc., home.att.net/~hightechinc/
- [38] K. Salomon, *in Vorbereitung*, Doktorarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg
- [39] S. Schwemmer, *in Vorbereitung*, Diplomarbeit, Univ. Erlangen-Nürnberg
- [40] LeCroy Corp., www.lecroy.com
- [41] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*, in *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996*, 1997, p. 81, See also root.cern.ch/
- [42] National Instruments Corp., *PCI E Series User Manual*, Austin, USA, 1999
- [43] The Svedberg Laboratory, www4.tsl.uu.se/tsl/tsl
- [44] Jan Blomgren, Uppsala Accelerator News **21** (2003) 6
- [45] D. Shoham, *Coaxial Cables Catalog - Specification Sheet* (TELDOR Wires & Cables Ltd., 1999)
- [46] National Instruments Corp., *LabVIEW Measurements Manual*, Austin, USA, 2001
- [47] F. Montanet, *CPPM/IN2P3/CNRS - Univ. Mediterranee*

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die diese Arbeit möglich gemacht haben; alle, die im Folgenden nicht namentlich aufgeführt sind, mögen dies verzeihen.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Uli Katz für die Vergabe dieses interessanten Themas und für die, zusammen mit Dr. Alexander Kappes, gewährte Unterstützung, Betreuung und Anleitung; sowie bei Timo Karg für die Simulations-Software, die den Vergleich zwischen Theorie und experimentellen Ergebnissen erst möglich machte.

Außerdem danke ich allen Mitgliedern der Akustik-Gruppe des Physikalischen Instituts für die angenehme Arbeitsatmosphäre, den befruchtenden Meinungsaustausch und so manche Hilfestellung. Besonders zu erwähnen sind die am Experiment Mitwirkenden Sebastian Kuch und Dr. Jürgen Höbl, sowie der Konstrukteur der Eigenbau-Hydrophone Philip Kollmannsberger.

Ganz herzlich danke ich auch den Akustik-Gruppen des Bereichs Neutrino-Astrophysik am DESY – Zeuthen und der Universität Uppsala für die gute Zusammenarbeit bei der Vorbereitung und der Durchführung des Experiments. Stellvertretend für alle Mitglieder seien hier Prof. Dr. Allan Hallgren, Dr. Rolf Nahnauer, Sebastian Böser und Jutta Stegmaier genannt.

Für die Hilfsbereitschaft und das Engagement während der Durchführung der Messungen am Beschleuniger danke ich allen Verantwortlichen, insbesondere Dr. Alexander Prokofiev für den schnell und kompetent durchgeführten Umbau des Strahlrohres.

Den gesamten Mitgliedern der Erlanger ANTARES-Gruppe danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre; dabei insbesondere auch Prof. Dr. Gisela Anton, die das Korreferat für diese Arbeit übernahm.

Weiter gilt mein Dank Klaus Kärcher und den Teams der Elektronikwerkstatt und der mechanischen Werkstatt des Physikalischen Instituts, die bei der Konstruktion und dem Bau der für die Messungen benötigten Apparate, aber auch des Modells, eine unschätzbare Hilfe darstellten.

Für das Korrekturlesen sowie die moralische Unterstützung während der Anfertigung dieser Arbeit danke ich Bettina Hartmann.

Mein besonderer Dank gilt meiner Familie, die mich bei meinem Studium stets mit vollem Einsatz unterstützt hat.

Erklärung

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

Erlangen, im Juli 2004

Kay Graf