

Technische Universität München  
Fakultät für Physik  
Lehrstuhl für Experimentelle Astroteilchenphysik



# Einfluss schneller Afterpulse auf die Detektion des Protonzerfalls in LENA

Abschlussarbeit im Bachelorstudiengang Physik

von

Thurid Mannel

Betreuer: Prof. Dr. L. Oberauer

Garching, den 25. Juli 2011



# Abstract

The next-generation liquid scintillator detector LENA (Low Energy Neutrino Astronomy) will extend our knowledge about neutrino physics and the postulated proton decay. LENA will be most sensitive to the decay channel  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ . The detection of the characteristic double-peak structure from the kaon and the myon of the subsequent decay will provide an excellent background rejection. The most critical background is atmospheric myon neutrinos scattering in the detector and producing kaons and myons. After ten years of running background free it is expected to increase the limit on the lifetime of the proton to  $\tau_p > 4 \cdot 10^{34}$  yrs (90% C.L.) [1].

The light detection using photomultipliers is affected by noise, amongst others by very fast afterpulses. These could fill up the valley between the two maxima which are characteristic for the signal of a proton decay. In this thesis a risetime analysis and a pulse-shape analysis searching for inflection points are performed on data sets from Monte Carlo simulations of the LENA detector. In order to determine the efficiency of these methods, data samples with and without very fast afterpulses are compared. Without afterpulses, the risetime analysis yields a background rejection of 7.2<sup>1</sup>, with a detection probability for the proton decay of 67.1%. Including afterpulses with a probability of 5% the rejection reduces to 6.1 and the probability to detect proton decays rises up to 67.6%. Without afterpulses the search for inflection points yields a background rejection of 15.1 with a detection probability for proton decays of 59.0%. Including the effect of afterpulses we obtain a background rejection of 14.7 and a fraction of 59.5% of identified proton decays. Both algorithms do not have the required background rejection for a significant improvement of the proton lifetime limit. In order to achieve a sufficient background rejection of about 10<sup>4</sup>, present methods have to be developed further, including their adaption to the effect of very fast afterpulses.

---

<sup>1</sup>meaning one per 7.2 background events is wrongly classified as proton decay



# Zusammenfassung

LENA (Low Energy Neutrino Astronomy), ein Flüssigszintillatordetektor der nächsten Generation, soll unser Wissen über Neutrinophysik und den Protonzerfall erweitern. Besonders sensitiv wird LENA auf den Zerfallskanal  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$  mit anschließendem Kaonzerfall sein, da man diesen gut über die charakteristische Doppelpeakstruktur identifizieren kann. Um innerhalb von 10 Jahren Laufzeit die Lebensdauer des Protons auf  $\tau_p > 4 \cdot 10^{34}$  a (90% C.L.) erhöhen zu können [1], wird eine exzellente Unterdrückung des Untergrunds benötigt.

Die zur Lichtdetektion genutzten Photomultiplier weisen unter anderen Störsignalen auch sehr schnelle Afterpulse auf, die potentiell das Tal zwischen den beiden Maxima des Protonzerfallssignals auffüllen könnten. Im Rahmen dieser Arbeit werden eine Anstiegszeitanalyse und eine Pulsformanalyse, die nach Wendepunkten im Signal sucht, auf ihre Effizienz ohne und mit sehr schnellen Afterpulsen untersucht. Vor der Applikation der Afterpulse weist die Anstiegszeitanalyse eine Untergrundunterdrückung von 7.2<sup>2</sup> auf, wobei noch 67.1% der Protonzerfälle gefunden werden. Mit Afterpulsen mit 5% Auftretswahrscheinlichkeit beträgt die Effizienz 6.8 bei 67.6% erkannten Protonzerfällen. Auch die Wendepunktsuche hat mit einer Unterdrückung des Untergrunds von 15.1 mit 59.1% identifizierten Protonzerfällen ohne sehr schnelle Afterpulse und mit Afterpulsen einer Unterdrückung von immer noch 14.7 bei 59.5% erkannten Protonzerfällen nicht die benötigte Effizienz. Um die erforderliche Untergrundunterdrückung von circa  $10^4$  zu erreichen, müssen beide Detektionsmechanismen weiterentwickelt werden, auch in Hinsicht auf ihre Anpassung an den Effekt der sehr schnellen Afterpulse.

---

<sup>2</sup>Das bedeutet, je 7.2 Untergrundsignale wird ein fälschlich als Protonzerfall identifiziertes Untergrundereignis gezählt



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	1
1.1 Theorie des Protonzerfalls und Nachweismöglichkeiten	1
1.2 Das LENA Projekt	3
1.2.1 Physikalische Ziele	3
1.2.2 Aufbau des Detektors	4
1.2.3 Photomultiplier	6
<b>2 Algorithmen zum Nachweis des Protonzerfalls</b>	11
2.1 Monte Carlo Simulation des LENA Detektors	11
2.2 Kritischer Untergrund für den Protonzerfall via $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$	13
2.3 Diskriminierung mittels Anstiegszeit (Risetime-Cut)	15
2.4 Diskriminierung mittels Wendepunktsuche	19
2.5 Vergleich des Risetime-Cuts mit der Wendepunktsuche	23
<b>3 Einfluss der schnellen Afterpulse auf die Detektion des Protonzerfalls</b>	25
3.1 Faltung der schnellen Afterpulse auf die Signale der Ereignisse	25
3.2 Einfluss auf die Detektion mit dem Risetime-Cut	26
3.3 Einfluss auf die Detektion mit der Wendepunktsuche	27
3.4 Vergleich des Einflusses auf die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Algorithmen	28
<b>4 Zusammenfassung und Ausblick</b>	31
<b>Literaturverzeichnis</b>	31



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Charakteristisches Signal des Zerfalls $p \rightarrow K^+\bar{\nu}$ . . . . .	3
1.2	Aufbau des LENA Detektors . . . . .	5
1.3	Schematischer Aufbau eines Photomultipliers . . . . .	7
1.4	Typisches Protonzerfallssignal in LENA . . . . .	8
1.5	Typisches Untergrundsignal in LENA . . . . .	10
2.1	Aufbau des LENA-Detektors in der Simulation . . . . .	12
2.2	Berechnung der Anstiegszeit . . . . .	15
2.3	Anstiegszeit der Protonzerfallssignale . . . . .	16
2.4	Anstiegszeit der Untergrundereignisse . . . . .	17
2.5	Verteilung der Anstiegszeiten für 20000 Protonzerfälle und Myon-Untergrundsignale . . . . .	18
2.6	Erkannte Protonzerfälle abhängig von der Schnittzeit des Risettime-Cuts	19
2.7	Beispiel eines Protonzerfallssignals samt erster und zweiter Ableitung	20
2.8	Vergleich der Klassifizierung von Protonzerfalls- und Untergrundereignissen in der Wendepunktsuche, abhängig von verschiedenen Steuerparametern . . . . .	21



# Tabellenverzeichnis

3.1 Übersicht der durch den Risetime-Cut erkannten Protonzerfälle ohne und mit sehr schnellen Afterpulsen . . . . .	26
3.2 Übersicht der durch die Wendepunktsuche erkannten Protonzerfälle ohne und mit sehr schnellen Afterpulsen . . . . .	27



# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Theorie des Protonzerfalls und Nachweismöglichkeiten

Da das Proton das leichteste Baryon ist, darf es in Theorien mit Baryonenzahl-Erhaltung nicht zerfallen und ist stabil. Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik erlaubt nur in Sonderfällen eine Baryonenzahlverletzung [2][3][4], dieser Effekt ist für den hier betrachteten Zerfall des Protons jedoch nicht relevant. Theorien, die über das Standardmodell hinausgehen, können baryonenzahlverletzende Wechselwirkungen enthalten, so dass die Möglichkeit für den Zerfall des Protons besteht. Potentielle Erweiterungen sind zum Beispiel die “Grand Unified Theories”(GUT), bei denen die elektroschwache und die starke Wechselwirkung bei sehr hohen Energieskalen zu einer Wechselwirkung vereinheitlicht werden [5]. Hierbei wird die  $SU(3)_{\text{strong}} \times SU(2)_{\text{weak}} \times U(1)_Y$  Symmetrie des Standardmodells eingebettet in eine größere Symmetrie, beispielsweise  $SU(5)$  oder  $SO(10)$ . Da die Teilchenmultipletts in solchen GUTs sowohl Leptonen als auch Quarks enthalten, treten in natürlicher Weise baryonenzahlverletzende Wechselwirkungen auf.

Betrachtet man die minimale  $SU(5)$  GUT, ist der favorisierte Kanal des Protonzerfalls

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+ \quad (1.1)$$

mit einer Lebensdauer von  $\tau_p = 10^{29}$  a [1]. Die besten experimentellen Untergrenzen für diesen Kanal stammen von Super-Kamiokande, einem 50kt Wasser-Tscherenkow-Detektor in Japan, der in diesem Kanal bisher keinen Protonzerfall beobachten konnte. Die Lebensdauer des Protons muss aufgrund dieser Messungen größer als  $8.2 \cdot 10^{33}$  Jahre sein [6][7]. Höhere Lebensdauern von  $\tau_p = 10^{(32 \pm 1)}$  a werden für  $SO(10)$  GUTs erwartet [8], bei deren supersymmetrischer Erweiterung sogar bis zu  $\tau_p = 10^{(34 \pm 0.5)}$  a [8]. Für minimale supersymmetrische Theorien basierend auf  $SU(5)$  sind die bevorzugten Zerfallskanäle des Protons [9]

$$p \rightarrow K^+ \bar{\nu}, \pi^+ \bar{\nu}, K^0 e^+, K^0 \mu^+, \pi^0 e^+ \quad (1.2)$$

---

<sup>1</sup>Y steht für die Hyperladung, die so gewählt wird, dass der in  $SU(2)_{\text{weak}} \times U(1)_Y$  enthaltene elektromagnetische Anteil richtig beschrieben wird.

wobei bei den meisten Theorien der Kanal

$$p \rightarrow K^+ \bar{\nu} \quad (1.3)$$

mit einer Lebensdauer von  $\tau_p = 10^{33} - 10^{34}$  a dominiert [9] [10] [11] [12].

Die Energie des freiwerdenden Kaons liegt unter der Tscherenkow-Schwelle, weshalb dieser Zerfall in einem Wasser-Tscherenkow-Detektor nicht zu beobachten ist. In einem Flüssigszintillatordetektor kann man hingegen die kinetische Energie des Kaons detektieren.

Ein sich momentan in der Entwicklungsphase befindlicher Flüssigszintillatordetektor der nächsten Generation ist LENA ("Low Energy Neutrino Astronomy"), welcher auch im Zentrum der vorliegenden Arbeit steht. LENA wird mit einer Targetmasse von 50kt in der Lage sein, die Sensitivität für den Protonzerfall im Zerfallskanal (1.3) signifikant gegenüber früheren Experimenten zu erhöhen. Nutzt man PXE (Phenyl-o-Xylylethan) als Szintillator, befinden sich  $1.6 \cdot 10^{34}$  Protonen im Targetvolumen [1]. Beobachtet man in diesem Fall in 10 Jahren Laufzeit ohne Untergrund keinen Protonzerfall, würde dies die Untergrenze der Lebensdauer auf  $\tau_p > 4 \cdot 10^{34}$  a erhöhen [13].

Zerfällt das Proton über Kanal (1.3), so wird man in LENA als Signal<sup>2</sup> eine Doppelpeakstruktur, wie sie in Abbildung 1.1 dargestellt ist, detektieren. Das Kaon aus dem Protonzerfall zerfällt zu 63.3% in

$$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \quad (1.4)$$

und zu 21.13% in

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \quad (1.5)$$

[14]. Das Kaon deponiert seine kinetische Energie im Szintillator und zerfällt mit einer Lebensdauer von  $\tau_{K^+} = 12.8$  ns [14] in Tochterteilchen, die wiederum im Szintillator abgebremst werden.

Entstehen beim Kaonzerfall  $\pi^+$  und  $\pi^0$  wird der zweite Peak durch die Energiedeposition des  $\pi^+$  sichtbar. Das  $\pi^0$  zerfällt mit  $\tau_{\pi^0} = 8.4 \cdot 10^{-17}$  s [14] zu 98.8% [14] in zwei Photonen, welche ihre Energie gleichzeitig mit dem  $\pi^+$  im Detektor deponieren. Die Energiedeposition des  $\pi^+$  und der beiden Photonen lässt sich nicht voneinander trennen. Das  $\pi^+$  zerfällt erst nach 26 ns [14] in 99.99% der Fälle in ein Myon und sein Neutrino [14]. Da die kinetische Energie des Myons wegen der geringen Massendifferenz nur höchstens 34 MeV betragen kann, wird seine Energiedeposition nicht immer als deutlicher Peak wahrgenommen. Der Zerfall des Myons in ein Elektron nach  $\tau_\mu = 2.2$  ms ergibt einen weiteren Peak.

---

<sup>2</sup>Mit Signal wird im Folgenden die Anzahl nachgewiesener Photonen, also Photoelektronen, über die Zeit bezeichnet.

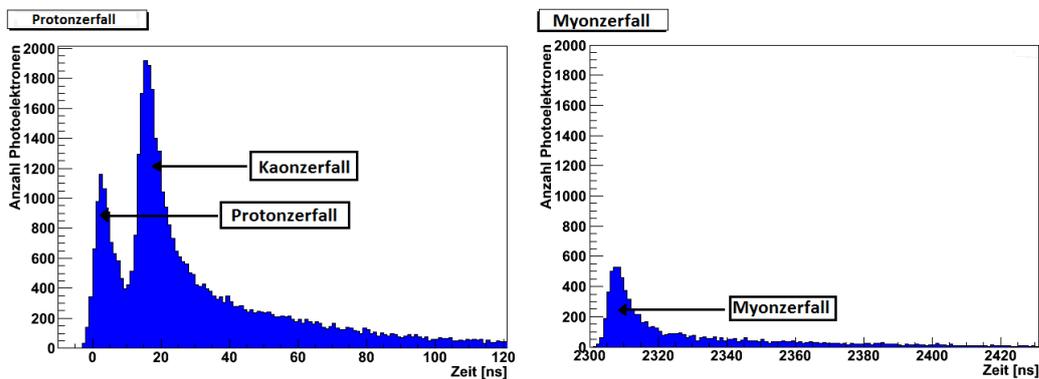


Abbildung 1.1: Charakteristisches Signal des Zerfalls  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ , mit anschließendem Kaonzerfall  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  und Myonzerfall  $\mu^+ \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$

Die gleiche Pulsform ergibt sich für den Kanal (1.4). Das Myon gibt seine gesamte kinetische Energie an den Szintillator ab und erzeugt dadurch das zweite Maximum des Signals. Nach  $\tau_\mu = 2.19 \mu\text{s}$  [14] zerfällt es in ein Elektron, welches seine kinetische Energie im Szintillator deponiert. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur der zuletzt beschriebene Kanal (1.4) untersucht werden. Da sich die Pulsformen der möglichen Zerfallskanäle gleichen, werden sich die Ergebnisse aber auf den zweiten Kanal übertragen lassen können.

Für die möglichst effiziente Detektion des Zerfalls ist es wichtig, die beiden ersten Peaks gut auflösen zu können. Elektronische Artefakte der Photomultiplier, so genannte schnelle Afterpulse, können allerdings ebenfalls in betreffendem Zeitfenster auftreten, was die Erkennung der Maxima erschweren könnte. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit soll daher der Einfluss dieser schnellen Afterpulse auf die Effizienz der Detektion des Protonzerfalls im Zerfallskanal  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$  untersucht werden.

## 1.2 Das LENA Projekt

### 1.2.1 Physikalische Ziele

LENA bietet als Flüssigszintillatordetektor eine besonders gute Energieauflösung im niederenergetischen Bereich und eine sehr niedrige Energieschwelle. Dies erlaubt die genauere oder erstmalige Untersuchung aktueller Fragestellungen in den Gebieten der Teilchenphysik, Neutrinoastronomie und Kosmologie.

In der Teilchenphysik bietet LENA die Möglichkeit, neue Grenzen für die Lebensdauer des Protons ermitteln zu können, sowie präzisere Messungen des Mischungswinkels  $\Theta_{13}$ <sup>3</sup> durchzuführen. Auch die CP-verletzende Phase und die Neutrino-

<sup>3</sup> beziehungsweise die Ermittlung einer niedrigeren Obergrenze von  $\Theta_{13}$

Massenhierarchie sollen mit LENA und der Hilfe eines künstlichen Neutrinostrahls bestimmt werden können. Dabei hilft insbesondere, dass auch mit Flüssigszintillatordetektoren eine Spurrekonstruktion durchgeführt werden kann, was erst vor wenigen Jahren erstmals untersucht wurde [15] [16].

Auf dem Feld der Neutrinoastronomie soll LENA, dank der geringen Energieschwelle, eine erste Messung des diffusen Supernova-Neutrinohintergrunds aus Supernovae aus anderen Galaxien durchführen und genauere Analysen der Oszillation von atmosphärischen Neutrinos ermöglichen. Messungen solarer Neutrinos werden Erkenntnisse über den Metallgehalt der Sonne und die Zeitabhängigkeit der Fusionsprozesse liefern.

Die Untersuchung der Geoneutrinos ist eine weitere Anwendung, die von der geringen Energieschwelle von LENA profitiert. Über Neutrinos aus dem Erdinneren können Informationen über den Gehalt radioaktiver Elemente in unserer Erde und den Anteil radioaktiver Zerfälle am Wärmefluss aus der Erde gewonnen werden.

Die Suche nach Dunkle-Materie-Teilchen könnte ebenfalls von LENA profitieren. Werden bei ihrer Annihilation Neutrinos freigesetzt, könnte man diese in LENA detektieren.

Eine ausführlichere Beschreibung der technischen und physikalischen Aspekte des LENA Detektors sind in dem Whitepaper dieses Projekts [1] zu finden.

### 1.2.2 Aufbau des Detektors

Mit Borexino und KamLAND existieren bereits zwei erfolgreich operierende Flüssigszintillatordetektoren. LENA kann von dem dort bereits gesammelten Wissen profitieren und die Technologie auf einen größeren Detektor übertragen. Flüssigszintillatordetektoren besitzen eine viel geringere Energieschwelle als Wasser-Tscherenkow-Detektoren, da die Teilchen keine relativistischen Energien besitzen müssen, um ein Signal zu erzeugen.

Szintillatoren sind Materialien, die beim Durchgang von geladenen Teilchen oder  $\gamma$ -Strahlung angeregt werden und beim Relaxieren Photonen emittieren. Über die Zahl der emittierten Photonen kann auf die im Szintillator deponierte Energie zurückgeschlossen werden. Als Szintillator für LENA kommt entweder LAB (Lineares Alkylbenzol) oder PXE (Phenyl-o-Xylylethan mit einer Beimischung nicht szintillierenden Dodekans) in Frage. Dabei wird vor allem nach Lichtausbeute pro deponierter Energie und Zeitverhalten entschieden. Zusätzlich soll der Szintillator im Wellenlängenbereich, in dem Photonen emittiert werden, möglichst wenig Absorption und Streuung aufweisen. Dazu werden dem Szintillator zwei Wellenlängenschieber, PPO und bisMSB, beigefügt, die das emittierte Licht absorbieren und mit längeren Wellenlängen reemittieren. Die zu verwendenden Photosensoren müssen das resultierende Wellenlängenspektrum möglichst gut detektieren können.

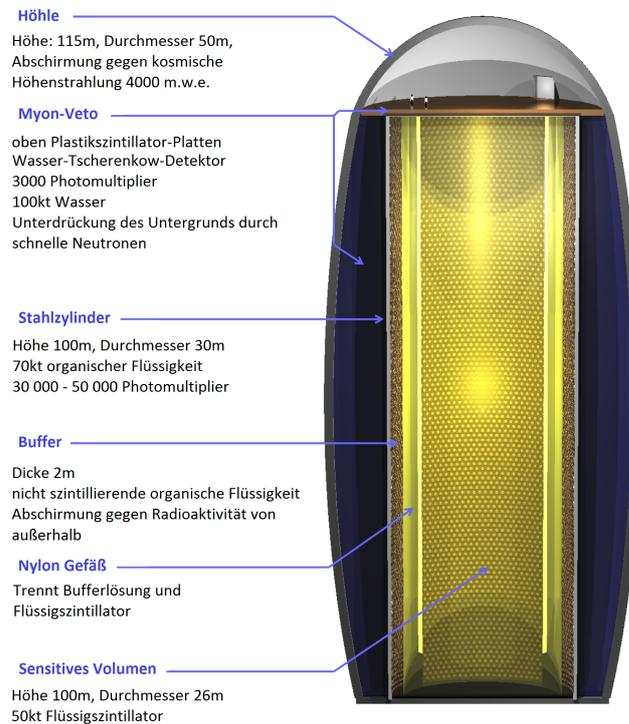


Abbildung 1.2: Aufbau des LENA Detektors, aus [17], durch die Autorin ins Deutsche übertragen

Als Standort für LENA ist ein Untergrundlabor mit circa 4000 mwe (meters water equivalent) Abschirmung nötig. Der Grund hierfür liegt in der dadurch erreichten Unterdrückung von Myonen, die durch Reaktionen kosmischer Teilchen beim Eintritt in die Erdatmosphäre erzeugt werden. Favoriten der Standortwahl sind das französische Untergrundlabor LSM (Laboratoire Souterrain de Modane) in Fréjus und eine Mine in Pyhäsalmi, Finnland.

In Abbildung 1.2 ist der geplante Aufbau des LENA Detektors dargestellt. Die ineinanderschachtelung der Detektorbestandteile ermöglicht dem Detektor Selbstabschirmung gegen Untergrund. Dies ist nötig, da in dem den Detektor umgebenden Gestein Spuren radioaktiver Isotope enthalten sind und durch Spallation atmosphärischer Myonen an Atomkernen dort Neutronen freigesetzt werden können, die bis in den Detektor gelangen können. Um direkte Treffer des Detektors durch Myonen zu registrieren und als Untergrund klassifizieren zu können, ist der eigentliche Detektor von einem sogenannten Myon-Veto umgeben. Dieses besteht aus einem Wasser-Tscherenkow-Detektor aus 100kt Wasser und 3000 Photomultipliern um den Detektor herum und auf der Oberfläche aus Plastiksintillator-Platten.

Innerhalb des Myon-Vetos befindet sich ein zylindrischer Stahltank von 100 Meter Höhe und 30 Meter Durchmesser. Er fasst 70kt organische Flüssigkeit und 30% seiner Oberfläche wird von Lichtdetektoren abgedeckt. Bei Photomultipliern mit 8" Durchmesser entspräche das 45000 Photomultipliern.

Im Inneren des Stahltanks befindet sich in den äußeren zwei Metern des Durchmessers ein so genannter Buffer, als zusätzliche Abschirmung gegen Untergrund. Er besteht aus Flüssigszintillator, dem ein Quencher beigemischt ist. Ein Quencher absorbiert Licht, relaxiert aber nicht radiativ, so dass Photonen von Ereignissen im Bereich des Buffers nicht bis zu den Lichtsensoren gelangen können.

Der innerste Bereich im Zentrum des Detektors, das sensitive Volumen, wird durch ein Nylon-Gefäß vom Buffer getrennt und ist mit organischem Flüssigszintillator gefüllt, dem Wellenlängenschieber beigefügt wurden.

Um untergrundfrei messen zu können wird je nach Eindringtiefe des Untergrunds, von dem die Signale unterschieden werden müssen, ein imaginäres Vertrauensvolumen im Zentrum des sensitiven Volumens definiert, das so genannte "fiducial volume". Ein für Protonzerfälle gefährlicher Untergrund sind atmosphärische Myon-Neutrinos, die im Detektor durch eine CC-Reaktion in Myonen umgewandelt werden. Da Myon-Neutrinos nicht abgeschirmt werden können, füllt das Vertrauensvolumen in diesem Fall den gesamten mit Szintillator gefüllten Raum aus.

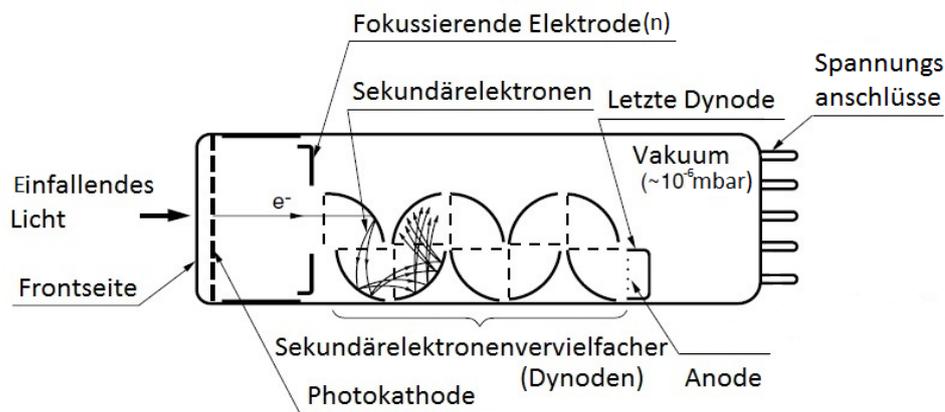
Weiterführende Informationen über den Aufbau des Lena Detektors finden sich im Whitepaper des Projektes [1].

### 1.2.3 Photomultiplier

Die Lichtdetektion in LENA soll voraussichtlich über Bialkali-Photomultiplier geschehen. In Abbildung 1.3 ist der Aufbau eines Photomultipliers skizziert. Die Frontfläche eines Photomultipliers ist mit einer Metallverbindung bedampft, aus der Photonen schon mit geringen Energien Elektronen herauslösen können (photoelektrischer Effekt). Die aus dieser Photokathode herausgeschlagenen Photoelektronen werden dann durch die angelegten elektrischen Felder im Innern des Photomultipliers beschleunigt und in einen Sekundärelektronenvervielfacher geleitet. Dieser besteht aus sukzessive angeordneten Dynoden, zwischen denen die Spannung anwächst. Durch diese Beschleunigung sind die Elektronen in der Lage, an der nächsten Dynode mehrere Sekundärelektronen herauszuschlagen und so einen Elektronenschauer zu produzieren, der am Ende ein messbares Spannungssignal abgibt.

Bei der Umwandlung eines Photons in ein messbares elektrisches Signal können verschiedene Effekte zu ungewollten Signalen führen, die als "Dark Noise" und Afterpulse bezeichnet werden. Die nachfolgenden Erklärungen der unterschiedlichen Effekte stammen aus [19] und [20].

"Dark Noise" sind Spannungspulse, die auch ohne ankommende Photonen produziert werden. Diese werden vor allem durch die thermische Emission von Elektronen aus



THBV3\_0201EA

Abbildung 1.3: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers, aus [18], durch die Autorin ins Deutsche übertragen

der Kathode oder den ersten Dynoden hervorgerufen, aber auch Radioaktivität im oder nahe beim Photomultiplier sowie Leckströme, die durch die Glashülle des Detektors zur Kathode fließen, können Auslöser sein.

Afterpulse sind zusätzliche Signale, die mit unterschiedlichen Verzögerungen nach einem eigentlichen Signal auftreten.

Langsame Afterpulse werden durch ionisierte Gasatome im Photomultiplier erzeugt. Dabei gelten zwei Effekte als mögliche Ursachen: Ist ein Photon eingetroffen und hat einen Elektronenschauer ausgelöst, kann es einmal passieren, dass in den hinteren Dynoden aufgrund der hohen Elektronendichte ein Elektron ein Gasatom des Restgases im Photomultiplier ionisiert. Zum anderen kann ein Photoelektron eines der an der ersten Dynode adsorbierten Gasatome herausschlagen und dabei ionisieren. Das Ion ist viel schwerer als die Elektronen und trägt die entgegengesetzte Ladung. Es driftet deshalb langsam zur Kathode und schlägt dort einige Elektronen heraus. Diese werden auf die Dynodenkette fokussiert und erzeugen ein um ungefähr 200 ns bis 10  $\mu$ s verzögertes Signal. Die Detektion des Zerfalls  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$  wird durch diesen Effekt nicht gefährdet, da der Doppelpack nicht breiter als einige zehn Nanosekunden ist.

Problematischer sind schnelle Afterpulse. Ein möglicher Erzeugungsmechanismus hierfür ist Bremsstrahlung der Elektronen in der Atomhülle von Atomen im Dynodenmaterial an den letzten Dynoden. Tritt ein Elektron in die Atomhülle ein, so wird es durch das elektrische Feld des Kerns oder der Elektronen gebremst

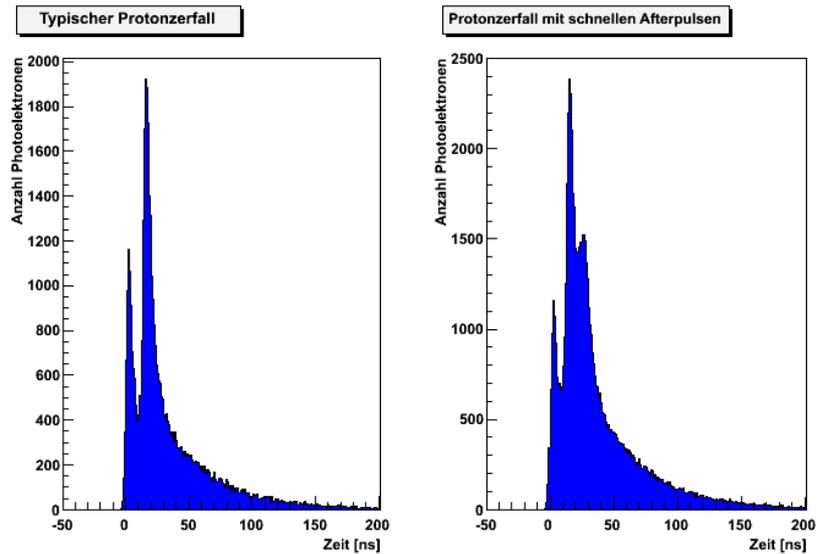


Abbildung 1.4: Typisches Protonzerfallssignal in LENA ohne Afterpulse (links) und für den Extremfall sehr häufiger und sehr schneller Afterpulse (rechts, gaussförmige Afterpulse mit Mittelwert  $x_0 = 10$  ns,  $\sigma = 2.5$  ns und einer Auftrittswahrscheinlichkeit von 50%)

und gibt Energie durch Emission von Photonen ab. Gelingt es einem dieser Photonen, wieder zur Photokathode auf der Front des Photomultipliers zu gelangen und genügt seine Energie, ein Photoelektron herauszuschlagen, so erzeugt es einen zweiten Teilchenschauer nach dem eigentlichen Signal. Die Verzögerungszeit beträgt dabei 30 bis 60 Nanosekunden und hängt von der Länge der Dynodenkette und der Driftzeit von der Kathode zur ersten Dynode ab. Diese Form der Afterpulse dürfte allerdings in den meisten Fällen zu langsam sein, um das charakteristische Tal des Protonzerfalls zu verwischen.

Es treten allerdings auch sehr schnelle Afterpulse in einer Zeitskala von 5 bis 15 Nanosekunden Verzögerung auf, welche die Effizienz der Detektion des Protonzerfalls herabsetzen könnten. Wie diese Art Afterpulse entstehen, muss noch genauer untersucht werden. Ein erster Erklärungsansatz wäre aber eine teilweise elastische Streuung des Photoelektrons an der ersten Dynode. Der zur Photonendetektion erwünschte Primärpuls wird zuerst wie normalerweise durch inelastische Streuung in der ersten Dynode, welche Sekundärelektronen freisetzt, erzeugt. Es wird allerdings nicht die gesamte kinetische Energie in Sekundärelektronen umgewandelt, da das Photoelektron elastisch Richtung Kathode gestreut wird. Durch die anliegenden elektrischen Felder wird es auf die erste Dynode zurückbeschleunigt und trifft einige

Nanosekunden später ein zweites Mal auf die erste Dynode auf und erzeugt damit einen zweiten Elektronenschauer.

In Abbildung 1.4 ist ein typisches für einen Protonzerfall erwartetes Signal in LENA links ohne schnelle Afterpulse und rechts für den Extremfall sehr häufiger und sehr schneller Afterpulse gezeigt. Als Verteilungsfunktion wurde dabei eine um  $x_0 = 10$  ns zentrierte Gaussfunktion mit  $\sigma = 2.5$  ns der Form

$$f_{\text{Gauss}} = N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma^2}} \quad (1.6)$$

und einer Gesamtwahrscheinlichkeit für Afterpulse von 50% angenommen. Man erkennt eine deutliche Auffüllung des Tals zwischen Protonzerfall und Kaonzerfall und eine Erhebung auf der Flanke des zweiten Peaks. Realistischerweise dürften die Wahrscheinlichkeiten allerdings viel geringer sein und im Bereich um 5% liegen. Die Verwischung des Tals und die Veränderung der abfallenden Flanke sind damit erheblich geringer als in Abbildung 1.4 gezeigt. Trotzdem besteht die Gefahr, das Tal nicht erkennen zu können. Zerfällt das Kaon beispielsweise schnell, werden nur wenige Photonen emittiert bevor die Energiedeposition des Myons durch weitere Photonemission den restlichen Verlauf des Pulses des Kaons verdeckt.

Kann man die beiden Peaks nicht mehr von einander trennen, so ist die Unterscheidung zwischen Untergrund und Protonzerfall mittels Pulsformanalyse nicht möglich. Wechselwirkt beispielsweise ein Neutrino mit Materie im Detektor, so wird unter anderem ein Myon frei, welches seine kinetische Energie im Detektor deponiert. Das resultierende Signal stellt einen einzigen Peak dar. Ein typisches Untergrundsignal für die Analyse des Protonzerfalls in LENA ist in Abbildung 1.5 links dargestellt. Würde jeder zweite Puls gemäß Verteilung (1.6) einen schnellen Afterpuls hervorrufen, würde das detektierte Signal des Untergrunds wie in Abbildung 1.5 rechts höher und breiter werden. Deswegen wird der Einfluss der sehr schnellen Afterpulse auf die Detektion des Protonzerfalls im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

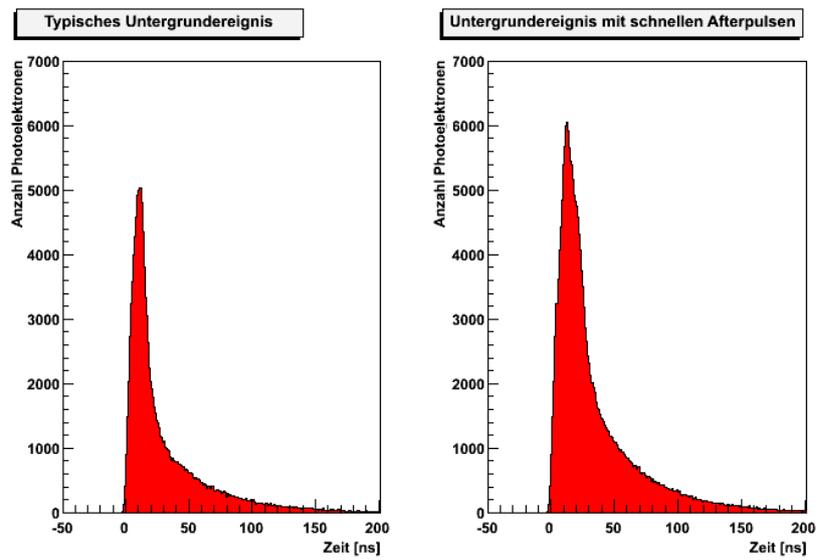


Abbildung 1.5: Typisches Untergrundsignal in LENA ohne Afterpulse (links) und für den Extremfall sehr häufiger und sehr schneller Afterpulse (rechts, gaussförmige Afterpulse mit Mittelwert  $x_0 = 10$  ns,  $\sigma = 2.5$  ns und einer Auftrittswahrscheinlichkeit von 50%)

# Kapitel 2

## Algorithmen zum Nachweis des Protonzerfalls

### 2.1 Monte Carlo Simulation des LENA Detektors

Um schon vor dem Bau des Detektors LENA einen Eindruck von der Signalf orm des Protonzerfalls und ihrer Unterscheidbarkeit von dem immer vorliegenden Untergrund zu erhalten, wurde eine Monte Carlo Simulation basierend auf der Geant4 C++ Bibliothek für den Detektor entworfen. Die originale Version stammt von Teresa Marrodán und wurde von Jürgen Winter und Randolph Möllenberg weiterentwickelt. Eine etwas ältere Version der Simulation wird in [21] beschrieben.

Die Simulation benötigt Eingangsparameter für den Aufbau des Detektors, die Erzeugung der ersten Zerfallsprodukte und die Wechselwirkungen der erzeugten Teilchen im Detektor.

Der ineinandergeschachtelte Aufbau ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Von Außen nach Innen befinden sich das 2 m dicke Myon-Veto aus Wasser, der 4 cm dicke Stahltank und die 2 m dicke Pufferlösung. Im Innern von LENA befindet sich der Szintillator in einem Nylon-Gefäß, welches 100 m hoch ist und 26 m Durchmesser besitzt. Wie bereits in Kapitel 1.2.2 beschrieben, ist das “fiducial volume” für den Protonzerfall via Kanal (1.3) gleich dem gesamten Szintillatorvolumen.

In der Simulation wird LAB (Lineares Alkylbenzol,  $C_{18}H_{30}$ ) als Szintillator angenommen. Die Absorptionslänge wurde auf 20 m, die Streulänge für Rayleigh-Streuung auf 40 m und für isotrope Streuung auf 60 m und der Brechungsindex auf 1.484 gesetzt. Diese Werte werden für alle Wellenlängen verwendet. Die schnelle Zeitkonstante des Szintillators wird auf  $\tau_s = 3.7$  ns gesetzt und ist für 72% der Photonen ausschlaggebend. Für die restlichen 28% wird die Emissionszeit mit einer langsameren Zeitkonstante  $\tau_l = 31$  ns berechnet. Die Lichtausbeute pro MeV Energie beträgt 10000 freigesetzte Photonen. Tatsächlich ist in der Simulation die gesamte Wand des Stahltanks sensitiv für Photonen. Um den geplanten 30% Abdeckung im Detektor und der Nachweiseffizienz von Photomultipliern von etwa 20% gerecht zu werden, wurde deshalb die Lichtausbeute angepasst und beträgt  $0.3 \cdot 0.2 \cdot 10000 = 600$  Photonen pro MeV. Lichtkonzentratoren, so genannte Winston Cone’s, sind nicht implementiert.

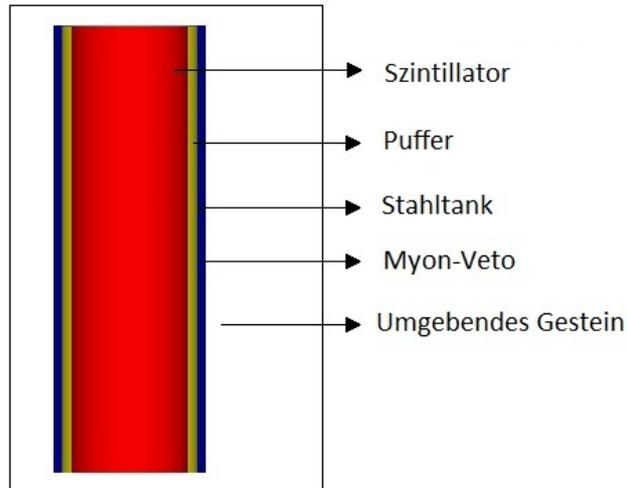


Abbildung 2.1: Aufbau des LENA-Detektors in der Simulation, entnommen aus [21], durch die Autorin ins Deutsche übertragen

Die Zeitgenauigkeit der Photoelektronen wird durch eine Gaussverteilung mit einer Breite von  $\sigma = 1.4 \text{ ns}$  modelliert. Die Breite setzt sich aus der Zeitauflösung der Photomultiplier von  $\sigma = 1 \text{ ns}$  und der Unsicherheit der Spurrekonstruktion von  $\sigma = 1 \text{ ns}$  zusammen. Die Spurrekonstruktion berechnet den Ausgangspunkt von jedem Ereignis. Ist dieser Punkt bekannt, wird die Flugzeit der Photonen korrigiert: Für Photonen, die von weiter entfernten Photomultipliern detektiert werden, ist mehr Zeit zwischen Emission und Detektion verstrichen, als für solche, die vom nächstgelegenen Photomultiplier nachgewiesen werden. Diese Zeitunterschiede werden ausgeglichen, was zu einer klareren und reproduzierbareren Signalförmung führt.

Für diese Arbeit wurden nur Protonzerfälle ruhender Protonen im Zentrum des Detektors simuliert. Zerfielen das Proton am Rand des Detektors, würden die nachgewiesenen Photonen auf ihrem Weg zu den nächstgelegenen Photomultipliern kaum gestreut worden sein. Die Photonen, deren Nachweisort am weitesten entfernt liegt, wurden mehrfach gestreut und geben somit keine Informationen mehr über den Ort des Ereignisses oder dessen zeitlichem Verlauf. Die Signalförmung verwischt, je mehr Strecke die Photonen eines Ereignisses im Szintillator zurücklegen müssen. Durch Simulationen zeigt sich, dass Ereignisse im Zentrum des Detektors am meisten verwischt sind. Da die Pulsformanalysen auch für diesen Extremfall funktionieren müssen, wurde in dieser Arbeit nur der Zerfall des Protons im Zentrum des Detektors analysiert. Alle beim Protonzerfall entstehenden Kaonen besitzen die gleiche Impulsrichtung, ihre Zerfallsprodukte bewegen sich aber in einem mit der Impulsrichtung des Kaons mitbewegten System in isotrop verteilte Richtungen.

Die Teilchen können jeglicher Wechselwirkung im Detektor unterliegen, schwach, stark oder elektromagnetisch. Die Gravitation spielt für die hier betrachteten Energie- und Längenskalen keine Rolle. Geladene Teilchen deponieren ihre Energie durch Stöße im Szintillator oder geben sie durch Tscherenkow-Licht ab und zerfallen mit den Lebensdauern, die durch die Particle Data Group vorgegeben werden. Der Szintillationsmechanismus wurde dem Quenching-Effekt angepasst, Teilchen mit hoher Ionisationsdichte haben eine geringere Lichtausbeute pro deponierter Energie, was phänomenologisch mit der Birks-Formel beschrieben werden kann. Durchquert ein Ion den Szintillator gibt es nicht nur Energie durch Anregung des Szintillators ab, sondern kann auch Ionen-Elektronen-Paare erzeugen. Daraus resultieren weniger angeregte Szintillatormoleküle, weswegen weniger Photonen emittiert werden. Für diese Arbeit wurden 5000 Protonzerfälle und 5000 Untergründereignisse simuliert. Eine genaue Beschreibung des Untergrunds folgt im nächsten Kapitel.

## 2.2 Kritischer Untergrund für den Protonzerfall via

$$p \rightarrow K^+\bar{\nu}$$

In einem Detektor werden auch Ereignisse gemessen, die nicht von Quellen stammen, die man untersuchen möchte. Dieser Untergrund ("Background") resultiert im Fall von LENA entweder aus Teilchen, die die Abschirmung des Detektors durchdringen können, wie zum Beispiel Neutrinos oder Myonen, oder von Teilchen, die bereits im Detektor sind und dort Energie deponieren.

Strahlung, die aus radioaktiven Zerfällen im Gestein um den Detektor stammt, sollte im Myon-Veto größtenteils erkannt werden. Signale von radioaktiven Elementen im Wasser-Tscherenkow-Detektor haben nur eine geringe Chance bis in das "fiducial volume", dem zentralen Teil des Szintillators, zu gelangen. Durch einen geringen  $^{14}\text{C}$  Anteil im Szintillator werden im Detektor trotzdem noch radioaktive Zerfälle beobachtet. Auch hochenergetische Myonen können bis ins Vertrauensvolumen vordringen. Dieser Untergrund ist allerdings für den Nachweis des Protonzerfalls unproblematisch, da er entweder zu geringe Energien besitzt oder durch Ansprechen des Myon-Vetos herausgefiltert werden kann. Auch Neutrinostreuungen im Detektor können Untergrundsignale erzeugen. Die Streuung von atmosphärischen Myon-Neutrinoss ist dabei der kritischste Hintergrund für die Detektion des Protonzerfalls über den Kanal  $p \rightarrow K^+\bar{\nu}$ . Ausgehend von Messungen der Anzahl der Untergründereignisse dieses Typs pro Jahr in Kamiokande und einem Skalierungsfaktor, der je nach Standort von LENA variiert und 2 für die Mine in Pyhäsalmi in Finnland beträgt, ergeben sich  $1190 \cdot 2 = 2380$  Untergründereignisse pro Jahr in LENA, falls der Standort in Finnland gewählt wird [22].

Jedes Signal wird über die insgesamt deponierte Energie und der Pulsform einem bestimmten Ereignistyp zugeordnet. Gefährlich wird ein Untergründereignis erst,

wenn diese Charakteristika denen eines gesuchten Signals ähnlichen werden. Für den Protonzerfall via  $p \rightarrow K^+\bar{\nu}$  ist die häufigste Reaktion mit ähnlicher Signatur die ein-Pion-Produktion [23] [24]:

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + \pi^+ + p \quad (2.1)$$

Das Myon und das Pion deponieren ihre kinetische Energie zeitgleich im Szintillator, woraus ein sehr hohes Signal resultiert. In 99.99% [14] zerfällt das Pion in ein  $\mu^+$  und ein Neutrino (Lebensdauer  $\tau_{\pi^+} = 26$  ns [14]) und es wird kein weiterer signifikanter Peak im Signal sichtbar, da die kleine Massendifferenz zwischen Pion und Myon nur geringe kinetische Energien des Myons zulässt. Das resultierende Signal ist dementsprechend ein einzelner hoher Peak, wie er in Abbildung 1.5 links zu sehen ist.

Weit weniger wahrscheinlich sind Reaktionen von Neutrinos mit hohen Energien, bei denen ein Strange-Quark erzeugt werden kann. Der MINERvA Studie [25] zufolge sind die wichtigsten davon

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + K^+ + p \quad (2.2)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + K^+ + \Lambda_0 \quad (2.3)$$

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + K^+ + \Lambda_0 + \pi_0 \quad (2.4)$$

Da das Lambda schon nach  $\tau_{\Lambda_0} = 0.26$  ns [14] mit 63.9% über  $\Lambda_0 \rightarrow p + \pi^-$  oder mit 35.8% über  $\Lambda_0 \rightarrow n + \pi_0$  zerfällt [14], ergibt sich ein einziges großes Signal für die Energiedeposition des Myons, Kaons und der Zerfallsprodukte des Lambdas. Das Myon, welches aus dem Kaonzerfall entsteht, deponiert viel weniger Energie im Szintillator, so dass der erste Peak größer ist als der zweite. Das Signal eines Protonzerfalls über den Kanal (1.3), bei dem der erste Peak niedriger als der zweite ist, kann von dieser Signatur unterschieden werden.

Problematischer ist die Reaktion (2.2). Ihr Signal sieht für Neutrinoenergien zwischen 650 bis 900 MeV dem des Protonzerfalls ähnlich [26], kann aber in den meisten Fällen über die Anzahl der erzeugten Elektronen identifiziert werden. Die Spur eines Elektrons ist gut von der eines Myons zu trennen, da sie besonders kurz ausfällt. Das Elektron stößt sehr oft an anderen Elektronen im Szintillator und verliert damit über einen kurzen Abstand viel Energie. Für den Zerfall des Protons wird genau ein Elektron erzeugt, die Myon-Neutrinostreuung erzeugt eines durch den Myonzerfall und ein weiteres aus dem Produkt des Kaonzerfalls. Eine detailliertere Abhandlung über den hadronischen Hintergrund in LENA ist unter [27] zu finden.

Um aus der Vielzahl der Untergrundereignisse das Signal eines Protonzerfalls herauszufiltern, muss Analysesoftware mit guter Untergrundunterdrückung verwendet werden. Dabei gibt es unterschiedliche Kriterien nach denen klassifiziert werden kann: Deponierte Energie und Pulsform. Im Folgenden werden zwei auf Pulsformanalyse basierende Algorithmen vorgestellt: Der ‘‘Risettime-Cut’’ und die ‘‘Wendepunkt-Suche’’.

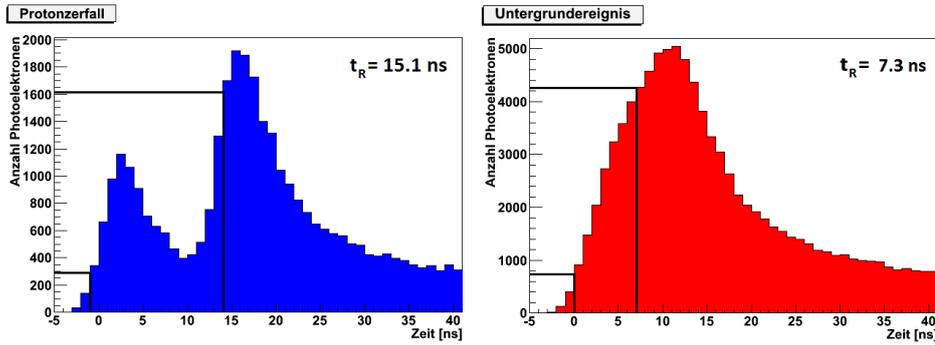


Abbildung 2.2: Berechnung der Anstiegszeit, links für ein Protonzerfallssignal, rechts für ein Untergrundereignis

## 2.3 Diskriminierung mittels Anstiegszeit (Risetime-Cut)

Die Untergrundunterdrückung durch den “Risetime-Cut” wurde bereits in früheren Arbeiten von Teresa Marrodán untersucht [28] [29]. Der Algorithmus berechnet die Zeit  $t_R$ , die vergeht, bis das Signal von 15% bis 85% der Höhe des absoluten Maximums angestiegen ist. Abbildung 2.2 stellt das Schema der Anstiegszeitanalyse dar.

Ein typisches Signal eines Protonzerfalls, wie es in Abbildung 2.2 links zu sehen ist, besitzt zwei Maxima in den ersten 100 ns, wobei das erste niedriger als das zweite liegt. War das zerfallende Proton in Ruhe, so ist der Zerfall ein Zweikörperzerfall und die Energie des Kaons beträgt immer 105 MeV. Auch der Zerfall des Kaons nach ( $\tau_K = 12.8$  ns [14]) in das Myon ist ein Zweikörperzerfall, bei dem das Myon je 152 MeV kinetische Energie erhält, welche größer als die, des Kaons ist. Der Anteil spät emittierter Photonen aus der Kaon-Abbremsung erhöht den nachfolgenden Myonen-Abbremsungs-Peak zusätzlich. Deswegen stellt der höhere Peak die Energiedeposition des Myons dar, welches erst seine gesamte kinetische Energie abgibt, bevor es später zerfällt ( $\tau_\mu = 2.2$   $\mu$ s [14]). Mit geringeren Wahrscheinlichkeiten zerfällt das Kaon erst nach einigen Lebensdauern und die Anstiegszeit nimmt zu. Man erwartet beim Risetime-Cut also eine exponentiell abfallende Verteilung der Anstiegszeiten. Schon in [28] ließ sich dies bestätigen und auch im Rahmen dieser Arbeit stimmt das Resultat mit diesen Überlegungen überein. In Abbildung 2.3 ist das Ergebnis der Analyse von 5000 Protonzerfällen zu sehen.

Man erkennt ein Maximum bei einer Anstiegszeit von 3 ns. Diese Abweichung der ersten 3 Einträge von der exponentiellen Verteilung lassen sich auf die Zeitungenauigkeit der Photomultiplier und den Fehler bei der Rekonstruktion des Startpunktes für die Zeitkorrektur (siehe Kapitel 2.1) zurückführen. Der erwartete exponentielle Abfall ist gut in der halblogarithmischen Darstellung zu erkennen. Die Lebensdauer

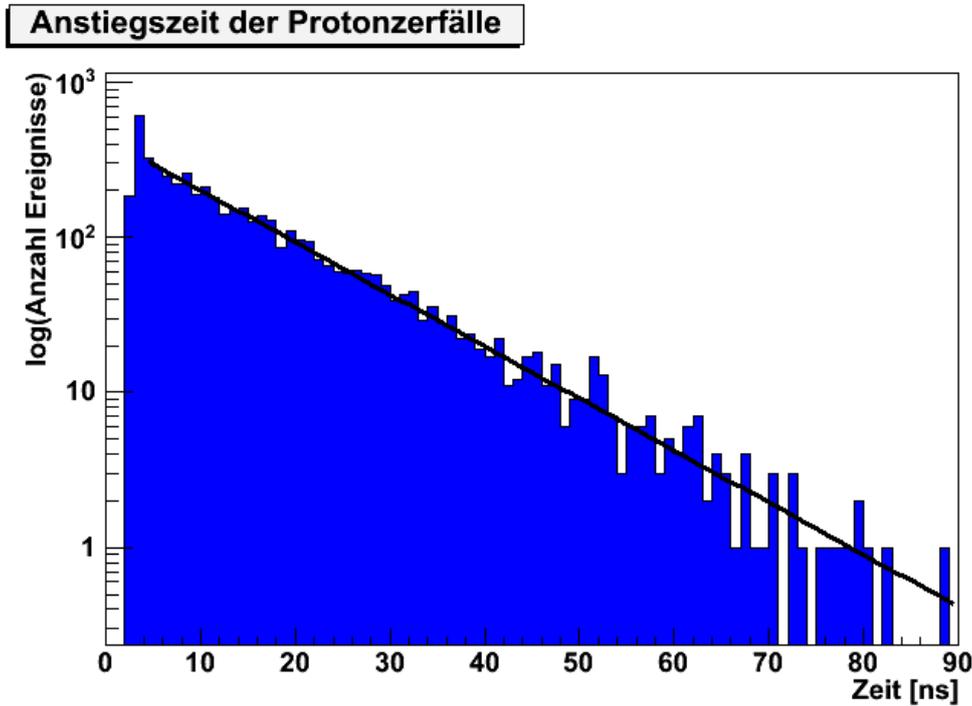


Abbildung 2.3: Anstiegszeit der Protonzerfallssignale, exponentielle Abhängigkeit resultiert aus dem Zerfallsgesetz des Kaons

des Kaons, die sich aus der Steigung der an das Signal gefitteten Gerade ergibt, beträgt  $\tau_{K^+} = (12.94 \pm 0.2)$  ns, was innerhalb des Fehlers mit der Lebensdauer des Kaons von  $\tau_{K^+} = 12.8$  ns [14] übereinstimmt.

Typische Untergrundsignale haben Formen wie in Abbildung 2.2 rechts zu sehen. Ein einzelner Peak besitzt immer eine niedrigere Anstiegszeit als ein Doppelpeak, bei dem der zweite Peak das absolute Maximum darstellt. Signale mit kleinen Anstiegszeiten sollten also mit großer Wahrscheinlichkeit Untergrundereignisse darstellen. Die Analyse der Anstiegszeit für 5000 Untergrundereignisse ergibt die in Abbildung 2.4 gezeigte Verteilung.

Um eine eventuelle exponentielle Abhängigkeit besser erkennen zu können, ist die Anstiegszeit der Untergrundereignisse halblogarithmisch aufgetragen. Da sich keine Gerade wie in Abbildung 2.3 ergibt, müssen die Zusammenhänge komplexer sein. Allerdings lässt die Abbildung auf zwei zugrunde liegende Effekte schließen. Der erste Effekt liefert Ergebnisse bei kurzen Anstiegszeiten bis etwa 40 ns und enthält den Großteil der Ereignisse. Der zweite Beitrag liefert Ereignisse mit Anstiegszeiten zwischen 40 ns und 8000 ns und enthält nur sehr wenige Einträge. Die

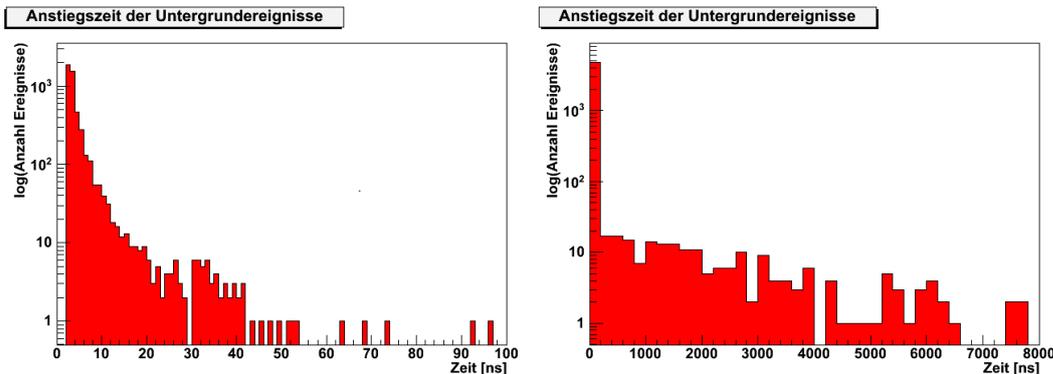


Abbildung 2.4: Anstiegszeit der Untergrundereignisse, links bis 100 ns mit einem Binning von 1 ns, rechts bis 8000 ns mit einem Binning von 200 ns.

Anstiegszeiten über 40 ns könnten sich über Zerfälle, bei denen Myonen entstehen und mit  $\tau_\mu = 2.19 \mu\text{s}$  [14] zerfallen, erklären lassen. Sollte in der Pulsform das zu dem Myonzerfall gehörige Maximum höher sein, als das der vorherigen Zerfälle, würde als Anstiegszeit die Zeit zwischen den ersten Zerfällen und dem Myonzerfall gemessen werden. Betrachtet man die Reaktionsprodukte der Untergrundereignisse (2.1) bis (2.4), wird auch immer ein Myon erzeugt. Dieser Zusammenhang sollte aber noch genauer untersucht werden.

Die Analyse der Untergrundereignisse aus [28] erkennt diese langen Anstiegszeiten nicht: In Abbildung 2.5 sind die Ergebnisse der Berechnung der Anstiegszeiten von 20000 Protonzerfällen links und 20000 Untergrundereignissen rechts zu sehen. Die allermeisten Untergrundsignale liegen zwar wie vorher in einem Zeitfenster von 2 ns bis 10 ns, es werden aber keine längeren Anstiegszeiten gemessen. Die Ursache dafür könnte die Vernachlässigung des Myonzerfalls bei der Analyse der Anstiegszeit sein. In [28] wird über den Risetime-Cut eine Untergrundunterdrückung von  $10^4$  erreicht, was bedeutet, dass von  $10^4$  Untergrundereignissen keines fälschlicherweise als Protonzerfall eingestuft wird.

Ein Schnitt bei 7 ns, wie in [28] vorgeschlagen, würde im Rahmen dieser Arbeit nur eine Untergrundunterdrückung<sup>1</sup> von 7.2 bringen, was eine deutliche Verschlechterung darstellt. Diese ist auf das Hinzukommen einiger Verbesserungen in der Simulation des Protonzerfalls zurückzuführen. Die Untergrundereignisse werden durch atmosphärische Neutrinos, die im Detektor wechselwirken und damit Folgeteilchen erzeugen, implementiert, anstatt die Folgeteilchen direkt im Detektor vorzugeben. Auch die Flugzeitkorrektur ist neu eingeführt worden und hat Einfluss auf die Form der Signale. Die herausragendste Veränderung ist aber die Simulation

<sup>1</sup>Die Unterdrückung des Untergrunds wird über die Anzahl der Untergrundereignisse geteilt durch die Zahl fälschlich identifizierter Ereignisse berechnet.

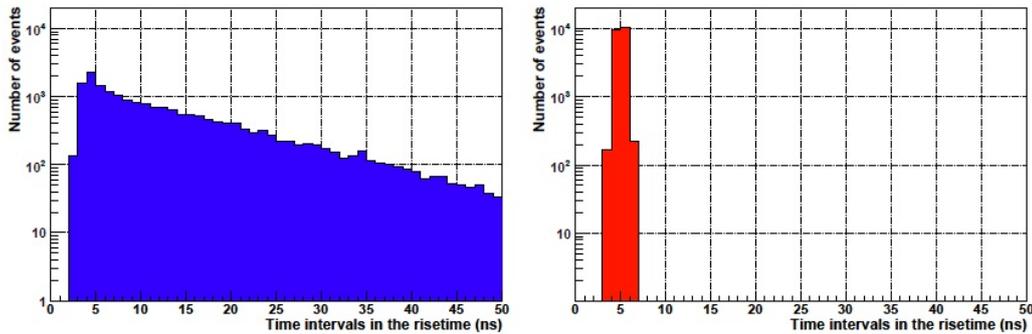


Abbildung 2.5: Verteilung der Anstiegszeiten für 20000 Protonzerfälle und Myon-Untergrundsignale für einen Szintillator mit kurzer Zeitkonstante. Ein Schnitt bei 7 ns ergibt eine Unterdrückung des Untergrunds von  $10^4$ , wobei von den Protonzerfällen nur noch 67,8% erkannt werden. [28]

des Myonzerfalls, der mit hoher Wahrscheinlichkeit für die großen Anstiegszeiten verantwortlich ist und damit zu einer sichtbaren Effizienzminderung führt.

Für den Schnitt bei 7 ns werden noch 67.0% der Protonzerfälle als solche erkannt, 13.9% der Untergründereignisse werden allerdings auch als Protonzerfälle identifiziert. In der Doktorarbeit von Teresa Marrodán [28] wurden bei diesem Schnitt noch 67.8% der Protonzerfälle richtig erkannt, was quasi mit dem in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnis übereinstimmt. Die nicht erkannten Protonzerfälle haben eine so geringe Anstiegszeit wie Untergründereignisse. Betrachtet man solche Signale, kann man oft keinen Unterschied zu einem Untergrundsignal, also einem einzelnen Peak, erkennen. Das Kaon ist in diesem Fall so schnell zerfallen, dass seine Energiedeposition nicht mit Hilfe eines einfachen Risetime-Cuts von der der Zerfallsprodukte unterschieden werden kann. Es ist also nie möglich, bei guter Untergrundunterdrückung alle Protonzerfälle zu detektieren.

Die Zahl der gefundenen Protonzerfälle bei einer bestimmten Anstiegszeit, ab der Ereignisse als Protonzerfall klassifiziert werden und die Zahl der fälschlicherweise als Protonzerfall identifizierten Untergründereignisse ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Man erkennt, dass sich die Untergrundsignale für keine Schnittzeit deutlich unter 5% fälschlicherweise identifizierten Ereignissen bewegen.

Um die Effizienz des Risetime-Cuts zu erhöhen, muss eine genaue Analyse der Ereignisse mit langer Anstiegszeit gemacht werden. Stellt sich heraus, dass tatsächlich die Myon-Zerfälle zu den großen Zeiten führen, könnte man ab einer gewissen Anstiegszeit wieder einen Schnitt machen. Wie in 2.6 zu erkennen ist, fällt die Anzahl erkannter Protonzerfälle viel schneller ab, als die der falsch identifizierten Untergründereignisse. Daher würde man bei einem Schnitt bei großen Zeiten mehr Untergründereignisse als Protonzerfälle wegschneiden.

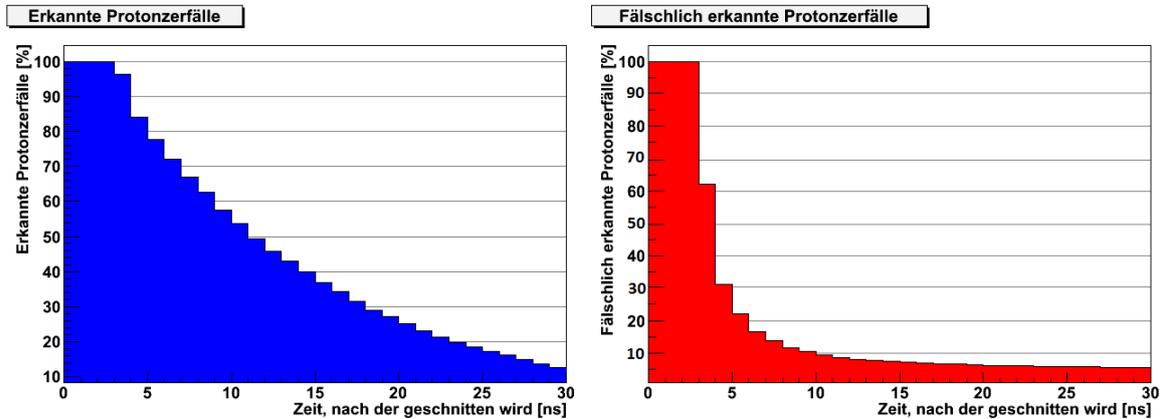


Abbildung 2.6: Erkannte Protonzerfälle (links) und fälschlicherweise als Protonzerfall klassifizierte Untergrundsignale (rechts) aufgetragen gegen die Anstiegszeit, ab der die Signale als Protonzerfälle eingestuft wurden.

Eine andere Möglichkeit der Verbesserung ist die Kombination mit der im folgenden Kapitel beschriebenen Wendepunktsuche, da dort die Ereignisse mit besonders großen Anstiegszeiten nicht als Protonzerfälle erkannt werden.

## 2.4 Diskriminierung mittels Wendepunktsuche

Die Wendepunktsuche sucht, wie der Name bereits impliziert, nach Wendepunkten im Signal. Der Algorithmus stellt eine reine Pulsformanalyse dar. Untergrundereignisse bestehen zumeist aus einem Peak (siehe Abbildung 2.2 rechts). Theoretisch gesehen hat ein einzelner Puls genau zwei Wendepunkte, einen auf der ansteigenden und einen auf der abfallenden Flanke. Da der Wendepunkt auf der abfallenden Flanke nicht so stark ausgeprägt ist, wird er oft nicht detektiert. viele Signale mit einem einzigen Maximum weisen deshalb nur einen einzigen Wendepunkt auf. Protonzerfälle, zu sehen in Abbildung 2.7, sollten vier Wendepunkte aufweisen - jeweils zwei pro Peak. Wieder werden die weniger stark ausgeprägten Wendepunkte nicht detektiert und das Signal besitzt zwei bis drei Wendepunkte. Ein Signal mit mehr als zwei Wendepunkten wird deswegen als Protonzerfall identifiziert.

Um die Wendepunkte zu finden, sucht der hier verwendete Algorithmus nach den Nullstellen in der zweiten Ableitung des Signals. Dabei wird bei der Bildung der Ableitung immer über drei Datenpunkte gemittelt. Wie in Abbildung 2.7 zu erkennen ist, nimmt die zweite Ableitung des Signals aufgrund der endlichen Zeitauflösung der Elektronik von 1 ns, nie genau den Wert Null an, sie durchläuft ihn lediglich. Um

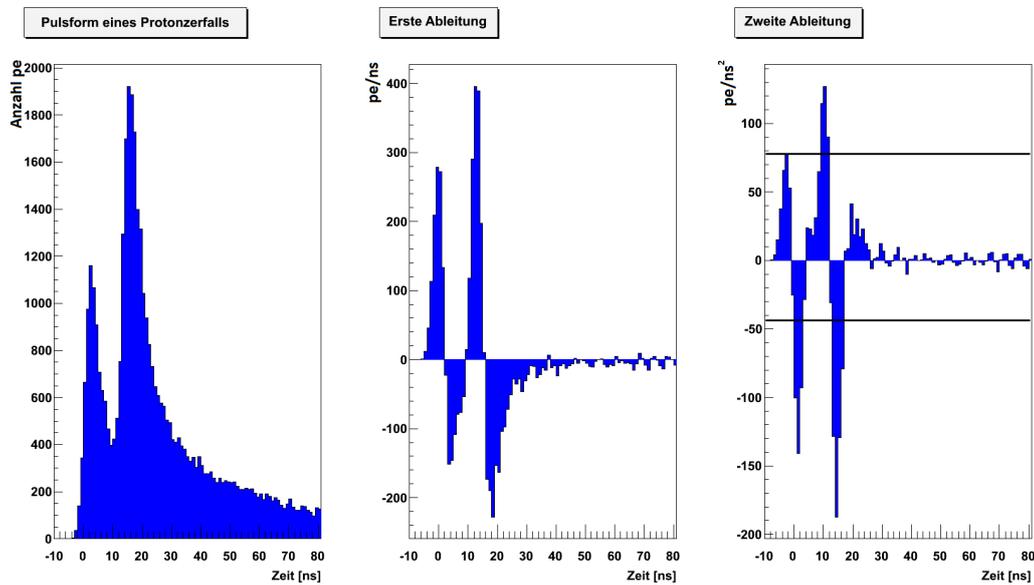


Abbildung 2.7: Beispiel eines Protonzerfallssignals samt erster und zweiter Ableitung. Die Einheit der Ordinate ist die Anzahl der Photoelektronen (pe) im angegebenen Zeitintervall

Nullstellen zu finden, muss detektiert werden, wenn ein Signal von einer gewissen Mindesthöhe, der oberen Schwelle, auf eine Mindesttiefe, der unteren Schwelle, abfällt. Dies sollte innerhalb von einem bestimmten Zeitfenster geschehen, da Anstiegs- und Abfallzeit eines einzelnen Maximums von den Szintillatoreigenschaften vorgegeben werden und immer etwa gleich groß sind. Um die optimalen Werte für den Algorithmus zu finden, wurde der Parameterraum mit Hilfe eines automatischen Testalgorithmus großräumig abgetastet. Die Einheit, in der die Größe der Schwellen angegeben wird, ist Anzahl Photonen/ns<sup>2</sup> =  $\gamma$ /ns<sup>2</sup>.

Alle Parameterkombinationen für obere Schwellen zwischen 100  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> <sup>2</sup> und 1000  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> in 100  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> Schritten, untere Schwellen zwischen -50  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> und -500  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> in 50  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> Schritten und Zeitfenstern von 3 ns bis 20 ns in 1 ns Abständen mit Stichproben bei 50 ns, 100 ns, 500 ns und 1500 ns wurden gebildet und die Anzahl erkannter Protonzerfälle, sowie fälschlich erkannter Untergründereignisse, verglichen. In Abbildung 2.8 ist das Ergebnis des Durchlaufs für ein Zeitfenster von 100 ns dargestellt. Links sieht man die Analyse von 5000 Protonzerfällen. Für obere Schwellen über 900  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> wird, gleich welche untere Schwelle verwendet wird, die

<sup>2</sup>Es gilt der Zusammenhang  $\gamma$ '/ns<sup>2</sup> = 9 ·  $\gamma$ /ns<sup>2</sup> da der Parameterscan mit einer Skalierung von 9 mal so vielen Photonen rechnet.

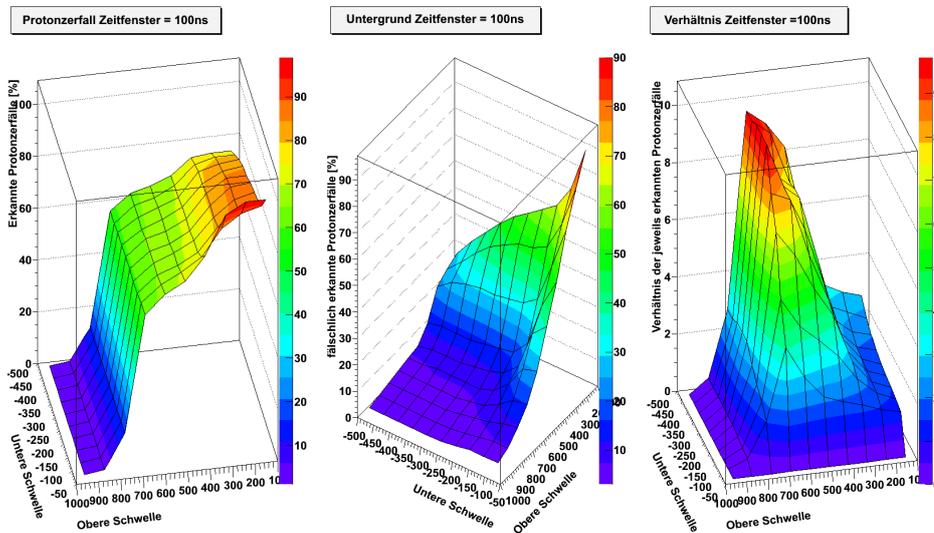


Abbildung 2.8: Für ein Zeitfenster von 100 ns werden die obere Schwelle und die untere Schwelle variiert und die gefundenen Protonzerfälle in Prozent angegeben. Die von den Protonzerfällen richtig identifizierten Ereignisse sind in Prozent links angegeben, die von den Untergrundereignissen fälschlicherweise als Protonzerfall identifizierten Signale sind in Prozent in der Mitte dargestellt. Rechts ist das Verhältnis von richtig erkannten Ereignissen zu fälschlicherweise detektierten Protonzerfällen zu sehen. Die Schwellen sind in Einheiten von  $\gamma'/\text{ns}^2$  angegeben.

geringste Anzahl Protonzerfälle detektiert. Erniedrigt man die obere Schwelle, findet man immer mehr Signale, die die obere Schranke überwinden können. Ein steiler Anstieg der gefundenen Protonzerfälle ist bei  $700 \gamma'/\text{ns}^2$  als oberer Schwelle zu erkennen. Der Einfluss der unteren Schwelle ist immer noch minimal. Erst für Werte der oberen Schwelle von  $400 \gamma'/\text{ns}^2$  oder weniger, erkennt man mehr Protonzerfälle, wenn man niedrigere untere Schwellen wählt. Für die minimale Einstellung beider Schwellen, nämlich  $100 \gamma'/\text{ns}^2$  und  $-50 \gamma'/\text{ns}^2$ , werden am meisten Protonzerfälle als solche detektiert. Dies bedeutet nicht, dass dies die optimale Wahl der Parameter wäre: Alle Signale, auch solche, die nur einen einzelnen Peak besitzen, werden als Protonzerfälle detektiert, da schon minimale Schwankungen in der abfallenden Flanke als zusätzliche Wendepunkte detektiert werden.

In der Mitte von Abbildung 2.8 ist die Analyse von 5000 Untergrundereignissen dargestellt. Auch für die Untergrundereignisse gilt, dass bei großen oberen Schwellen wenig Zerfälle detektiert werden, das Minimum liegt hier bei 3% falsch identifizierten Protonzerfällen. Bei niedrigen Schwellen wurden am meisten Untergrundereignisse als Protonzerfälle eingestuft. Der Einfluss der unteren Schwelle ist hier aber von

Beginn an größer als bei den Protonzerfällen. Ein steiler Anstieg der falsch detektierten Untergrundsignale ist bei oberen Schwellen von  $500 \gamma'/\text{ns}^2$  und kleinen unteren Schwellen, beziehungsweise oberen Schwellen von 300 und großen unteren Schwellen zu bemerken. Im Gegensatz zu den Protonzerfällen werden besonders wenig Ereignisse für kleine obere Schwellen und große untere Schwellen gefunden.

Die optimale Parameter-Kombination wäre die, bei der keine Untergrundereignisse mehr detektiert werden. Da aber immer mindestens 2% der Untergrundereignisse fälschlicherweise als Protonzerfall identifiziert werden, ist dies nicht möglich. Zur Verbesserung des Algorithmus sollte nach der Ursache für diese verbleibenden, falsch identifizierten Untergrundereignisse, gesucht werden. Um im Rahmen dieser Arbeit eine erste Auswertung zu erlauben, wurde die Parameter-Kombination gewählt, bei der das Verhältnis der gefundenen Protonzerfällen zu falsch identifizierten Untergrundereignissen am geringsten ist.

In Abbildung 2.8 rechts ist die graphische Auswertung des Verhältnisses von erkannten Protonzerfällen zu fälschlich detektierten Untergrundereignissen zu finden. Das absolute Maximum sitzt bei einer oberen Schwelle von  $700 \gamma'/\text{ns}^2$  und einer unteren von  $-400 \gamma'/\text{ns}^2$ .

Diese Analyse wurde für alle angegebenen Zeitfenster durchgeführt, das Maximum des Verhältnisses Protonzerfälle zu Untergrund liegt aber für ein Zeitfenster von 100 ns am höchsten. Das Zeitfenster ist die Zeit, die maximal zwischen zwei Wendepunkten liegen darf, damit diese noch zu einem Protonzerfall gehören können. Da das Verhältnis der meisten Protonzerfälle bei geringster Untergrundsignalerkennung für Zeitfenster von 3 ns bis 20 ns wächst, wurde um den Punkt zu finden, an dem das Verhältnis gleich bleibt oder wieder abnimmt, Stichproben bei 50 ns, 100 ns, 500 ns und 1500 ns gemacht. Das Ergebnis zeigt ein Maximum bei 100 ns. Um diesen Wert präziser zu bestimmen, können weitere Analysen mit Zeitfenstern um 100 ns gemacht werden. Dabei könnte man auch die Werte für die obere und untere Schwelle genauer bestimmen.

Lässt man die Wendepunktsuche mit der vorerst besten Parameterkombination von einer oberen Schwelle von  $700 \gamma'/\text{ns}^2$ , einer unteren von  $-400 \gamma'/\text{ns}^2$  und einem Zeitfenster von 100 ns 5000 Protonzerfälle analysieren, werden 59.1% als Protonzerfälle erkannt. Da von den 5000 Untergrundereignissen 6.6% fälschlicherweise erkannt werden, erreicht man lediglich eine Unterdrückung des Untergrunds von 15.2. Diese Unterdrückung ist zwar größer als die des Risetime-Cuts aber immer noch viel zu niedrig, um damit bei der Datennahme von LENA Protonzerfälle von Untergrundsignalen trennen zu können.

Um eine bessere Unterdrückung zu erhalten, könnte zusätzlich die Energie des Teilchens analysiert werden. Zerfällt ein Proton, kann allerhöchstens seine Ruheenergie im Szintillator deponiert werden. Zählt man nur die Ereignisse, deren Energie für einen Protonzerfall in Frage kommt, kann die Unterdrückung des Untergrunds verbessert werden. Außerdem sollte untersucht werden, wie sich der Myonzerfall

auf die Wendepunktsuche auswirkt. Es könnten weitere Wendepunkte durch die Energiedeposition des Elektrons gezählt werden und so auch Untergrundsignale, bei denen ein Myon zerfällt, als Protonzerfall identifiziert werden. Ein weiterer Ansatzpunkt zur Verbesserung, ist die Unterscheidung zwischen Wendepunkten auf ansteigenden und abfallenden Flanken. Für Wendepunkte auf den absteigenden Flanken könnten andere Parameterkombinationen gewählt werden, so dass für jeden Peak sicher zwei und für jeden Doppelpeak vier Wendepunkte detektiert werden.

## 2.5 Vergleich des Risetime-Cuts mit der Wendepunktsuche

Eine Schwäche der Anstiegszeitanalyse ist die Detektion von sehr großen Anstiegszeiten für Ereignisse, die keine Protonzerfälle sind. Eine Lösung wäre, einen weiteren Cut bei großen Zeiten einzuführen. Einen anderen Lösungsansatz stellt die Kombination des Risetime-Cuts mit der Wendepunktsuche dar. Die Suche nach Wendepunkten identifiziert Zerfälle, bei denen zwischen dem ersten und zweiten Signal mehr Zeit liegt, als das Zeitfenster vorgibt, nicht als Protonzerfall. Bei einem Zeitfenster um 100 ns würde kein Zerfall mit Anstiegszeiten über 100 ns als Protonzerfall identifiziert.

Die Wendepunktsuche ist fehleranfällig bei Signalen, auf deren Flanken so große Schwankungen sitzen, dass diese als zusätzliche Wendepunkte gezählt werden. Zerfällt bei einem Untergrundereignis eines der Tochterteilchen der Reaktion sehr früh, kann sogar ein weiterer Peak auf der abfallenden Flanke des Signals entstehen. Für ein solches Signal werden mehr als 2 Wendepunkte gezählt und es wird als Protonzerfall identifiziert. In diesem Fall würde die Analyse der Anstiegszeit als Ausschlusskriterium dienen: Die Anstiegszeit bleibt gering, da das absolute Maximum vor dem zweiten Peak sitzt. Das Ereignis würde als Untergrund charakterisiert werden.

Für beide Algorithmen sind die schnellen Afterpulse von Photomultipliern problematisch. Im Falle der Wendepunktsuche können die Afterpulse so große Schwankungen produzieren, dass zwei weitere Wendepunkte detektiert werden und das Signal insgesamt als Protonzerfall identifiziert wird. Auch das Ergebnis des Risetime-Cuts wird verfälscht: Die schnellen Afterpulse der Signale vor dem Maximum vergrößern das Extremum, so dass die Anstiegszeit wächst. Ist der Einfluss zu groß, wird das Ereignis auch bei diesem Verfahren falsch eingeordnet.

Beide Algorithmen müssen dem Verhalten der schnellen Afterpulse angepasst werden, um Signale richtig detektieren zu können. Im Folgenden werden die Signale mit schnellen Afterpulsen versehen und die Effektivität der Detektionsmechanismen mit den neuen Signalen überprüft.



## Kapitel 3

# Einfluss der schnellen Afterpulse auf die Detektion des Protonzerfalls

### 3.1 Faltung der schnellen Afterpulse auf die Signale der Ereignisse

Die bisher untersuchten Ereignisse wurden durch die Monte Carlo Simulation, siehe Kapitel 2.1, erzeugt. Die Photomultiplier erzeugen in dieser Simulation keinerlei Noise oder Afterpulse. Die Signale, mit denen bisher gearbeitet wurde, hatten in diesem Sinne ideale Formen. Auf die Pulsformen werden nun die schnellen Afterpulse modelliert. Dazu muss die Zeitverteilung der schnellen Afterpulse festgelegt werden. Da eine Messung der realen Funktion noch aussteht, wurde für die sehr schnellen Afterpulse in erster Näherung eine Gaussverteilung angenommen. Die Funktion ist symmetrisch und ihre Fläche auf die Afterpulswahrscheinlichkeit normiert:

$$f_{\text{Gauss}} = N \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\cdot\sigma^2}} \quad (3.1)$$

Wird der Normierungsfaktor  $N = 0.05$  oder  $N = 0.1$  gewählt, so entspricht dies einer Afterpulswahrscheinlichkeit von 5% oder 10%. Als Afterpulsverteilung wurde eine Gaussfunktion mit  $x_0 = 10$  ns und  $\sigma = 2.5$  ns gewählt, was nennenswerte Auswirkungen im Bereich von 5 ns bis 15 ns nach dem Signal ergibt.

Um den idealen Signalen die Afterpulse hinzuzufügen, wird die Pulsform mit der Afterpulsfunktion gefaltet. Das Ergebnis der Faltung auf ein typisches Protonzerfallssignal ist in Abbildung 1.4, das eines typischen Untergrundereignisses in Abbildung 1.5, dargestellt. Damit auf den Darstellungen ein merklicher Effekt zu sehen ist, wurde eine Afterpulswahrscheinlichkeit von 50% angenommen. Eine realistischere Annahme für Afterpulswahrscheinlichkeiten liegt eher bei 5%. Der Effekt der sehr schnellen Afterpulse ist dann zwar oft mit dem bloßen Auge schwer zu erkennen, der Einfluss auf die Effizienz der Detektionsmechanismen ist aber messbar.

Afterpulswahrscheinlichkeit [%]	0	1	5	10	50
Erkannte Protonzerfälle [%]	67.1	67.1	67.6	67.8	69.7
Fälschlich erkannte Protonzerfälle [%]	13.9	14.1	14.7	15.3	22.4
Untergrundunterdrückung	7.2	7.1	6.8	6.5	4.5

Tabelle 3.1: Der Einfluss der sehr schnellen Afterpulse auf die Erkennung des Protonzerfalls mit der Anstiegszeitanalyse mit einem Schnitt bei 7 ns. “Erkannte Protonzerfälle” bezieht sich auf die von 5000 Protonzerfällen durch Anstiegszeitanalyse erkannten Ereignisse in Prozent, “fälschlich erkannte Protonzerfälle” geben in Prozent an, wie viele der 5000 Untergründereignisse als Protonzerfall identifiziert wurden. Die Untergrundunterdrückung berechnet sich über die Gesamtzahl der Untergründereignisse geteilt durch die Anzahl der fälschlich als Protonzerfall erkannten Untergrundsignale.

### 3.2 Einfluss auf die Detektion mit dem Risetime-Cut

Um die Effektivität der Anstiegszeitanalyse bei verschiedenen Afterpulswahrscheinlichkeiten zu messen, wurden je 5000 Protonzerfallereignissen und 5000 Untergründereignissen Afterpulse mit Häufigkeiten von 0%, 1%, 5%, 10% und dem Extremfall von 50% hinzugefügt. Bei der Analyse wurden die Anstiegszeiten der Ereignisse berechnet und alle Signale mit Anstiegszeiten größer als 7 ns als Protonzerfälle identifiziert. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

Die Anzahl erkannter Protonzerfälle steigt mit wachsender Afterpulswahrscheinlichkeit, die Untergrundunterdrückung sinkt. Dieser Effekt muss noch genauer untersucht werden. Ein erster Lösungsansatz könnte sein, dass sich das zweite Maximum durch die sehr schnellen Afterpulse vergrößert und so die Zeit, die bis zum Erreichen von 85% der Maximalhöhe verstreicht, wächst. Protonzerfälle und Untergründereignisse, die vorher knapp unter der Zeit von 7 ns lagen, werden nun als Protonzerfälle identifiziert.

Es ist auffällig, dass sich die Zahl der erkannten Protonzerfälle von 50% schneller Afterpulswahrscheinlichkeit bis 0% lediglich um 2.6% ändert, die der fälschlich erkannten Untergründereignisse aber um 8.5%. Die Anstiegszeit der Protonzerfälle ändert sich durch den Einfluss sehr schneller Afterpulse viel weniger, als die der Untergründereignisse. Deswegen sinkt die Untergrundunterdrückung, die das Verhältnis der Untergrundsignale zu den als Protonzerfall erkannten Untergründereignissen darstellt, mit steigender Afterpulswahrscheinlichkeit. Von anfänglichen 7.2 beträgt sie für 10% Afterpulswahrscheinlichkeit nur noch 6.5, was einen Unterschied von 0.7 ausmacht. Beide Werte stellen keine ausreichende Untergrunddiskriminierung dar. Lässt man die Ergebnisse für eine Afterpulswahrscheinlichkeit von eher unrealisti-

### 3.3 Einfluss auf die Detektion mit der Wendepunktsuche

Afterpuls Wahrscheinlichkeit [%]	0	1	5	10	50
Erkannte Protonzerfälle [%]	59.1	59.5	59.5	59.8	63.1
Fälschlich erkannte Protonzerfälle [%]	6.6	6.6	6.8	6.9	25.6
Untergrundunterdrückung	15.1	15.1	14.7	14.4	3.9

Tabelle 3.2: Der Einfluss der sehr schnellen Afterpulse auf die Erkennung des Protonzerfalls bei der Suche nach Wendepunkten. “Erkannte Protonzerfälle” bezieht sich auf die von 5000 Protonzerfällen durch Wendepunktsuche erkannten Ereignisse in Prozent, fälschlich erkannte Protonzerfälle geben in Prozent an, wie viele der 5000 Untergrundereignisse als Protonzerfall identifiziert wurden. Die Untergrundunterdrückung berechnet sich über die Gesamtzahl der Untergrundereignisse geteilt durch die Anzahl der fälschlich als Protonzerfall erkannten Untergrundsignale.

schen 50% außer Acht, so ergibt sich ein Unterschied von detektierten Protonzerfällen bei 10% Afterpuls Wahrscheinlichkeit zu 0% Wahrscheinlichkeit von 0.73% für die Detektion der Protonzerfälle und 1.46% in der, der Untergrundereignisse. Insgesamt scheinen die Untergrundereignisse besonders von großen Effekten durch sehr schnelle Afterpulse größere Anstiegszeiten zu erhalten. Die Anstiegszeit der Protonzerfälle ist klarer abgegrenzt: Entweder sie liegt auch ohne schnelle Afterpulse über der Schwelle, oder sie ist so niedrig, dass auch große Effekte durch schnelle Afterpulse sie nicht über die Schwelle anwachsen lassen können. Der Bereich dazwischen ist für Protonzerfälle dünner besiedelt als für Untergrundereignisse. Die Anstiegszeit der Untergrundereignisse sollte noch einmal unter dem Effekt der sehr schnellen Afterpulse untersucht werden und die Schnittzeit dem Effekt angepasst werden, um die Effektivität der Unterdrückung des Untergrunds so möglicherweise zu verbessern.

### 3.3 Einfluss auf die Detektion mit der Wendepunktsuche

Die Suche nach Wendepunkten wird ebenfalls von den Effekten der schnellen Afterpulse beeinflusst. Die 5000 Protonzerfallssignale und die 5000 Untergrundereignisse erhalten wie schon bei der Untersuchung des Risetime-Cuts sehr schnelle Afterpulse mit Wahrscheinlichkeiten von 0%, 1%, 5%, 10% und im Extremfall 50%. Alle Ereignisse, die bei der Analyse mehr als zwei Wendepunkte besitzen, werden als Protonzerfall klassifiziert. Das Ergebnis der Analyse ist in Tabelle 3.2 dargestellt.

Wie auch bei der Anstiegszeitanalyse steigt die Anzahl der detektierten Protonzerfälle mit der Häufigkeit der sehr schnellen Afterpulse und die Effizienz sinkt. Eine erste Hypothese zur Erklärung dieses Verhaltens ist das Hinzukommen weiterer Wendepunkte durch schnelle Afterpulse. Besonders viele schnelle Afterpulse werden bei großen Mengen detektierter Photoelektronen erzeugt. Ihren größten Einfluss sollten

schnelle Afterpulse deshalb auf der abfallenden Flanke des absoluten Maximums besitzen. Prägt sich dort ein zusätzliches lokales Maximum aus, so werden zwei weitere Wendepunkte detektiert. Protonzerfälle oder Untergrundereignisse, deren ideale Form ein einzelner Peak war, der einen oder zwei Wendepunkte aufwies, können durch das Hinzunehmen der beiden Wendepunkte durch das neue lokale Maximum zu den Protonzerfällen gezählt werden. Besonders gefährdet sind dabei Ereignisse, auf deren Flanken schon bei idealer Pulsform große Fluktuationen sitzen.

Der Unterschied, detektierter Protonzerfälle für eine Afterpulswahrscheinlichkeit von 50% zu denen bei einer Wahrscheinlichkeit von 0% beträgt 4.03%, der Unterschied zwischen einer Wahrscheinlichkeit von 10% zu 0% misst 0.7%. Für die Untergrundereignisse ist der Unterschied zwischen 50% und 0% sogar 19.0%, für Wahrscheinlichkeiten von 10% zu 0% nur noch 0.3%. Die Untergrundunterdrückung sinkt für Wahrscheinlichkeiten zwischen 0% und 10% von 15.1 auf 14.4, was eine Differenz von 0.7 ausmacht. Der Einfluss der sehr schnellen Afterpulse ist für beide Ereignistypen stark, falls man den Einfluss durch Afterpulswahrscheinlichkeiten von 50% mit berücksichtigt. Untersucht man hingegen nur den Einfluss von schnellen Afterpulsen mit Auftrittswahrscheinlichkeiten bis 10%, so ist der Unterschied bei der Detektion von Protonzerfällen ähnlich groß wie für die Anstiegszeitanalyse, für die Erkennung von Untergrundereignissen sogar geringer als beim Risetime-Cut.

Auch bei der Wendepunktssuche könnte eine Optimierung der oberen Schwelle, unteren Schwelle und dem Zeitfenster für den Fall sehr schneller Afterpulse eine bessere Untergrundunterdrückung ergeben.

### **3.4 Vergleich des Einflusses auf die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Algorithmen**

Die Analyse der Risetime wird wahrscheinlich durch verlängerte Anstiegszeiten wegen vergrößerten Maxima verfälscht. Bei der Suche nach Wendepunkten könnte das Hinzukommen weiterer Wendepunkte durch Afterpulse auf der abfallenden Flanke des absoluten Maximums zu Effektivitätseinbußen führen.

Treten Afterpulse mit Wahrscheinlichkeiten von 10% auf, so werden bei beiden Algorithmen von 5000 Protonzerfällen 0.73% mehr Protonzerfälle detektiert, als es ohne sehr schnelle Afterpulse der Fall war. Bei den Untergrundereignissen sind es für die Anstiegszeitanalyse 1.46% mehr, bei der Suche nach Wendepunkten kommen nur 0.30% hinzu. Der Einfluss der schnellen Afterpulse ist also für die Anstiegszeitanalyse deutlich größer. Dies könnte daran liegen, dass die Schnittzeit bei 7 ns für den Fall sehr schneller Afterpulse suboptimal ist. Der Einfluss der Wahl der Schnittzeit könnte sich kritischer auf die Effizienz des Risetime-Cuts auswirken als leichte Änderungen der Parameter der Wendepunktssuche. Die Effizienz sinkt für beide Detektionsmecha-

### 3.4 Vergleich des Einflusses auf die Nachweiswahrscheinlichkeit beider Algorithmen

nismen sobald sehr schnelle Afterpulse hinzukommen, wobei die Wendepunktsuche etwa doppelt so effizient und weniger sensitiv auf die Einführung der sehr schnellen Afterpulse ist. Ein Vergleich zwischen beiden Algorithmen sollte allerdings erst gezogen werden, wenn die Parameter für die Analyse an den Effekt sehr schneller Afterpulse angeglichen sind.



# Kapitel 4

## Zusammenfassung und Ausblick

Der Einfluss der sehr schnellen Afterpulse auf die Detektion des Protonzerfalls ist zwar gering, aber vorhanden. Zur nötigen Verbesserung der Unterdrückung des Untergrunds sind grundlegendere Phänomene als die schnellen Afterpulse ausschlaggebend, für die optimale Effizienz sollte der Effekt aber berücksichtigt werden.

Im Falle der Anstiegszeitanalyse bringen die sehr schnellen Afterpulse mit einer Auftrittswahrscheinlichkeit von 5% eine Verschlechterung der Untergrundunterdrückung um 0.4 mit sich. Dabei werden 0.49% mehr Protonzerfälle mit Afterpulsen detektiert. Dieser Anstieg der gefundenen Protonzerfälle ist noch nicht verstanden. Die genaue Untersuchung der Verschlechterung der Untergrundunterdrückung von vormals  $10^4$  aus [28] zu 6.8 bei einer Afterpulswahrscheinlichkeit von 5% kann neue Kriterien zur Verbesserung der Analyse bringen. Die Anpassung der Schnittzeit an die sehr schnellen Afterpulse könnte eine große Steigerung der Effizienz bedeuten. Eine weitere Möglichkeit wäre zum Beispiel ein weiterer Schnitt bei großen Anstiegszeiten.

Die Suche nach Wendepunkten erfährt durch schnelle Afterpulse mit 5% Wahrscheinlichkeit einen Effizienzverlust von 0.36, woraus eine Untergrundunterdrückung von 14.7 resultiert und 0.47% mehr Protonzerfälle detektiert werden. Auch dieser Anstieg identifizierter Protonzerfälle sollte noch genauer untersucht werden. Eine Verbesserung des Detektionsmechanismus wird die Anpassung der Parameter an die Art des Wendepunktes und die Suche der optimalen Parameter für Signale mit dem Effekt der sehr schnellen Afterpulse bieten.

In jedem Fall ist die Effizienz beider Algorithmen noch nicht hoch genug, um die Lebensdauer des Protons in realistischen Laufzeiten von LENA erhöhen zu können. Großes Verbesserungspotential sollte in der Kombination der Anstiegszeitanalyse mit der Suche nach Wendepunkten liegen. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben, werden einige mögliche Fehlerquellen des einen Algorithmus durch den anderen ausgeschlossen. Die Einführung eines Energiecuts, also nur Ereignisse, deren deponierte Energie in der richtigen Region liegt, überhaupt als Protonzerfälle zuzulassen, wird sicher weitere Verbesserungen der Funktionsweise des Risetime-Cuts und der Suche nach Wendepunkten bereithalten.



# Literaturverzeichnis

- [1] M. Wurm et al., “The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA”, *LENA Whitepaper*, 1104.5620v2 (2011).
- [2] G. 't Hooft, “Symmetry Breaking Through Bell-Jackiw Anomalies,” *Phys. Rev. Lett.* 37, S.8-11 (1976).
- [3] A. Ringwald, “High-Energy Breakdown of Perturbation Theory in the Electroweak Instanton Sector,” *Nucl. Phys. B*330, 1 (1990).
- [4] Espinosa, Olivier, “High-Energy Behavior of Baryon and Lepton Number Violating Scattering Amplitudes and Breakdown of Unitarity in the Standard Model”, *Nucl.Phys.*, B343, S.310-340, 10.1016/0550-3213(90)90473-Q (1990).
- [5] H. Georgi, S. L. Glashow, “Unity of All Elementary Particle Forces”, *Phys. Rev. Lett.* 32, S.438-441 (1974).
- [6] Super-Kamiokande Collaboration, H. Nishino et al., “Search for Proton Decay via  $p \rightarrow e^+ \pi^0$  and  $p \rightarrow \mu^+ \pi^0$  in a Large Water Cherenkov Detector”, *Phys. Rev. Lett.* 102, 141801 (2009), arXiv:0903.0676.
- [7] Super-Kamiokande Collaboration, K. Kobayashi et al., “Search for nucleon decay via modes favored by supersymmetric grand unification models in Super-Kamiokande-I”, *Phys. Rev. D* 72, 052007 (2005), arXiv:hep-ex/0502026.
- [8] N. T. Shaban and W. J. Stirling, “Minimal left-right symmetry and SO(10) grand unification using LEP coupling constant measurements”, *Phys. Lett. B* 291, S.281-287 (1992).
- [9] P. Nath and P. Fileviez Perez, “Proton stability in grand unified theories, in strings, and in branes” *Phys. Rept.* 441, S.191-317 (2007), arXiv:hep-ph/0601023.
- [10] J. C. Pati, “Probing Grand Unification Through Neutrino Oscillations, Leptogenesis, and Proton Decay”, *Int. J. Mod. Phys. A*18, 4135 (2003), hep-ph/0305221.
- [11] V. Lucas and S. Raby, “Nucleon Decay in a Realistic SO(10) SUSY GUT”, *Phys. Rev. D* 55, 6986 (1997), arXiv:hep-ph/9610293.

- [12] R. L. Arnowitt, A. H. Chamseddine, and P. Nath, “Developments in Supergravity Unified Models”, *Phys. Lett. B* 156, 215 (1985).
- [13] T. Marrodán Undagoitia et al., *J. Phys. Conf. Ser.* 39, 269 (2006).
- [14] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), <http://pdg.lbl.gov/>(2010).
- [15] J. G. Learned, “High Energy Neutrino Physics with Liquid Scintillation Detectors”, (2009), arXiv:0902.4009.
- [16] J. Peltoniemi, “Liquid scintillator as tracking detector for high-energy events”, (2009), arXiv:0909.4974.
- [17] Kalliosuunnittelu Oy Rockplan LTD, Prefeasibility study for LENA, [www.rockplan.fi](http://www.rockplan.fi) (2008).
- [18] Hamamatsu PMT handbook v3aE by Hamamatsu S.13, <http://sales.hamamatsu.com> (2006).
- [19] M. Tippmann, Doktorarbeit, noch nicht publiziert, TU München (2011).
- [20] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments”, Springer-Verlag, S.177-198, (1994).
- [21] R. Möllenberg, Diplomarbeit “Monte-Carlo Study of the Fast Neutron Background in LENA”, Technische Universität München, [http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research\\_and\\_projects/lena/](http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research_and_projects/lena/)(2009).
- [22] M. Wurm, “Cosmic Background Discrimination for Rare Neutrino Event Search in Borexino and LENA”, Doktorarbeit, Technische Universität München (2009).
- [23] D. Rein and L. M. Sehgal, “Neutrino Excitation of Baryon Resonances and Single Pion Production”, *Ann. of Phys.* 133, S.79-153 (1981).
- [24] D. Rein, “Angular Distribution In Neutrino Induced Single Pion Production Processes”, *Z. Phys. C* 35, S.43-64 (1987).
- [25] MINERvA Collaboration, “Proposal to Perform a High-Statistics Neutrino Scattering Experiment Using a Fine-grained Detector”, (2004), arXiv:hep-ex/0405002.
- [26] T. Marrodán Undagoitia et al., “Search for the proton decay  $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$  in the large liquid scintillator low energy neutrino astronomy detector LENA”, *Phys. Rev. D* 72, 075014 (2005).
- [27] A. S. Dighe, M. T. Keil, and G. G. Raffelt, “Identifying Earth matter effects on supernova neutrinos at a single detector”, *JCAP* 0306, 006 (2003), arXiv:hep-ph/0304150.

- [28] T. Marrodán Undagoitia, Doktorarbeit “Measurement of light emission in organic liquid scintillators and studies towards the search for proton decay in the future large-scale detector LENA”, Technische Universität München, [http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research\\_and\\_projects/lena/](http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research_and_projects/lena/) (2008).
- [29] T. Marrodán Undagoitia, Diplomarbeit “Search for proton decay in the large liquid scintillator detector LENA”, Technische Universität München, [http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research\\_and\\_projects/lena/](http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research_and_projects/lena/)(2005).



# Danksagung

Ich möchte Herrn Prof. Dr. S. Schönert dafür danken, dass ich diese Arbeit an seinem Lehrstuhl anfertigen durfte.

Auch danke ich Herrn Prof. Dr. L. Oberauer für die Themenstellung und Beratung.

Besonders danken möchte ich meinem Betreuer Marc Tippmann, der nie Mühe oder Aufwand gescheut hat, um mir zu helfen. Es gab keine Frage, die ich nicht hätte stellen dürfen und keine Antwort, die ich nicht präzise und ausführlich bekommen hätte.

Ohne Quirin Meindl hätte ich das Programmieren mit Root nur halb so gut gemeistert, ein großes Dankeschön für die vielen Tipps.

Danke auch an Marc Tippmann und Jürgen Winter für das Korrekturlesen meiner Arbeit.

Die konstruktive Atmosphäre im Lehrstuhl hat meine Arbeit aufgelockert und gefördert, ein herzliches Dankeschön dafür!

Wie immer bei neuen Herausforderungen haben mich meine Eltern und mein Freund exzellent unter- und gestützt! Ich danke Euch dafür von Herzen.