

Facharbeit  
aus dem Fach  
Physik

Thema:

Analyse kurzlebiger Radionuklide im solaren-Neutrinodetektor Borexino  $^{11}\text{Li}$  -  $^{12}\text{B}$  -  $^8\text{He}$  -  $^9\text{Li}$

Verfasser/in: Benedikt Brandt  
Leistungskurs: 3PH1  
Kursleiter/in: Oberstudienrat Franke  
Abgabetermin: 29.01.10

Erzielte Note: ..... in Worten: .....

Erzielte Punkte: ..... in Worten: .....

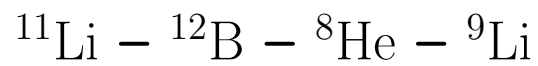
Abgabe beim Kollegstufenbetreuer am .....

.....  
(Unterschrift des Kurleiters/der Kursleiterin)



Facharbeit Physik

**Analyse kurzlebiger Radionuklide im  
solaren-Neutrinodetektor Borexino**



Benedikt Brandt

29.01.2010



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Überblick</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalischer Hintergrund</b>	<b>2</b>
2.1	Neutrinos . . . . .	2
2.2	Solare Neutrinos . . . . .	2
2.3	Vakuum-Oszillationen . . . . .	2
2.4	Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effekt . . . . .	2
2.5	Myonen . . . . .	3
2.6	Kosmogene Radionuklide . . . . .	3
2.7	Freie Neutronen . . . . .	3
2.8	Q-Wert . . . . .	3
2.9	Photomultiplier . . . . .	4
<b>3</b>	<b>Neutrinodektoren</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Borexino</b>	<b>6</b>
4.1	Aufbau . . . . .	6
4.1.1	Innerer Detektor . . . . .	6
4.1.2	Äußerer Detektor . . . . .	8
4.2	Szintillator . . . . .	8
4.3	Erste Echtzeitergebnisse . . . . .	8
<b>5</b>	<b>Datenverarbeitung</b>	<b>9</b>
5.1	Root und Echidna . . . . .	9
5.2	Voranalyse . . . . .	11
5.3	Datenpräparation . . . . .	11
5.4	Cuts . . . . .	12
<b>6</b>	<b>Untergrund</b>	<b>13</b>
6.1	Untergrund durch Myonen . . . . .	13
6.2	Untergrund durch Radionuklide . . . . .	13
<b>7</b>	<b>Effizienz</b>	<b>15</b>
7.1	Ungenauigkeiten in der Myonen-Trackrekonstruktion . . . . .	15
7.2	Fehlende Myonen-Trackrekonstruktion . . . . .	15
7.3	Ungenauigkeit in der Myonenerkennung . . . . .	16
7.4	Ineffizienz beim Time-Cut . . . . .	16
7.5	Ineffizienz durch Energie-Cut . . . . .	16
<b>8</b>	<b><sup>11</sup>Li Analyse</b>	<b>17</b>
8.1	Eigenschaften . . . . .	17
8.2	Erwartung . . . . .	17
8.3	Cuts . . . . .	17
8.4	Effizienz . . . . .	18
8.5	Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide . . . . .	18
8.6	Ergebnisse . . . . .	19

<b>9</b>	<b><math>^{12}\text{B}</math> Analyse</b>	<b>20</b>
9.1	Eigenschaften: . . . . .	20
9.2	Erwartung . . . . .	20
9.3	Cuts . . . . .	20
9.4	Effizienz . . . . .	20
9.5	Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide . . . . .	21
9.6	Ergebnisse . . . . .	21
<b>10</b>	<b><math>^8\text{He}</math> Analyse</b>	<b>23</b>
10.1	Eigenschaften . . . . .	23
10.2	Erwartung . . . . .	23
10.3	Cuts . . . . .	23
10.4	Effizienz . . . . .	24
10.5	Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide . . . . .	25
10.6	Ergebnisse . . . . .	25
<b>11</b>	<b><math>^9\text{Li}</math> Analyse</b>	<b>28</b>
11.1	Eigenschaften . . . . .	28
11.2	Erwartung . . . . .	28
11.3	Cuts . . . . .	28
11.4	Effizienz . . . . .	29
11.5	Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide . . . . .	29
11.6	Ergebnisse . . . . .	30
<b>12</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>31</b>
12.1	Ergebnisse . . . . .	31
12.2	Ausblick . . . . .	31
<b>13</b>	<b>Literatur</b>	<b>33</b>
<b>14</b>	<b>Danksagung</b>	<b>34</b>
<b>15</b>	<b>Anhang</b>	<b>35</b>
15.1	Radionuklide . . . . .	35
15.2	Fitfunktion . . . . .	38

# 1 Einleitung und Überblick

Seit tausenden von Jahren fasziniert die Astronomie die Menschen. Im Laufe der Zeit wurde sie immer mehr zu einer Quelle für die physikalische Forschung und die Beobachtungen dehnten sich vom sichtbaren und leicht messbaren Bereich des Lichts in immer schwieriger nachweisbare Gebiete aus. Ausgehend von Teleskopen für das sichtbare Licht wurden so zunehmend auch Röntgenstrahlen oder Radiowellen, sowie Elementarteilchen zur Beobachtung kosmischer Ereignisse benutzt. Einen Meilenstein stellte hierbei das Homestake [1] Experiment dar, bei dem es zum ersten Mal gelang, solare Neutrinos nachzuweisen. Seitdem wurden die Detektionsmethoden für Neutrinos fortlaufend verbessert. Die aus dieser Entwicklung hervorgegangenen großvolumigen Flüssigszintillator-Detektoren stellen die beste bisher bekannte Detektionsmöglichkeit für solare Neutrinos dar.

Bei jedem physikalischen Experiment ist die Bestimmung der Messungenauigkeit von zentraler Bedeutung. Eine der größten Ungenauigkeiten in der Messung von solaren Neutrinos in Flüssigszintillator-Detektoren verursachen dabei die sogenannten kosmogenen Radionuklide. Kosmogene Radionuklide kann man in zwei Kategorien unterteilen. Diejenigen, bei deren Produktion kein freies Neutron entsteht, bilden die erste Gruppe und diejenigen, deren Produktion ein freies Neutron hervorruft, bilden die zweite.

In dieser Arbeit wird der auf Flüssigszintillator basierende Detektor Borexino auf die Entstehungsrate der kosmogenen Radionuklide  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{B}$ ,  $^8\text{He}$  und  $^9\text{Li}$  untersucht, die zur ersten Kategorie kosmogener Radionuklide gehören.

Für jedes dieser Radionuklide wird im Folgenden eine obere Grenze für die Entstehungsrate ermittelt.

## 2 Physikalischer Hintergrund

### 2.1 Neutrinos

Neutrinos sind ungeladene Elementarteilchen, die nur der schwachen Wechselwirkung sowie der Gravitation unterliegen. Neutrinos wechselwirken außerordentlich schwach mit Materie und sind dementsprechend schwer nachzuweisen. Es existieren drei verschiedene Arten von Neutrinos: Das Elektron-Neutrino  $\nu_e$ , das Myon-Neutrino  $\nu_\mu$  und das Tau-Neutrino  $\nu_\tau$ . Welches davon auftritt, wird bei den Entstehungsprozessen durch die Familienzahlerhaltung der Leptonen festgelegt.

Der Großteil der Neutrinos, die uns auf der Erde erreichen, stammen von den in der Sonne ablaufenden Fusionsprozessen. Über 6 Milliarden Sonnen-Neutrinos durchqueren pro Sekunde pro Quadratzentimeter die Erde [2] und nur ein verschwindend geringer Teil interagiert mit der Materie unseres Planeten.

### 2.2 Solare Neutrinos

Das beste derzeit vorhandene Modell zur Beschreibung unserer Sonne ist das *Standard Solar Model* (SSM). Ausgehend von der Energieproduktion durch Fusion, einer Grundannahme über den Energietransport sowie dem thermischen und hydrostatischen Gleichgewicht, lassen sich die Prozesse in der Sonne sehr präzise beschreiben. Dadurch ist es möglich, die Entstehungsrate von Neutrinos in unserer Sonne zu berechnen. Bei Messungen dieser Rate wurde jedoch ein Defizit von Elektronen-Neutrinos beobachtet. Eine Erklärung für dieses Problem bietet die Annahme von Neutrino-Oszillationen, nach denen sich die drei verschiedenen Neutrino-typen ineinander umwandeln können ( $\nu_e \longleftrightarrow \nu_\mu, \nu_e \longleftrightarrow \nu_\tau, \nu_\tau \longleftrightarrow \nu_\mu$ ). Diese Umwandlungen werden durch zwei Prozesse verursacht, durch Vakuum-Oszillationen und den für Borexino besonders relevanten *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt*.

### 2.3 Vakuum-Oszillationen

Die Theorie der Vakuum-Oszillationen für Neutrinos beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Neutrino eines Typs sich in ein Neutrino eines anderen Typs umwandelt. Diese Theorie basiert auf den nicht-verschwindenden Neutrinomassen, sowie darauf, dass die Eigenzustände der Neutrinos nicht deckungsgleich mit den messbaren Quantenzuständen sind. Die aufgrund dieser Eigenschaften errechnete Oszillationswahrscheinlichkeit ist jedoch nur für Neutrinos im Vakuum gültig.

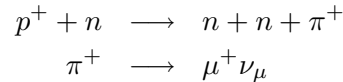
### 2.4 Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein Effekt

Eine theoretische Beschreibung der Neutrino-Oszillationen in Materie wurde als erstes durch Mikheyev und Smirnov [3] auf Grundlage von Arbeiten durch Wolfenstein [4] entwickelt und wird *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt* (MSW) Effekt genannt. Wenn Neutrinos einen Bereich mit wechselnder Materiedichte durchqueren, kann sich nach der MSW-Theorie die Oszillationswahrscheinlichkeit maximieren. Da die Materiedichte auf dem Weg der Neutrinos vom Zentrum der Sonne zum Vakuum stetig abnimmt, führt dies zu einem Defizit in der auf der Erde beobachteten Elektron-Neutrino Anzahl.



## 2.5 Myonen

Die auf der Erde auftreffenden Myonen entstehen hauptsächlich in den oberen Schichten unserer Atmosphäre beim Auftreffen kosmischer Teilchen, wie zum Beispiel Protonen. Dabei entstehen Pionen und Kaonen, die zu Myonen zerfallen [5]. Eine mögliche Zerfallsabfolge lautet:



Die mittlere Lebensdauer von Myonen beträgt  $2,197 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Da diese Myonen sehr energiereich bis zu mehreren hundert  $\text{GeV}$  sein können, erreichen sie jedoch aufgrund der Zeitdilatation die Erde. Die Eindringtiefe von Myonen in Materie hängt von ihrer Energie ab, hochenergetische Myonen können mehrere tausend Meter an Stein durchdringen.

## 2.6 Kosmogene Radionuklide

Die von Myonen erzeugten Radionuklide sind sogenannte kosmogene Radionuklide. Sie entstehen durch Kollision eines Myons mit einem  $^{12}\text{C}$  Kern des Flüssigszintillators (siehe Sektion 4.2). Mögliche Entstehungsprozesse reichen dabei vom Herausschlagen einiger Neutronen und Protonen bis zur Entfernung von Protonen unter Anreicherung von Neutronen. Die so entstandenen Radionuklide besitzen eine Halbwertszeit von Millisekunden bis zu einer Halbwertszeit von einer halben Stunde. Eine kurze Übersicht über die zu erwartenden Radionuklide ist in Tabelle 1 gegeben. Eine ausführlichere Darstellung der Radionuklide findet sich in Abschnitt 15.1. Darüberhinaus gibt es in Borexino Radionuklide in Form von natürlich vorkommenden Isotopen wie  $^{14}\text{C}$  oder  $^{214}\text{Bi}$ .

Radionuklid	$^{11}\text{Li}$	$^{12}\text{B}$	$^8\text{He}$	$^9\text{C}$	$^9\text{Li}$	$^8\text{B}$
$\tau$	12.6 ms	29.1 ms	172 ms	182.5 ms	257,2 ms	1, 11 s
Radionuklid	$^6\text{He}$	$^8\text{Li}$	$^{11}\text{Be}$	$^{10}\text{C}$	$^{11}\text{C}$	
$\tau$	1,164 s	1,212 s	19,92 s	27,83 s	29,42 min	

Tabelle 1: Liste kurzlebiger in Borexino vorhandener kosmogener Radionuklide

## 2.7 Freie Neutronen

Freie Neutronen entstehen in Borexino durch Reaktion eines Myons, oder dessen Sekundärteilchens mit einem  $^{12}\text{C}$ . Dies kann in einigen seltenen Fällen zu Neutronenschauern mit über 100 Neutronen führen [6]. Aus einem Kern herausgelöste Neutronen werden nach einer Halbwertszeit von ca.  $170 \mu\text{s}$  vom Wasserstoff des Szintillators eingefangen. Dabei entsteht ein Deuteron und es wird ein Gamma-Quant mit der charakteristischen Energie von  $2,2\text{MeV}$  emittiert  $n + p \rightarrow d + \gamma_{2,2\text{MeV}}$ .

## 2.8 Q-Wert

Der Q-Wert eines Zerfalls beschreibt die Energiebilanz eines radioaktiven Zerfalls. Es gilt [7]:

$$Q_{\text{Wert}} = \sum \text{Ruheenergie der Ausgangsnuklide} - \sum \text{Ruheenergie der Reaktionsprodukte}$$

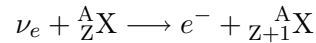
Damit ist der Q-Wert ein Maß für die bei einem radioaktiven Zerfall frei werdende Energie. Diese geht auf die Reaktionsprodukte über, so zum Beispiel beim  $\beta^-$  Zerfall als kinetische Energie auf das Elektron.

## 2.9 Photomultiplier

Ein Photomultiplier (PMT) ist eine Elektronenröhre, die zur Detektion von Photonen dient. Wenn ein Photon auf einen PMT trifft, kann aufgrund des Photoeffekts ein Elektron aus dessen Oberfläche herausgelöst werden. Dieses Elektron wird durch eine an den PMT angelegte Spannung beschleunigt und trifft auf eine Elektrode, aus der es mehrere Elektronen herausschlägt. Diese können nach erneuter Beschleunigung wiederum weitere Elektronen aus weiteren Elektroden herauslösen, wodurch eine Elektronenkaskade und damit ein messbares Signal entsteht.

### 3 Neutrinodetektoren

Grundsätzlich unterscheidet man bei Neutrinodetektoren zwischen radiochemischen Detektoren, Cherenkov Detektoren und Szintillationsdetektoren. Das von 1970 bis 1996 durchgeführte Homestake Experiment [1], das als erstes das Defizit an solaren  $\nu_e$  nachgewiesen hat, basierte auf einem radiochemischen Detektor. Dieser Detektortyp ermittelt die Anzahl an Neutrinos über die Reaktion:



Dabei entsteht das radioaktive Nuklid  ${}^A_{Z+1}\text{X}$ , dessen Anzahl nach einer gewissen Bestrahlungszeit über dessen Zerfall gemessen werden kann. Die Anzahl der produzierten  ${}^A_{Z+1}\text{X}$  ist somit ein Maß für den gesamten Neutrinofluss während der Bestrahlungszeit.

Cherenkov Detektoren wie KamiokaNDE und Super-Kamiokande basieren auf dem Nachweis von Neutrinos über schnelle Elektronen. Über Wechselwirkung mit hochenergetischen Neutrinos erreichen die Elektronen eine Geschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit im verwendeten Medium, wodurch Čerenkovlicht ausgestrahlt wird, das von Photomultipliern aufgefangen wird.

Szintillationsdetektoren weisen Neutrinos ebenfalls über die Streuung an Elektronen nach. Beispiele für solche Szintillationsdetektoren sind Borexino oder KamLAND. Die Bewegung von geladenen Teilchen im Szintillator sorgt für die Anregung des Szintillationsmediums, das diese Energie durch Emission von Photonen wieder abgibt. Im Gegensatz zu Cherenkov Detektoren haben Szintillationsdetektoren wie Borexino den Vorteil, dass sie auch Neutrinos mit besonders niedriger Energie detektieren können.

KamLAND besitzt einen sehr ähnlichen aber größeren Aufbau im Vergleich zu Borexino und hat eine geringere Abschirmung durch Gestein, wodurch der Einfluss von Myonen größer ist und somit auch mehr kosmogene Radionuklide produziert werden. Aufgrund der Ähnlichkeit zwischen beiden Detektoren ist es möglich, einen Skalierungsfaktor zwischen den Entstehungsraten von kosmogenen Radionukliden anzugeben. Dadurch kann man von der Rate ( $R$ ) in dem einen Detektor auf die Rate im anderen schließen. Der zugehörige Skalierungsfaktor beträgt 0,24 [6]. Es gilt:  $R_{KamLAND} 0,24 = R_{Borexino}$  in  $counts \cdot day^{-1} \cdot 100t^{-1}$  Szintillator. Dieses Verhältnis wurde benutzt, um die in [8] veröffentlichten Entstehungsraten kosmogener Radionuklide in KamLAND auf die Entstehungsrate von Borexino umzurechnen. Die auf diese Weise berechnete Entstehungsrate ist bei den einzelnen Analysen der Radionuklide angegeben.

## 4 Borexino

Borexino ist ein 300t Neutrinodetektor, dessen Detektionsmethode auf einem organischen Flüssigszintillator basiert. Der Detektor wurde von der Borexino Kollaboration, bestehend aus über 15 Institutionen aus 7 Ländern, entwickelt und gebaut. Er befindet sich im Berg Grand Sasso in Italien und ist von durchschnittlich 1400 Metern Fels umgeben [9]. Die Datenerfassung begann im Mai 2007, nachdem Borexino in 2004 fertiggestellt wurde. Die Borexino Kollaboration verfolgt mit Borexino als Hauptziel die Bestimmung der Rate solarer Neutrinos. Der erste Meilenstein wurde 2007 mit der Detektion von solaren  ${}^7\text{Be}$  Neutrinos erreicht. Seitdem konzentriert sich die Borexino-Arbeit auf einen Nachweis solarer „ ${}^8\text{B}$ “, „ $\text{pep}$ “ und „ $\text{CNO}$ “ Neutrinos, entstanden bei Fusionsprozessen in der Sonne. Darüber hinaus wird an einem besseren Verständnis der Vorgänge im Detektor, sowie eine höhere Effizienz in der Datenerfassung durch bessere Software und Erweiterungen der Hardware gearbeitet.

### 4.1 Aufbau

Der Detektor ist aus mehreren Schalen aufgebaut, wie in Abbildung 1 zu sehen. Die äußerste Schale bildet ein zylinderförmiger Tank, der vollständig mit Wasser gefüllt ist. Die zweite Schale des Detektors ist eine Edelstahlkugel mit 6,85 m Radius, welche auf Stahlträgern in der Mitte des Wassertanks ruht.

#### 4.1.1 Innerer Detektor

Im Inneren dieser Edelstahlkugel sind 2212 Photomultiplier (PMT), sowie zwei Schichten von kugelförmigen Nylonmembranen (NM) montiert (die sogenannten *Outer Vessel* und *Inner Vessel*), die den Innenraum der Kugel unterteilen [2]. Diese Abgrenzung durch die NM ist für die extrem hohe Reinheit des Szintillators erforderlich, so dass der innere Bereich des Detektors, so gut wie möglich, frei von radioaktiven Kontaminationen ist. Da aber speziell auf den Nylonmembranen eine große Anzahl radioaktiver Atomkerne vorliegt, wird das genutzte Volumen per Software-Cut weiter auf das *Fiducial Volume* (FV) eingeschränkt. Das FV, besitzt einen Radius von 3,021 Metern, entsprechend 100t an Szintillator (in Zukunft abgekürzt als  $100t^{-1}$ ) [2]. Dieses *Fiducial Volume* ist der Bereich, in dem Analysen den geringsten Untergrund aufweisen.

Neben Neutrinos erreichen aber insbesondere auch Myonen den Detektor. Trotz der 1400 Meter dicken Steinabschirmung wird Borexino von ca. 5000 Myonen pro Tag durchquert [6]. Beim Durchgang durch den Inneren Detektor emittieren sie aufgrund ihrer Ladung und großen Energie eine gewaltige Menge an Photonen im Szintillator, die sofort sämtliche Photomultiplier vollständig saturiert. Die dabei in den Photomultipliern frei werdenden Elektronenkaskaden sind stark genug, um die Energiemessung eines Ereignisses noch mehrere hundert  $\mu\text{s}$  nach dem Myon zu stören.

Beim Durchgang durch den Detektor können Myonen und deren Sekundärteilchen mit Atomkernen kollidieren und eine Vielzahl von Radionukliden erzeugen. Der Zerfall dieser Radionuklide ist Untergrund in den Neutrinomessungen, weshalb die Bestimmung der Entstehungsraten dieser Radionuklide von großem Interesse ist, siehe 6.1.

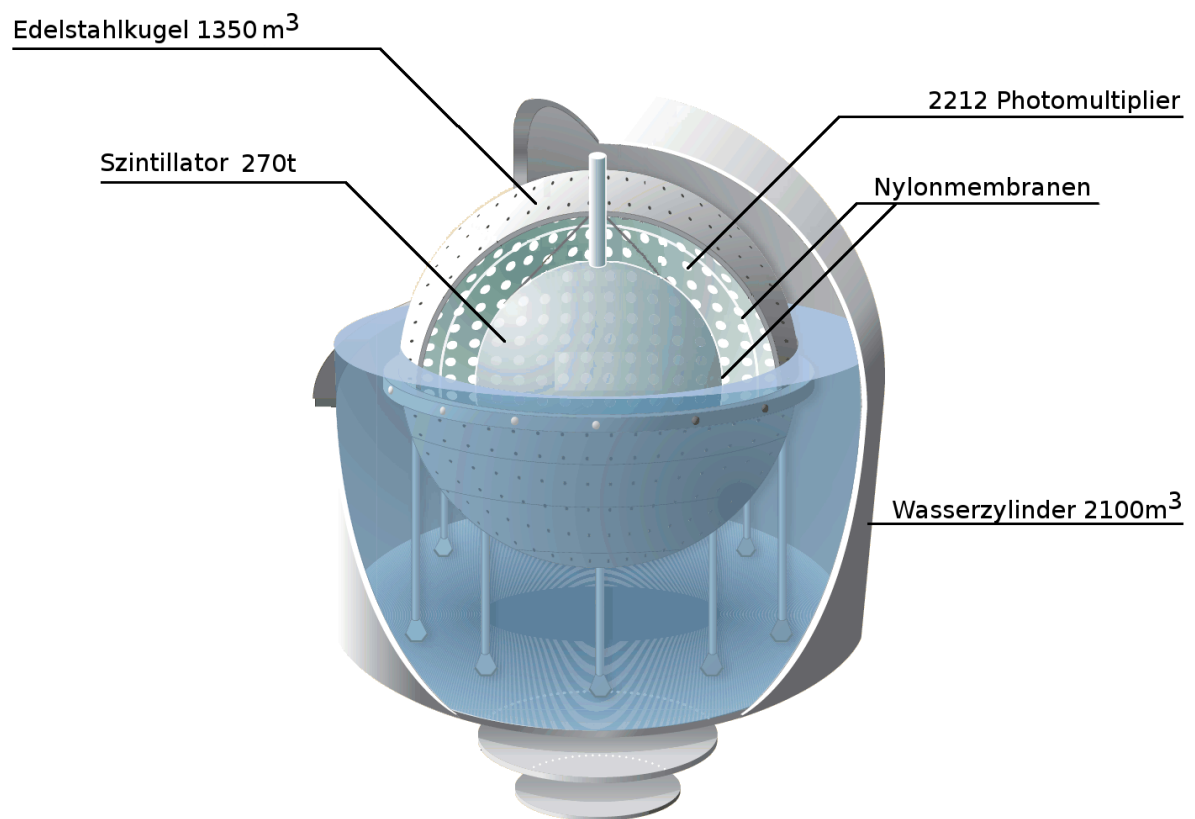


Abbildung 1: Schematischer Aufbau des Borexinodetektors [10]

### 4.1.2 Äußerer Detektor

Auf der Außenseite der Edelstahlkugel und auf dem Boden des Tanks sind 208 PMTs angebracht. Diese PMTs fangen das von Myonen hervorgerufene Čerenkovlicht auf und werden so zur Identifikation von Myonenereignissen im Detektor und zu deren Trackrekonstruktion benutzt.

## 4.2 Szintillator

Ein Szintillator ist eine Flüssigkeit, die von geladenen Teilchen zur Lichtemission angeregt werden kann. Der in Borexino verwendete Flüssigszintillator ist eine organische Flüssigkeit, die aus zwei Komponenten besteht, dem Szintillator Pseudocumene (1,2,4-Trimethylbenzen,  $C_6H_3(CH_3)_3$ ) und einer Substanz PPO (2,5-Diphenyloxazol), die für eine Wellenlängenverschiebung sorgt. Durch diese Kombination wird die wiederholte Absorbtion und Reemission von Photonen durch den Szintillator vermieden, was sowohl für die Signalqualität als auch für Positionsrekonstruktion der Ereignisse von großer Bedeutung ist.

## 4.3 Erste Echtzeitergebnisse

Am 16. August 2007 veröffentlichte die Borexino Kollaboration einen Artikel, in dem die erste Echtzeitmessung von solaren  $^7\text{Be}$  Neutrinos beschrieben ist [11]. Basierend auf dem Standardmodell ohne Oszillationen ist eine Ereignisrate von  $75 \pm 4 \text{ counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$  zu erwarten [2]. Nach der Theorie der Vakuumoszillationen und der MSW-Theorie (vgl. Abschnitt 2.4) hingegen erwartet man eine Anzahl von  $49 \pm 4 \text{ counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$ . Die in Borexino gemessenen Anzahl von  $47 \pm 7_{stat} \pm 12_{sys}$  [11] bestätigt somit die Oszillationstheorie.

## 5 Datenverarbeitung

### 5.1 Root und Echidna

*Root* [12] ist ein am CERN entwickeltes System zur Datenanalyse. Dieses System bietet das Grundgerüst für alle Makros, die für diese Facharbeit geschrieben wurden. Wesentliche Bestandteile von *Root* sind unter anderem der eigene C/C++ Interpreter Cint, ein eigenes Dateiformat, optimiert auf schnelle Abarbeitung großer Datenmengen und eine große Anzahl vorgefertigter Routinen zur Datenanalyse. Um *Root* zu nutzen, werden C/C++ Makros geschrieben, mit denen auf die Funktionen von *Root* zugegriffen werden kann. Die wichtigsten Elemente von *Root* für diese Arbeit sind:

1. Rootfiles

Sie unterteilen sich hierarchisch in den Tree als oberste Struktur, den Branches, die sich mehrfach verzweigen können, sowie den Leafs als Verzweigungen der Branches, in denen die Daten gespeichert sind. Die Branches erlauben ein sauberes Strukturieren der Daten, so dass nicht benötigte Informationen ausgeschlossen werden können, um die Laufzeit der Makros zu reduzieren.

2. Fitroutinen

Fitfunktionen dienen dazu, eine gewisse Verteilung von experimentell gefundenen Daten durch eine mathematische Funktion möglichst gut anzunähern. Da im Folgenden radioaktive Zerfälle analysiert werden, handelt es sich dabei ausschließlich um Funktionen der Form  $Ae^{-\frac{t}{\tau}} + C$ . Die genaue Darstellung der Fitfunktionen wird jeweils bei den einzelnen Radionukliden angegeben. Die Fitroutine versucht, ausgehend von der angegebenen Fitfunktion, die freien Parameter z.B.: A und C festzulegen. Dabei soll für jedes Bin das Integral der Fitfunktion im Bereich des Bins möglichst gut mit der Fläche dieses Bins übereinstimmen.

3. Histogramme

*Root* erlaubt verschiedenste Darstellungen der analysierten Daten. In dieser Arbeit werden alle Ergebnisse als eindimensionales Histogramm dargestellt, in das gegebenenfalls die zugehörige Fitfunktion mit eingezeichnet ist.

*Echidna* ist eine Erweiterung zu *Root*, die von der Borexino Kollaboration geschrieben wurde. *Echidna* stellt für Borexino spezifische Routinen sowie Funktionen zum Zugriff auf einzelne Variablen zur Verfügung. Diese Variablen beschreiben die Eigenschaften der Ereignisse. Die wichtigsten Variablen für diese Arbeit sind:

1. Trigger Type

In Borexino wird jedes Ereignis einem bestimmten Triggertype (trg-type) zugeordnet. Für die folgenden Analysen ist insbesondere der Triggertype 1 wichtig. Diesem entspricht ein physikalisches Ereignis im inneren Detektor, sei es Neutrino,  $\beta^-$  Zerfall, Myon, ein Gammaquant, etc.. Der Triggertype 128 steht für Neutronen, die von einem Myon produziert worden sind.

2. Cluster

Ereignisse, die in Borexino detektiert werden, besitzen üblicherweise pro Signal nur ein Maximum, da zum Beispiel pro  $\beta^-$  Zerfall genau eine Welle an Photonen die PMTs trifft. Solch ein Maximum wird vom Detektor als ein Cluster erkannt. Ereignisse mit mehreren

Clustern sind deshalb oft sehr schnell aufeinander folgende radioaktive Zerfälle, zufällige Koinzidenzen, oder die Folge besonders rauschintensiver hochenergetischer Myonen.

3. Charge

Die gesamte Energiedeposition eines Ereignisses im Detektor wird über die, in den PMTs erzeugte, Ladung gemessen. Die zugehörige Variable lautet *Charge* und wird in npe (Number of Photo Elektrons) gemessen, wobei 500 Charge einer Energiedeposition von 1 *MeV* im Detektor entspricht.

4. btb-Inputs

Die *btb\_inputs* Variable gibt an, ob das Ereignis ein Signal im äußeren Detektor hinterlassen hat. In diesem Falle gilt *btb\_inputs* = 4. Damit ist es in Kombination mit der *trg-type* Variable möglich Myonen zu erfassen. Für Myonen, die sowohl im äußeren wie im inneren Detektor ein Signal verursachen, gilt *btb\_inputs* = 4 und *trgtype* = 1.

5. dx2

Je nachdem wie ein Myon durch den Detektor gegangen ist, kann dessen Bahn unterschiedlich gut rekonstruiert werden. Bei gut rekonstruierten Myonen gilt  $dx2! = 0$ .

6. NDecodedHits

Bei sehr energiereichen Ereignissen wie dem Durchgang von Myonen durch den Detektor liefert die charge Variable keine verlässlichen Daten. Stattdessen kann die NDecodedHits Variable verwendet werden.

Über diese Variablen lassen sich Myonen und vom Szintillator eingefangene Neutronen leicht identifizieren. Für Myonen, die den gesamten Detektor durchquert haben, gilt:

1. Das Ereignis muss *trg-type* 1 sein
2. *Btb-Inputs* = 4
3. Anzahl der NDecodedHits muss größer als 2000 sein (Myon ist nahe oder durch das *Inner Vessel* gegangen sein, siehe Abschnitt 4.1.1 )
4. Die *Dx2* Variable ! = 4

Für Neutronen, die von einem Myon produziert wurden, gilt:

1. Das Ereignis ist *trg-type* 128

Für Neutronen, wie sie bei einem  $\beta^-$ , *n* Zerfall erzeugt werden, gilt:

1. Das Ereignis muss *trg-type* 1 sein
2. Charge ist kleiner als 1100 (= 2,2 *MeV*, sieh Abschnitt 2.7)

Für Ereignisse, die durch Radionuklide verursacht werden, wie einem  $\beta^-$  Zerfall gilt:

1. Das Ereignis muss *trg-type* 1 sein
2. Charge ist kleiner als der Q-Wert des Zerfalls



## 5.2 Voranalyse

Zur Analyse standen 305,2 Tage an Detektorzeit zur Verfügung, aufgespalten in mehrere Rootdateien. Um komfortabel und schnell mit dieser großen Datenmenge umzugehen, ist ein Makro geschrieben worden, das alle Rootdateien dieses Zeitraums abarbeitet und die einzelnen Ereignisse vorselektiert in eine zusammenfassende Datei schreibt. Dieses Makro lag zum Zeitpunkt dieser Arbeit bereits vor [13] und wurde für die Analysen verwendet.

Um die Dateigröße und damit die Laufzeit der folgenden Makros möglichst gering zu halten wurden folgende Branches deaktiviert:

1. laben.raw\_hits (Enthält keine der Variablen aus 5.1)
2. laben.decoded\_hits (Enthält keine der Variablen aus 5.1)
3. laben.clustered\_hits (Enthält keine der Variablen aus 5.1)
4. muon.raw\_hits (Enthält keine der Variablen aus 5.1)
5. muon.clustered\_hits (Enthält keine der Variablen aus 5.1)
6. fadc (Alternatives Datenerfassungssystem)
7. mctruth (Monte-Carlo Simulation)

Zusätzlich wurden noch folgende Cuts angewandt, um Kalibrations-Ereignisse und Ereignisse mit Fehlern in der Datenerfassung auszuschließen.

1. Event muss Triggertype 1 sein.
2. Die Anzahl der Cluster muss größer als Null sein.
3. Anzahl der funktionierenden PMTs muss größer als Null sein.

Das auf diese Weise erzeugte rootfile enthält knapp 1,2 Mio Ereignisse.

## 5.3 Datenpräparation

Um ein gewisses Radionuklid (RN) zu analysieren, ist es notwendig, den Zerfall des RN mit dem Myon in Verbindung zu bringen (zu korrelieren), von dem das RN erzeugt wurde. Die Zeitdifferenz zwischen RN und Myon ist bestimmt durch die Zerfallszeit des RN. Diese Zerfallszeit ist somit für die Analysen von elementarer Bedeutung.

Die Selektion der Myon- und Radionuklid-Ereignisse geschieht über die in 5.1 beschriebenen Parameter. Die Zuordnung von RN zu Myon geschieht in einem Makro, das die Ergebnisse des Voranalyse-Makros aufgreift, analysiert und in eine weitere Rootdatei speichert.

Durch diese Zuordnung wird wieder ein großer Teil der Daten aussortiert, da nur Ereignisse, die innerhalb von 20s nach dem Durchgang eines Myons auftreten, für kurzlebige Radionuklide in Frage kommen. Dieser Zeitraum ist so gewählt, dass er deutlich über der zehnfachen Lebensdauer des  ${}^8\text{Li}$  ( $\tau = 1,212\text{ s}$ ) liegt, welches das kosmogene Radionuklid mit der längsten Halbwertszeit in den nachfolgenden Analysen darstellt.

Die Anzahl der Einträge in der so präparierten Datei ist nicht größer als 3000, so dass die darauf aufbauenden Makros für die Analyse der einzelnen Radionuklide eine verhältnismäßig kurze Laufzeit aufweisen.

## 5.4 Cuts

Für die Analysen wurden Cuts verwendet, um die interessanten Ereignisse herauszufiltern. Die Cuts, die häufig in dieser Arbeit angewendet wurden, werden im folgenden beschrieben. Spezielle Cuts, die jeweiligen Cut-Parameter und deren Effizienz sind bei den einzelnen Analysen der Radionuklide aufgeführt.

### **Zeitdifferenz zum Myonereignis:**

Basierend auf der Halbwertszeit  $t_{1/2}$  eines Radionuklids darf die Zeitdifferenz zwischen dem Myon und dem Zerfallsereignis nicht größer als  $10t_{1/2}$  sein. Desweiteren muss ein Zerfall mehr als  $2\text{ ms}$  nach einem Myon auftreten, um auszuschließen, dass es sich um Restladung in den PMTs oder nicht korrekt erkannte Neutronen handelt.

### **Energiecut:**

Die Energie des Korrelationsereignisses muss kleiner als der Q-Wert des Radionuklids beim Zerfall und größer als  $0.8\text{ MeV}$  sein. Diese untere Grenze ist notwendig, um Untergrund durch natürlich vorkommende Isotope wie  $^{14}\text{C}$  und  $^{210}\text{Po}$  auszuschließen.

### **Radialer Cut:**

Dieser Cut beruht darauf, dass ein Radionuklid sich in der Nähe der Bahn des Myons befinden muss, von dem es erzeugt wurde.

### **Meantimecut:**

Für die Analyse relevante Ereignisse, wie ein radioaktiver Zerfall oder ein Gammaquant bei Neutroneneinfang, erzeugen einen sehr kurzen Lichtblitz im Detektor ( $< 100\text{ ns}$ ). Ereignisse, deren Lichterzeugung länger andauert, werden hervorgerufen durch Myonen.

## 6 Untergrund

### 6.1 Untergrund durch Myonen

Bei Analysen muss berücksichtigt werden, dass ein Ereignis mit mehreren Myonen korreliert werden kann. Abbildung 2 zeigt dabei, dass insgesamt 6,84% aller Myonen einen Zeitabstand von  $\Delta t < 20$  s besitzen.

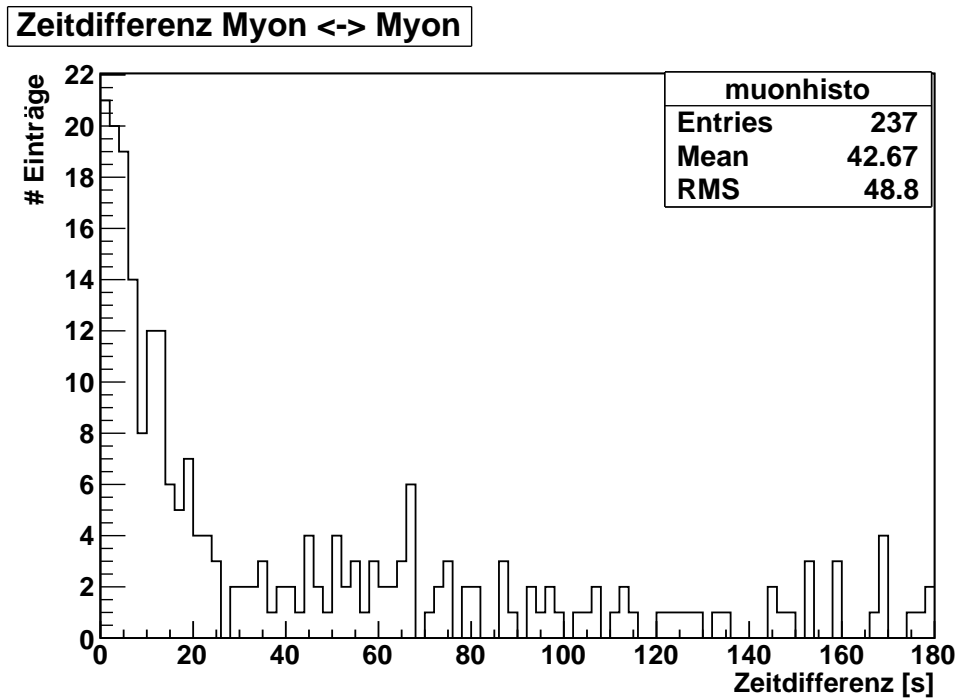


Abbildung 2: Aufgetragen ist die Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen zwei Myonen im inneren Detektor für  $\Delta t < 3$  min. Die im Text angegebenen Prozentwerte beziehen sich auf die Anzahl von 1812 Myonen im gesamten Datenset.

Durch die kurzen Zeitabstände zwischen zwei Myonen kann es vorkommen, dass ein Myon ein Radionuklid (RN) erzeugt und bevor dieses RN zerfällt, weitere Myonen den Detektor durchfliegen. Diese Myonen werden dann in der Analyse ebenfalls mit dem Zerfallsereignis in Verbindung gebracht. Wie aus Abbildung 3 hervorgeht, tritt dieses Phänomen bei 6,02% der Ereignisse auf. 93,98% besitzen demnach nur ein vorangehendes Myon, 5,80% zwei Myonen und 0,22% drei Myonen. Insgesamt gibt es 136 (6,02% von 2259) Mehrfachzuordnungen für das verwendete Datenset.

Da diese zusätzlichen Myonen in keinem Zusammenhang mit dem erzeugten Radionuklid stehen, verursachen sie einen konstanten Untergrund im Zeitprofil. Dieser Untergrund kann durch eine konstante Funktion mit dem Fit-Parameter  $C$  festgelegt werden und wird bei der Betrachtung der einzelnen Radionuklide berücksichtigt.

### 6.2 Untergrund durch Radionuklide

Beim Untergrund durch Radionuklide muss man drei Fälle unterscheiden:

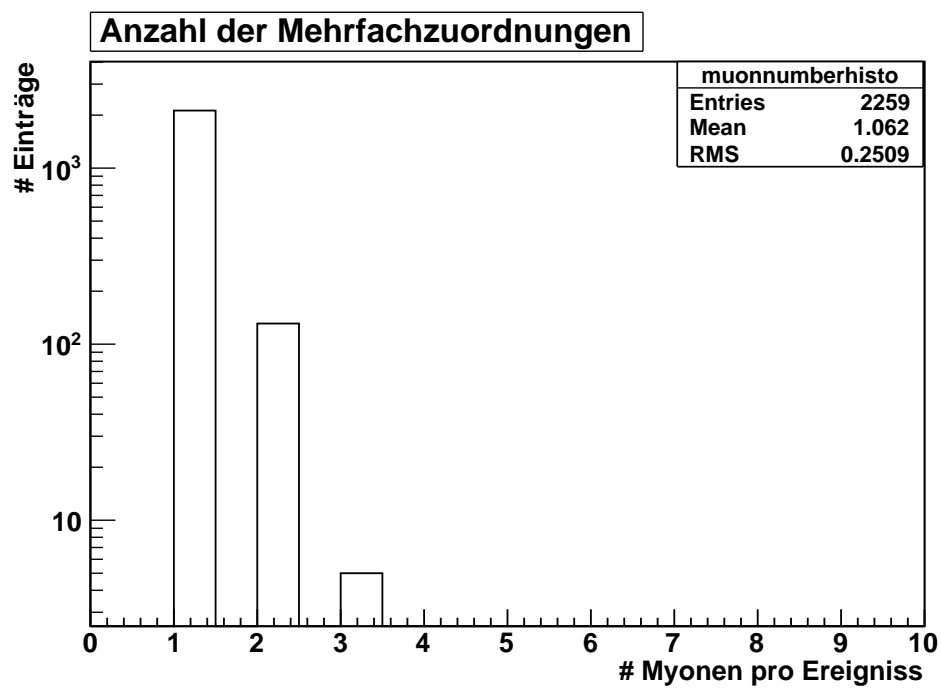


Abbildung 3: Abgebildet ist die Anzahl an Myonen, die einem Ereignis zugeordnet werden. 93,98% der Ereignisse werden nur einem Myon zugeordnet. 5,80% der Ereignisse werden zwei Myonen und 0,22% drei Myonen zugeordnet.

1.  $\tau \ll \tau_{ur}$

Wenn die Lebensdauer des betrachteten Radionuklids  $\tau$  wesentlich kürzer als die Lebensdauer des Untergrund-Radionuklids (UR)  $\tau_{ur}$  ist, sind die beiden leicht zu trennen. Das UR liegt in diesem Fall als konstanter Untergrund im Zeitprofil vor. Es gilt:  $e^{-\frac{t}{\tau}} \approx 1$  für  $\tau \gg t$

2.  $\tau \gg \tau_{ur}$

Besitzt das zu untersuchende Radionuklid eine wesentlich größere Lebensdauer als das UR, dann kann das UR durch die Wahl einer unteren Grenze im Zeitcut eliminiert werden. Diese untere Grenze muss so groß gewählt werden, dass nur noch vernachlässigbar wenige UR übrig sind (z.B.:  $10t_{1/2,ur}$ ).

3.  $\tau \approx \tau_{ur}$

Der Untergrund durch andere Radionuklide (RN), die im gleichen Zeitintervall und im selben Energiebereich liegen, ist am schwierigsten zu eliminieren. Durch die Wahl der Cut-Kriterien kann dieser Untergrund stark vermindert werden, wobei meistens dennoch ein gewisser Untergrundanteil verbleibt. Für einige RN lassen sich jedoch Cut-Kriterien finden, mit denen es möglich ist, einen Ausschnitt des RN-Spektrums zu beobachten, der frei von Untergrund ist. Ist das nicht möglich, aber die Untergrund verursachenden Radionuklide bekannt, kann, in einer späteren Analyse, deren Rate bestimmt und der Untergrund somit in der Analyse rechnerisch abgezogen werden. Eine weitere Möglichkeit zur Bereinigung dieses Untergrundanteils stellt eine Fitfunktion mit zwei Exponentialteilen für die jeweiligen Radionuklide dar (siehe Sektion 10.6).

## 7 Effizienz

An mehreren Stellen während der Analyse können Ineffizienzen auftreten, die bei der Bestimmung der Raten berücksichtigt werden müssen. Diese entstehen zum einen durch Fehler und Ungenauigkeiten in der Elektronik-Kette des Detektors und zum anderen durch Fehler in der Datenrekonstruktion, sowie durch die Wahl der Cut-Parameter. Im Folgenden sind die Ineffizienzen aufgeführt, die bei den Analysen berücksichtigt werden müssen.

### 7.1 Ungenauigkeiten in der Myonen-Trackrekonstruktion

Der Trackrekonstruktionsalgorithmus für Myonen ist aufgrund der Geometrie des Detektors mit einer Unsicherheit behaftet. Mögliche radiale Cuts, die auf die Trackrekonstruktion zurückgreifen, verringern in den Analysen den unkorrelierten Untergrund. Dieser kann aber auch in der Fit-Funktion berücksichtigt werden, so dass auf Radial-Cuts und der damit verbundenen Ungenauigkeit in der Trackrekonstruktion verzichtet werden kann.

Diese Ungenauigkeit tritt jedoch nur bei Myonen und bei der Positionsrekonstruktion von Neutronen, die durch ein Myon produziert wurden, auf. Alle anderen Ereignisse werden mit großer Präzision, im Bereich von cm, aufgelöst.

### 7.2 Fehlende Myonen-Trackrekonstruktion

Nicht bei allen Myonen, die den Detektor passieren, können die Bahnen rekonstruiert werden. Den Anteil der nicht richtig rekonstruierten Myonen-Bahnen erhält man über die  $dx2$  Variable. Man vergleicht die Gesamtanzahl mit der Anzahl der Myonen, deren Bahn richtig

rekonstruiert werden konnte.

Anzahl aller Myonen: 915605

Anzahl der korrekt rekonstruierten Myonen: 871889

Effizienz: 95,225 %

### 7.3 Ungenauigkeit in der Myonenerkennung

Die Variable *btb-Inputs* ist ebenfalls mit einer gewissen Ineffizienz behaftet. Diese Ineffizienz wurde bereits in [14] bestimmt und beträgt 0.05 %

### 7.4 Ineffizienz beim Time-Cut

Beim Zeitcut gehen durch die obere und untere Grenze weitere Ereignisse verloren. Die Bestimmung der Ineffizienz erfolgt für jedes Radionuklid mit Lebensdauer  $\tau$  und einem Zeitfenster von  $2 \text{ ms} \leq t \leq 10t_{1/2}$  über:

$$V = \frac{\int_0^{10t_{1/2}} N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt}{\int_0^{\infty} N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} dt} = e^{-\frac{2}{\tau}} - e^{-10 \ln 2}$$

Dieses Verhältnis ist jeweils bei den einzelnen Radionukliden angegeben.

### 7.5 Ineffizienz durch Energie-Cut

Durch Energiecuts werden bestimmte Energiebereiche von der Analyse ausgeschlossen, um Beiträge von anderen Radionukliden zur Analyse möglichst gering zu halten. Deswegen wird derjenige Anteil der Zerfälle, der in diesen Energiebereich liegt, in der Analyse nicht berücksichtigt. Dieser Anteil ist abhängig vom jeweiligen RN und wird durch Simulationen des Energiespektrums des jeweiligen Zerfalls bestimmt [15]. Die jeweilige Ineffizienz ist bei den einzelnen Radionukliden angegeben.

## 8 $^{11}\text{Li}$ Analyse

Die Entstehung von  $^{11}\text{Li}$  zeichnet sich genau wie die von  $^{12}\text{B}$  dadurch aus, dass sie durch Neutroneneinfang verursacht wird. Der Unterschied zum  $^{12}\text{B}$  besteht darin, dass zwei statt einem Neutron eingefangen werden. Dadurch kommt es zu einem sehr hohen Neutronenüberschuss mit 8 Neutronen im Verhältnis zu 3 Protonen. Dieser hohe Neutronenüberschuss ist der Grund für die vielen unterschiedlichen  $\beta^-$  Zerfallskanäle, in denen bis zu 3 Neutronen oder in ganz seltenen Fällen auch ein Deuteron oder Triton abgespalten werden können.

Entstehung:  $2n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{Li} + 3p$

### 8.1 Eigenschaften

Eigenschaften des  $^{11}\text{Li}$ :

Lebensdauer	12,6 ms				
Branching Ratio	85%	8,1%	4,1%	1,9%	0,9%
Zerfall:	$\beta^-, n$	$\beta^-$	$\beta^-, 2n$	$\beta^-, 3n$	$\beta^-, n\alpha$
Tochternuklid:	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Be}$	$^9\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^6\text{He}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	$1,51 \cdot 10^6$	13,81 s	stable	67 as	806.7 ms
Q-Wert $\beta^-$ :	$\approx 16 \text{ MeV}$	20,61 MeV	$\approx 16 \text{ MeV}$	$\approx 16 \text{ MeV}$	$\approx 16 \text{ MeV}$

### 8.2 Erwartung

Im Gegensatz zu den anderen in dieser Arbeit analysierten Radionukliden, kann bei  $^{11}\text{Li}$  keine erwartete Entstehungsrate angegeben werden, da in der Kamland Veröffentlichung [8] keine Angabe zur Entstehungsrate des  $^{11}\text{Li}$  gemacht wird.

### 8.3 Cuts

Bei der  $^{11}\text{Li}$  Analyse wurden folgende Cuts angewandt:

1. Zeitdifferenz zum Myonereignis:

$$2 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 90 \text{ ms}$$

2. Energiecut:

$$0,8 < E < 20,61 \text{ MeV}$$

3. Meantimecut:

$$t_{mean} < 100 \text{ ns}$$

4. Ereignisabfolge:

$^{11}\text{Li}$  macht in 91,9 % der Fälle einen beta-, verzögerten Neutron Zerfall, so dass ein Neutron entsteht, welches mit einer Lebensdauer von 250  $\mu\text{s}$  vom Wasserstoff eingefangen wird. Dieses Neutron emittiert beim Einfang ein Gammaquant mit einer charakteristischen Energie von 2,2 MeV.

**Gesamte Ereignisabfolge:**  $\mu \xrightarrow{12,6 \text{ ms}} \beta^- \xrightarrow{250 \mu\text{s}} n$

## 8.4 Effizienz

Das mit einem Makro [15] simulierte  $\beta^-$  Zerfallsspektrum ist in Fig 4 zu sehen. Da alle  $\beta^-, n$  Zerfallskanäle den selben Q-Wert besitzen, wurden sie für diese Simulation zusammengefasst. Mit dem für die Analyse benutzten Energiebereich von  $0.8 \text{ MeV}$  bis zum Q-Wert von  $20.61 \text{ MeV}$  erhält man eine Ineffizienz von weniger als  $0,01 \%$ , welche für die Bestimmung der oberen Grenze vernachlässigt werden kann.

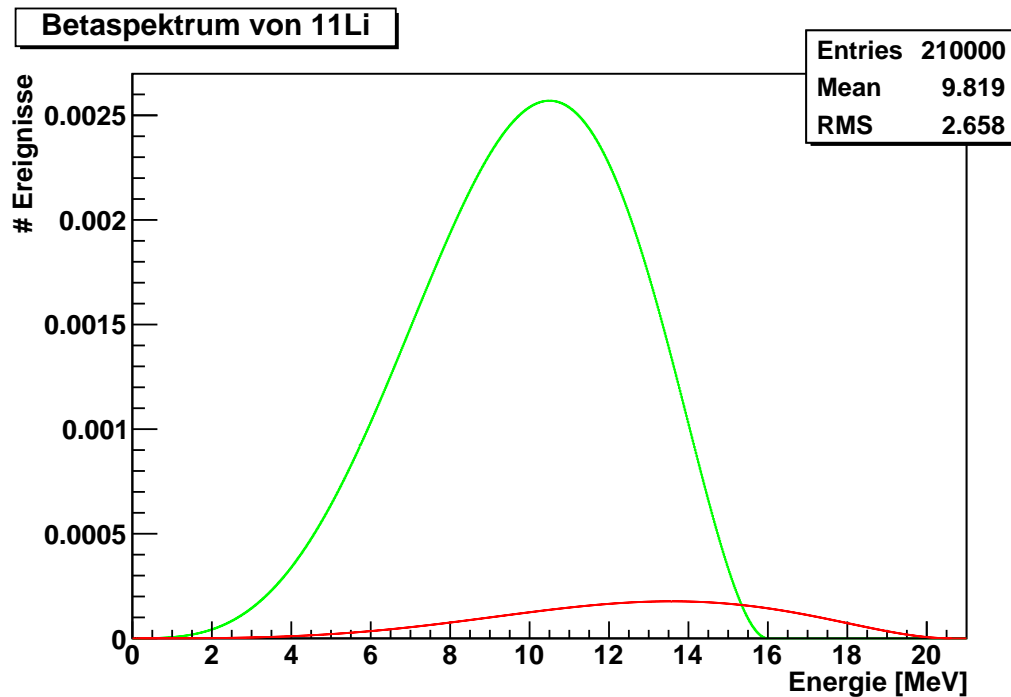


Abbildung 4: Spektrum des  $^{11}\text{Li}$ . Die grüne Linie entspricht der Summe aller  $\beta^-$  Zerfälle, die einen Q-Wert von  $16 \text{ MeV}$  ( $\text{charge} = 8000$ ) besitzen. Die rote Linie entspricht dem  $\beta^-$  Zerfall mit einem Q-Wert von  $20,610 \text{ MeV}$  ( $\text{charge} = 10000$ ).

Um die Effizienz des Zeitcuts zu bestimmen, wurde die in Sektion 7.4 erläuterte Formel verwendet. Mit einer Lebensdauer von  $12,6 \text{ ms}$ , einem unteren Zeitlimit von  $2 \text{ ms}$  und einem oberen Limit von  $10t_{1/2} = 90 \text{ ms}$  liegt die Effizienz des Zeitcuts bei  $85,23\%$ .

## 8.5 Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide

Nach obigen Cuts verbleiben noch folgende Radionuklide als Untergrund:

Radionuklid:	$^8\text{He}$	$^9\text{Li}$
Lebensdauer:	$172 \text{ ms}$	$257,2 \text{ ms}$
Zerfallsart:	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$
Entstehungsrate (siehe 12.1):	$< 0,08 \cdot 0,16$	$< 0,20 \cdot 0,48$



## 8.6 Ergebnisse

In den 305,2 Tagen aktiver Detektorzeit entsprach genau ein Ereignis den oben genannten Cut-Kriterien, mit einer Energie von  $6,57 MeV$  und einem Abstand von  $73,7 ms$  nach dem dazugehörigen Myon. Um nun eine obere Grenze für die Entstehungsrate anzugeben, wird die Poission-Verteilung benutzt. Diese muss insbesondere für niedrig-statistische Vorgänge benutzt werden. Ausgehend von der Poission-Verteilung kann für eine obere Grenze der Entstehungsrate des  $^{11}Li$ , die zugehörige Wahrscheinlichkeit angegeben werden. Man spricht hierbei vom sogenannten Confidence Level (CL). Die Wahrscheinlichkeit  $n$  Ereignisse in einer Zeitspanne  $\Delta t$  zu beobachten lautet [16],

$$P(n, \Delta t) = \frac{m^n}{n!} e^{-m}$$

wobei  $m$  die durchschnittliche Anzahl an Ereignissen in der Zeitspanne  $\Delta t$  ist. Damit ergibt sich für das  $^{11}Li$ :

$$P(n, 305, 2 d) = \frac{1^n}{n!} e^{-1} = \frac{1}{n!} e^{-1}$$

Um das CL einer Obergrenze zu bestimmen, summiert man über alle  $n$

$$\sum_{n=0}^i P(n, 305, 2 d) = \sum_{n=0}^i \frac{1}{n!} e^{-1} > CL$$

Damit ergibt sich mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,63% eine Obergrenze von 4 Ereignissen pro 305,2 d. Unter Berücksichtigung der Effizienz ergibt sich eine Obergrenze für die Entstehungsrate von  $^{11}Li$  zu

$$\frac{1}{0.9523} \frac{1}{0.8523} \frac{1}{0.9955} \frac{1}{305,2} 4 = 1,62 \cdot 10^{-2}$$

in  $counts \cdot day^{-1} \cdot 100t^{-1}$

## 9 $^{12}\text{B}$ Analyse

In dieser Analyse wurde eine obere Grenze für die Entstehungsrate von  $^{12}\text{B}$  bestimmt. Eine genaue Zählrate anzugeben ist aufgrund des wenig charakteristischen  $\beta^-$  Zerfalls schwierig, da alle anderen kurzlebigen Radionuklide mindestens einen Zerfallskanal mit  $\beta^-$  oder  $\beta^+$ , im selben Energieintervall, besitzen. Die Entstehung von  $^{12}\text{B}$  zeichnet sich, wie die von  $^{11}\text{Li}$ , im Gegensatz zu anderen Radionukliden dadurch aus, dass sie durch Neutroneneinfang geschieht.

Entstehung:  $n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + p$

### 9.1 Eigenschaften:

Eigenschaften des  $^{12}\text{B}$ :

Lebensdauer	29,1 ms	
Branching Ratio	98,42%	1,58%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, \alpha$
Tochternuklid:	$^{12}\text{C}$	$^8\text{Be}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable	67 as
Q-Wert $\beta^-$ :	13,368 MeV	4 MeV

### 9.2 Erwartung

Die Produktionsrate für  $^{12}\text{B}$  im KamLAND Detektor ist nach [8] und Umrechnung auf die in Borexino herrschenden Myonenraten sowie deren durchschnittliche Energie:  $1,3152 \pm 0,036$  Ereignisse pro Tag pro hundert Tonnen Szintillator.

### 9.3 Cuts

Bei der  $^{12}\text{B}$  Analyse wurden folgende Cuts angewandt:

1. Zeitcut:  
 $2 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 200 \text{ ms}$ .
2. Energiecut:  
 $0,8 < E < 14 \text{ MeV}$
3. Meantimecut:  
 $t_{mean} < 100 \text{ ns}$

Die Ereignisabfolge lautet:  $\mu \xrightarrow{29,1 \text{ ms}} \beta^-$

### 9.4 Effizienz

Das simulierte  $\beta^-$  Zerfallsspektrum ist in Fig 5 zu sehen. Für die Bestimmung der oberen Grenze wird der Energiebereich von  $0,8 \text{ MeV}$  bis zum Q-Wert von  $13,368 \text{ MeV}$  benutzt, für den man eine Effizienz von mehr als 99,96 % erhält.

Mit einer Lebensdauer von 29,1 ms und einem unteren Zeitcut von 2ms liegt die Effizienz des Zeitcuts bei 93.26%.

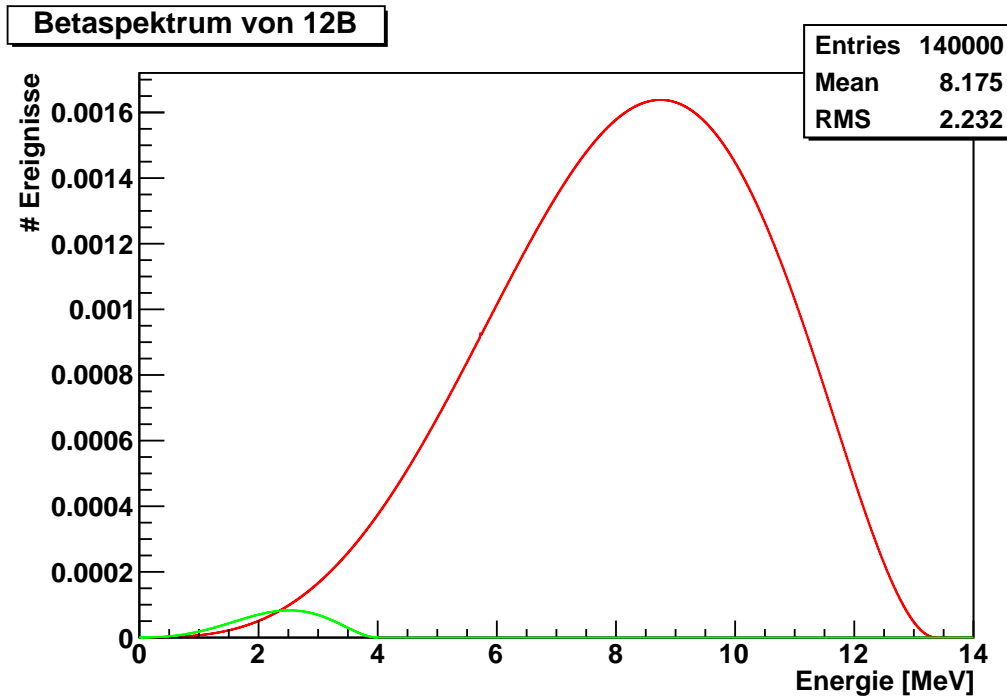


Abbildung 5: Spektrum des  $^{12}\text{B}$ . Die rote Linie entspricht dem mit über 98 % vorherrschenden  $\beta^-$  Zerfall mit einem Q-Wert von 13,369 MeV, die grüne Linie dem  $\beta^-$  Zerfall mit 4 MeV.

### 9.5 Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide

Nach Anwendung der oben beschriebenen Cuts verbleiben gewisse Radionuklide mit ähnlichem Q-Wert und ähnlicher oder kleinerer Zerfallszeit als Untergrund. Diese sind

Radionuklid:	$^8\text{He}$	$^9\text{C}$	$^9\text{Li}$
Lebensdauer:	172 ms	182,5 ms	257,2 ms
Zerfallsart	$\beta^-$	$\beta^+$	$\beta^-$
Entstehungsrate (siehe 12.1):	< 0,08	n.a.	< 0,20

Aufgrund ihrer langen Lebensdauer verursachen folgende Radionuklide nur einen konstanten Untergrund

Radionuklid:	$^8\text{B}$	$^6\text{He}$	$^8\text{Li}$	
Lebensdauer:	1,11 s	1,16 s	1,21 s	
Zerfallsart	$\beta^+$	$\beta^-$	$\beta^-$	
Entstehungsrate:	n.a	n.a.	n.a.	(n.a. = not available)

### 9.6 Ergebnisse

Insgesamt wurde 397 Ereignisse als  $^{12}\text{B}$  Kandidaten identifiziert. Dadurch ist die Statistik groß genug, um zusätzlich zur reinen Anzahl auch die Lebensdauer in der Exponentialfunktion zu fitten, wodurch man einen Eindruck vom Reinheitsgrad der Daten erhält. In Abbildung 6 sind diese Ereignisse in einem Histogramm nach ihrer Zerfallszeit aufgetragen. Die zugehörige

Fitfunktion lautet:

$$f(t) = \frac{A}{B} e^{-\frac{x-2}{B}} + \frac{C}{198} + \frac{A}{198} e^{-\frac{198}{B}} \quad (9.1)$$

Die Parameter A, B und C entsprechen der Anzahl an  $^{12}\text{B}$  Kandidaten, der Lebensdauer bzw. der Anzahl an Untergrundereignissen. Der zusätzliche Korrekturterm „ $-2$ “ in der Exponentialfunktion ist aufgrund der fehlenden ersten 2 Bins, hervorgerufen durch den Zeitcut (siehe 5.4), notwendig. Eine allgemeine Herleitung der Fitfunktion findet sich in Abschnitt 15.2.

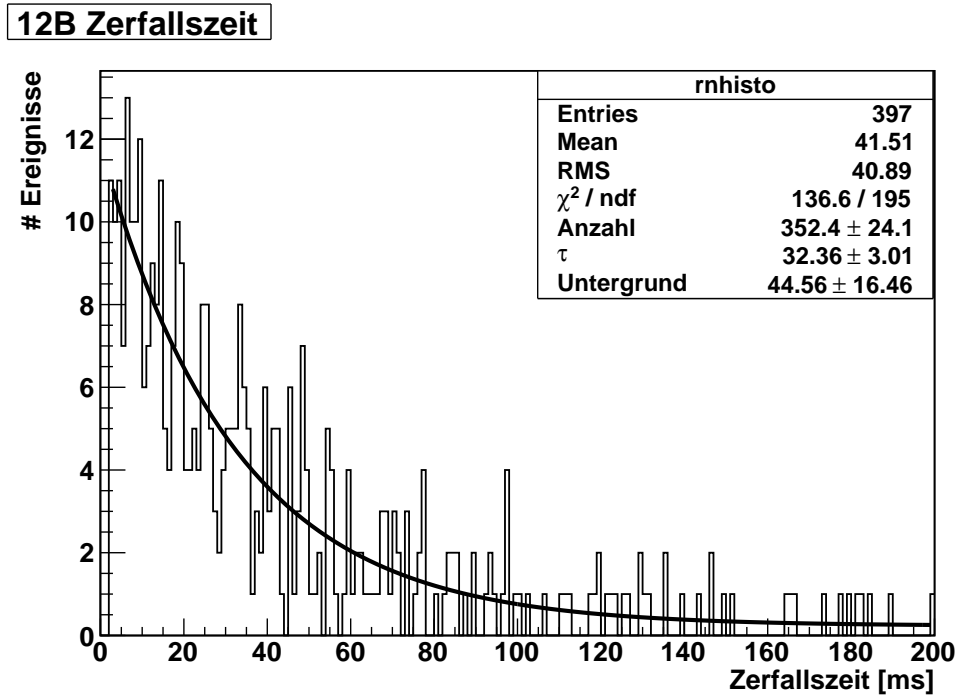


Abbildung 6: Zeitprofil des  $^{12}\text{B}$ , gefittet mit (9.1). Aufgetragen ist die Zerfallszeit für  $t < 10t_{1/2}$  und die zugehörige Ereignisanzahl. Die fehlenden zwei Bins am Anfang des Histogramms resultieren aus der unteren Grenze des Zeitcuts ( $2 \text{ ms}$ ), siehe Sektion 5.4.

Das durch die Fitfunktion ermittelte  $\tau$  liegt um  $3,26 \text{ ms}$  über dem realen Wert von  $29,1 \text{ ms}$ , der damit knapp außerhalb der  $1\sigma$ -Ungenauigkeit von  $3,01 \text{ ms}$  liegt. Diese Abweichung kann zwei Gründe haben. Zum einen stellt ein radioaktiver Zerfall nur einen statistischen Prozess dar, weshalb die Abweichung in der Lebensdauer eine statistische Fluktuation sein kann. Zum anderen kann der Beitrag langlebiger Radionuklide wie  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{C}$  und  $^9\text{Li}$  die ermittelte Lebensdauer vergrößern. Deren Lebensdauer ist deutlich größer als die von  $^{12}\text{B}$ , aber gleichzeitig noch nicht groß genug, damit diese Radionuklide als konstanter Untergrund betrachtet werden können (vgl. Kapitel 6.1).

Unter Berücksichtigung der vorher ermittelten Ineffizienzen und nach Subtraktion des Untergrundes, erhält man eine Produktionsrate von:

$$\frac{1}{0,9523} \frac{1}{0,9996} \frac{1}{0,9326} \frac{1}{0,9955} \frac{1}{305,2} (352,4 \pm 24,1) = 1,307 \pm 0,09$$

in  $\text{counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$

## 10 $^8\text{He}$ Analyse

Das  $^8\text{He}$  stellt im Vergleich zu den anderen Radionukliden eine Besonderheit dar, da zwei Analysemethoden angewandt werden können. Zum einen ist die Bestimmung über  $\beta^-$ ,  $n$  Zerfälle möglich, zum anderen über die Korrelation mit  $^8\text{Li}$  Ereignissen.

Entstehung:  $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{He} + 4\text{p}$

### 10.1 Eigenschaften

Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{He} + 4\text{p}$		
Lebensdauer	172 ms		
Branching Ratio	83,1%	16%	0,9%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, n$	$\beta^-, t$
Tochternuklid:	$^8\text{Li}$	$^7\text{Li}$	$^5\text{He}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	0,84s	stable	172 ms
Q-Wert $\beta^-$ :	10,65 MeV	< 7,44 MeV	n.a.
Zerfallskanal	⏟ Kanal 1	⏟ Kanal 2	

### 10.2 Erwartung

Nach den KamLAND Ergebnissen [8] und dem Umrechnungsfaktor von 0,24 ergibt sich für die Produktionsrate in Borexino ein erwarteter Wert von  $2,4 \cdot 10^{-2} \pm 1,2 \cdot 10^{-2}$  in  $\text{counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100\text{t}^{-1}$ .

### 10.3 Cuts

Für  $^8\text{He}$  wurden zwei verschiedene Analysen angewendet. In der ersten Analyse wird die Obergrenze für  $^8\text{He}$  über die Korrelation mit  $^8\text{Li}$  bestimmt (Kanal 1), bei der zweiten wird die Obergrenze über den  $\beta^-$ ,  $n$  Zerfallszweig bestimmt (Kanal 2). Dabei wurden folgende Cuts angewandt:

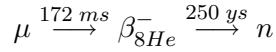
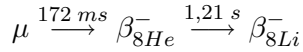
Zerfallskanal 1	Zerfallskanal 2
1. Zeitdifferenz zum Myonereignis: $2 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 1.2 \text{ s}$ .	$2 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 1.2 \text{ s}$ .
2. Energiecut: $0,8 < E < 10,7 \text{ MeV}$	$0,8 < E < 7,44 \text{ MeV}$
3. Meantimecut: $t_{mean} < 100 \text{ ns}$	$t_{mean} < 100 \text{ ns}$
4. Ereignisabfolge: Da $^8\text{He}$ über den $\beta^-$ Zerfall zu $^8\text{Li}$ zerfällt, kann der Zerfall des $^8\text{Li}$ ausgenutzt werden, um mögliche $^8\text{He}$ Ereignisse zu ermitteln.	Da $^8\text{He}$ zu 16% über $\beta^-, n$ zerfällt, können die beim Einfang des Neutrons entstehenden Gamma-Quanten zur Ermittlung von $^8\text{He}$ Ereignissen genutzt werden.
Cuts für das Abfolgeereignis: a) Zeitdifferenz zum ersten Ereignis: $2,5 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 8,4 \text{ s}$ .	$\Delta t_{diff} < 2,5 \text{ ms}$ .

b) Energiecut:

$$0,8 < E < 16 \text{ MeV}$$

$$0,8 < E < 2,6 \text{ MeV}$$

c) Gesamte Ereignisabfolge:



## 10.4 Effizienz

Das simulierte  $\beta^-$  Zerfallsspektrum ist in Fig 7 zu sehen. Da für den Zerfallskanal 1 der Energiebereich von  $0.8 \text{ MeV}$  bis zum Q-Wert von  $10.65 \text{ MeV}$  benutzt wird, erhält man eine Effizienz von mehr als  $99,95\%$ . Für den Zerfallskanal 2 mit dem Energiebereich von  $0.8 \text{ MeV}$  bis  $7,44 \text{ MeV}$  ergibt sich eine Effizienz von  $99,85\%$ .

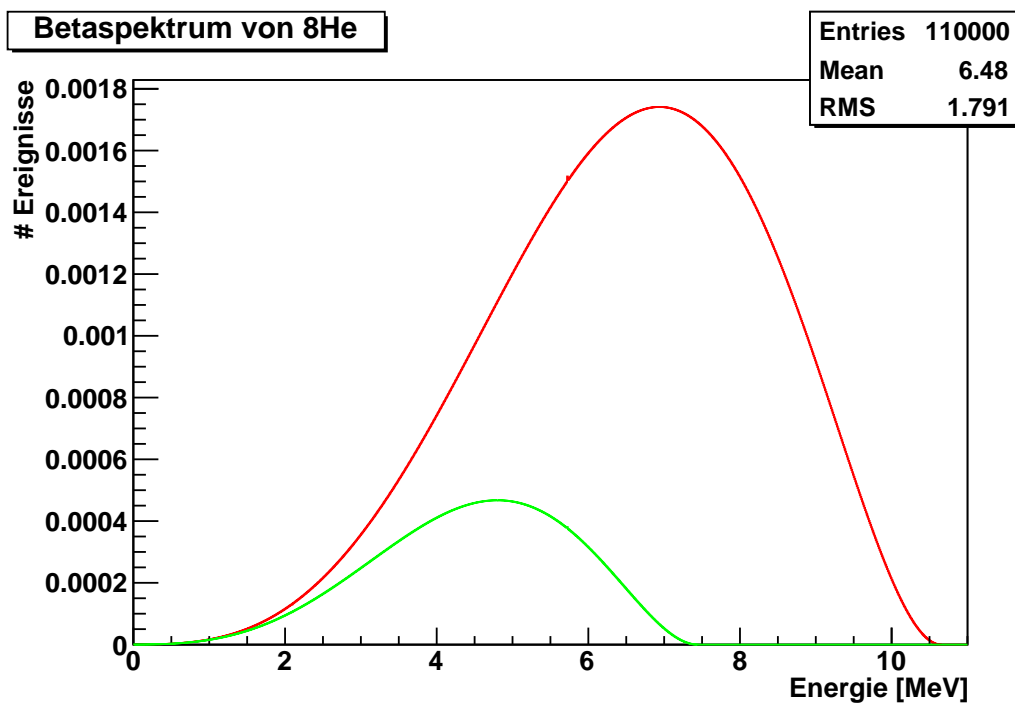


Abbildung 7: Spektrum des  $^8\text{He}$ . Die rote Linie entspricht dem vorherrschenden  $\beta^-$  Zerfall, die grüne Linie entspricht dem  $\beta^-, n$  Zerfall.

Mit einem  $\tau$  von  $172 \text{ ms}$  und einem unteren Zeitcut von  $2 \text{ ms}$  liegt die Effizienz des Zeitcuts für beide Zerfallskanäle bei  $98.74\%$ .

## 10.5 Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide

Die folgenden Radionuklide mit ähnlichem Energiebereich und ähnlicher Zerfallszeit werden nicht oder nur unvollständig durch die obigen Cutkriterien eliminiert.

### Zerfallskanal 1

Radionuklid:	$^{12}\text{B}$	$^9\text{C}$	$^9\text{Li}$
Lebensdauer:	29,1 ms	182,5 ms	257,2 ms
Zerfallsart:	$\beta^-$	$\beta^+$	$\beta^-$
Entstehungsrate (siehe 12.1):	< 1,31	n.a.	< 0,20

### Zerfallskanal 2

Radionuklid:	$^{11}\text{Li}$	$^9\text{Li}$
Lebensdauer:	12,6 ms	257,2 ms
Zerfallsart:	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$
Entstehungsrate (siehe 12.1):	< $1,6210^{-2} \cdot 0,919$	< $0,20 \cdot 0,48$

Folgende Radionuklide verursachen aufgrund ihrer langen Lebensdauer nur geringen Untergrund:

Radionuklid:	$^8\text{B}$	$^6\text{He}$	$^8\text{Li}$
Lebensdauer:	1,11 s	1,16 s	1,21 s
Zerfallsart:	$\beta^+$	$\beta^-$	$\beta^-$
Entstehungsrate:	n.a.	n.a.	n.a.

## 10.6 Ergebnisse

Die erste Analyse über den Zerfallskanal 1 hat 180  $^8\text{He}$  Kandidaten ergeben. Der Großteil dieser Kandidaten ist Untergrund, der durch eine  $^{12}\text{B}$  Zerfall vor einem weiteren Ereignis entsteht ( $\mu \xrightarrow{29.1 \text{ ms}} \beta_{12\text{B}}^- \xrightarrow{\text{zufällig}} X$ ). Dieser hohe Untergrundanteil ist aufgrund der hohen Produktionsrate des  $^{12}\text{B}$  und des ähnlichen Energiebereiches des  $\beta^-$  Zerfalls unvermeidlich. Um den Anteil des  $^8\text{He}$  von dem des  $^{12}\text{B}$  zu trennen, wurde ein Fit mit zwei Exponentialfunktionen, bei denen die Lebensdauer auf die von  $^8\text{He}$  bzw.  $^{12}\text{B}$  festgelegt ist, durchgeführt. Die für die Analyse benutzte Fitfunktion  $f(t)$ , die die Verteilung des zeitlichen Abstands zwischen Myon und  $^8\text{He}$  bzw.  $^{12}\text{B}$  fittet, lautet:

$$f(t) = A \frac{6}{29} e^{-\frac{x}{29}} + B \frac{6}{172} e^{-\frac{x}{172}} + \frac{C}{200} + \frac{A}{200} e^{-\frac{1200}{29}} + \frac{B}{200} e^{-\frac{1200}{172}}$$

Diese Funktion hat den Vorteil, dass die Parameter A, B, C die Gesamtanzahl der Ereignisse darstellen und nicht umgerechnet werden müssen. Eine Verifikation dieser Fitfunktion findet sich in Abschnitt 15.2. Mit dieser Fitfunktion ergeben sich  $113,6 \pm 12,7$   $^{12}\text{B}$  und  $22,96 \pm 11,91$   $^8\text{He}$  Kandidaten, wie man der Abbildung 8 entnehmen kann.  $43,49 \pm 8,78$  Ereignisse entfallen dabei auf zum  $^8\text{He}$  unkorrelierten Untergrund. Trotz der sauberen Fit-Unterscheidung zwischen  $^8\text{He}$  und  $^{12}\text{B}$  stellen die gefundenen Kandidaten nur eine obere Grenze dar, da die  $\beta^-$  Zerfälle von  $^9\text{C}$  und  $^9\text{Li}$  aufgrund der ähnlichen Halbwertszeiten als nicht identifizierter Untergrund in der Analyse vorliegen.

In der zweiten Analyse über  $\beta^-, n$  Korrelationen wurden 8  $^8\text{He}$  Kandidaten gefunden, wie

man Abbildung 9 entnehmen kann. Dieser  $\beta^-$ ,  $n$  Zerfallskanal macht 16% des gesamten Zerfallsspektrums aus. Damit ergibt sich unter Berücksichtigung der Effizienz eine beobachtete Anzahl von 53. Diese im Vergleich zur vorherigen Analyse höhere Anzahl entsteht aufgrund der gleichartigen Zerfälle von  $^8\text{He}$  und  $^9\text{Li}$ , die weder über das Energiespektrum noch über die Zerfallszeit zu trennen sind. Da der  $\beta^-$ ,  $n$  Zerfall des  $^9\text{Li}$  eine im Vergleich zu  $^8\text{He}$  große Wahrscheinlichkeit bei ähnlicher Entstehungsrate (siehe Sektion 11.6) besitzt, ist der Untergrundbeitrag besonders ausgeprägt. Damit stellt die erste Analyse, sowohl hinsichtlich des statistischen Fehlers als auch hinsichtlich des Untergrundbeitrags, die zuverlässigere Analyse dar.

Unter Verwendung des Ergebnisses aus der ersten Analyse und unter der Berücksichtigung der Effizienzen erhält man damit eine Zählrate von:

$$\frac{1}{0.9995} \frac{1}{0.9874} \frac{1}{0.95225} \frac{1}{0.9955} \frac{1}{305,2} (22,96 \pm 11,91) = 8,0 \cdot 10^{-2} \pm 4,2 \cdot 10^{-2} \quad \text{in } \frac{\text{counts}}{\text{day} \cdot 100t}$$

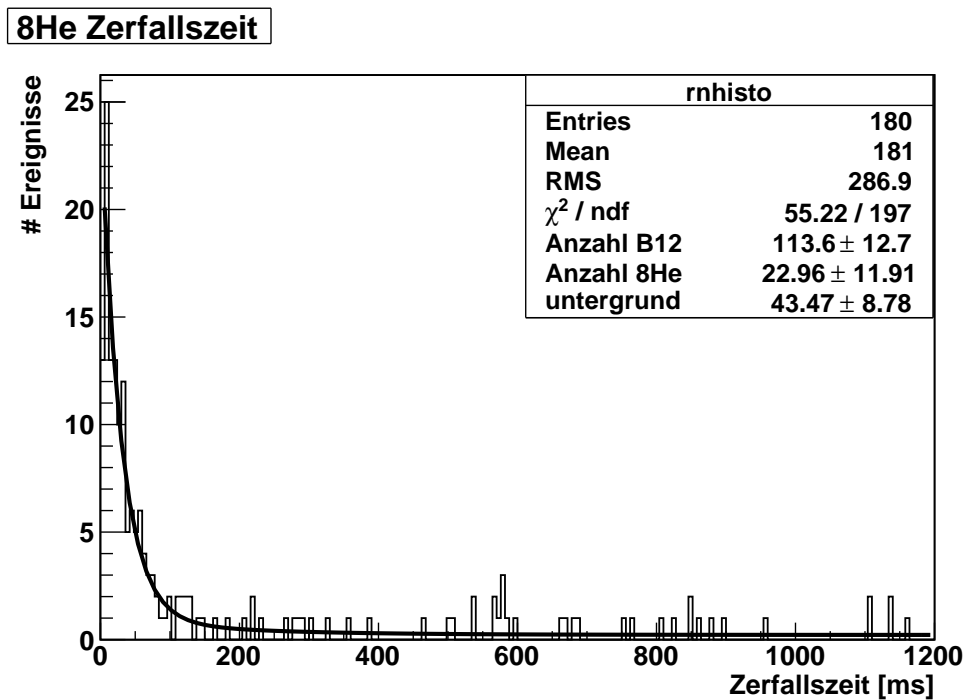


Abbildung 8: Zeitliches Profil des ersten Zerfallskanals des  $^8\text{He}$  mit dazugehöriger Fit-Funktion und Fit-Parametern



### 8He Zerfallszeit

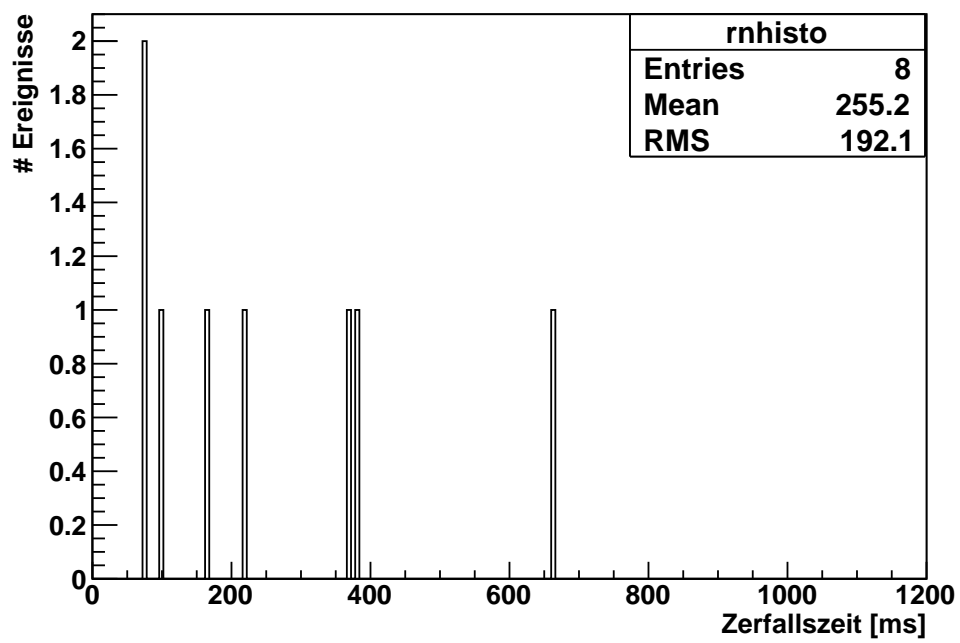


Abbildung 9: Zeitliches Profil des zweiten  $^8\text{He}$  Zerfallskanals.

## 11 $^9\text{Li}$ Analyse

In dieser Analyse wird eine obere Grenze für die Produktionsrate des  $^9\text{Li}$  ermittelt. Dies ist bei  $^9\text{Li}$  gut machbar, da man mit den unten beschriebenen Cuts ein Datensample erhält, das außer  $^{11}\text{Li}$  keinen Untergrund enthält.

Entstehung:  $^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + 3\text{p}$

### 11.1 Eigenschaften

Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + 3\text{p}$				
Lebensdauer	257,2 ms				
Branching Ratio	50,5%	34%	10%	4%	1,5%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$	$\beta^-$
Tochternuklid:	$^9\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^9\text{Be}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable	67 as	67 as	67 as	stable
Q-Wert $\beta^-$ :	13,606 MeV	11.177 MeV	10,826 MeV	2,323 MeV	5,666 MeV

### 11.2 Erwartung

Basierend auf den Ergebnissen von KamLAND [8] und dem Umrechnungsfaktor von 0,24, ergibt sich für die Produktionsrate in Borexino ein erwarteter Wert von  $6,72 \cdot 10^{-2} \pm 4,8 \cdot 10^{-3}$  in  $\text{counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$

### 11.3 Cuts

Bei der  $^9\text{Li}$  Analyse wurden folgende Cuts angewandt:

1. Zeitdifferenz zum Myonereignis:

$$2 \text{ ms} < \Delta t_{diff} < 1.8 \text{ s.}$$

2. Energiecut:

$$7,44 < E < 11,2 \text{ MeV} \quad (7,44 \text{ MeV} \text{ unter Grenze zum Ausschluss von } ^8\text{He})$$

3. Meantimecut:

$$t_{mean} < 100 \text{ ns}$$

4. Ereignisabfolge:

Da  $\beta^-, n$  Ereignisse im Gegensatz zu reinen  $\beta^-$  Ereignissen sehr spezifisch sind und damit fast keinen nicht  $\beta^-, n$  Untergrund enthalten, wurden für die Analysen nur die Branches verwendet, in denen ein Neutron frei wird. Die Summe der Branchingratios beträgt 48%, worüber man auf das gesamte Aufkommen von  $^{12}\text{B}$  schließen kann.

Cuts für das Abfolgeereignis:

- a) Zeitdifferenz zum ersten Ereignis:

$$\Delta t_{diff} < 2.5 \text{ ms.}$$

- b) Energiecut:

$$E < 1.3 \text{ MeV}$$

## 11.4 Effizienz

Das simulierte  $\beta^-$  Zerfallsspektrum ist in Fig 10 zu sehen. Da für die Analyse des  ${}^9\text{Li}$  nur der Energiebereich von  $7,44 \text{ MeV}$  bis zum Q-Wert von  $11,2 \text{ MeV}$  der  $\beta^-, n$  Zerfallskanäle benutzt wird, erhält man eine geringe Effizienz von  $33,30\%$ .

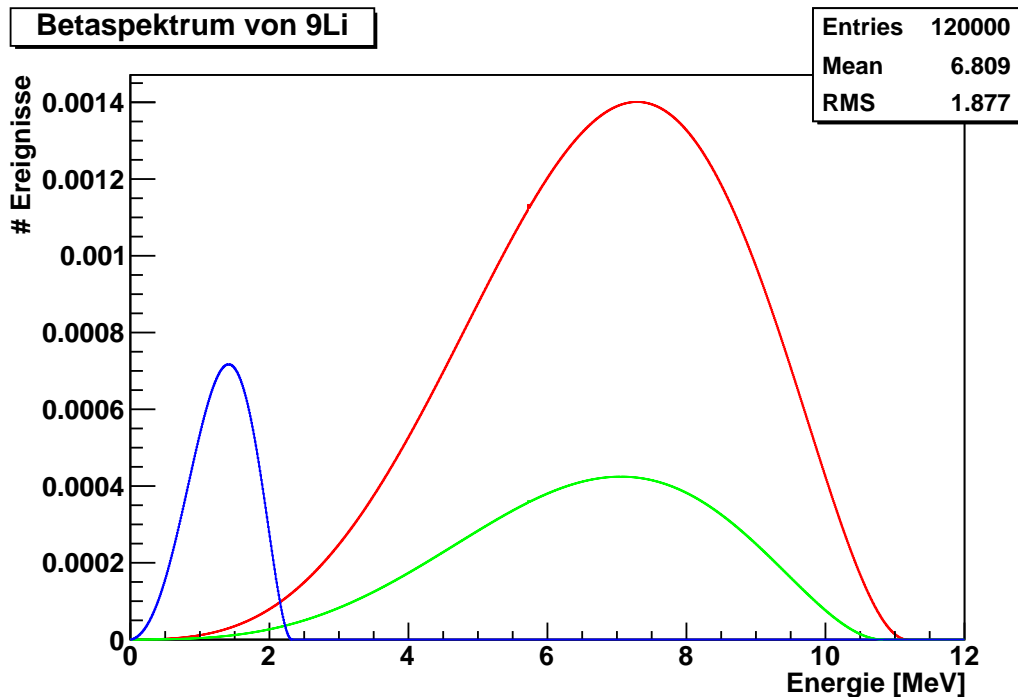


Abbildung 10: Spektrum der  $\beta^-, n$  Zerfallskanäle des  ${}^9\text{Li}$ . Die rote Linie entspricht dem mit  $34\%$  auftretendem Zerfall (Q-Wert:  $11,177 \text{ MeV}$ ), die grüne Linie dem mit  $10\%$  auftretendem Zerfall (Q-Wert:  $10,826 \text{ MeV}$ ) und die blaue Linie dem mit  $4\%$  auftretendem Zerfall (Q-Wert:  $2,323 \text{ MeV}$ ).

Mit einem  $\tau$  von  $257,2 \text{ ms}$  und einem unteren Zeitcut von  $2 \text{ ms}$  liegt die Effizienz des Zeitcuts bei  $99,13\%$ . Eine weitere Effizienz von  $48\%$  liegt in der Einschränkung begründet, dass nur  $\beta^-, n$  Zerfälle betrachtet werden.

## 11.5 Untergrundbeitrag durch andere Radionuklide

Folgende Radionuklide mit ähnlicher oder kleinerer Lebensdauer und ähnlichem Q-Wert liegen nach Anwendung der oben genannten Cut-Kriterien als Untergrund vor:

Radionuklid:	${}^{11}\text{Li}$
Lebensdauer:	$12,6 \text{ ms}$
Zerfallsart:	$\beta^-, n$
Entstehungsrate (siehe 12.1):	$< 1,62 \cdot 10^{-2}$

## 11.6 Ergebnisse

Für die gesamte Detektorzeit erhält man 3 Ereignisse, wie in Abbildung 11 dargestellt. Aufgrund der geringen Ereignisanzahl muss genau wie in Sektion 8.6 mit der Poission Statistik

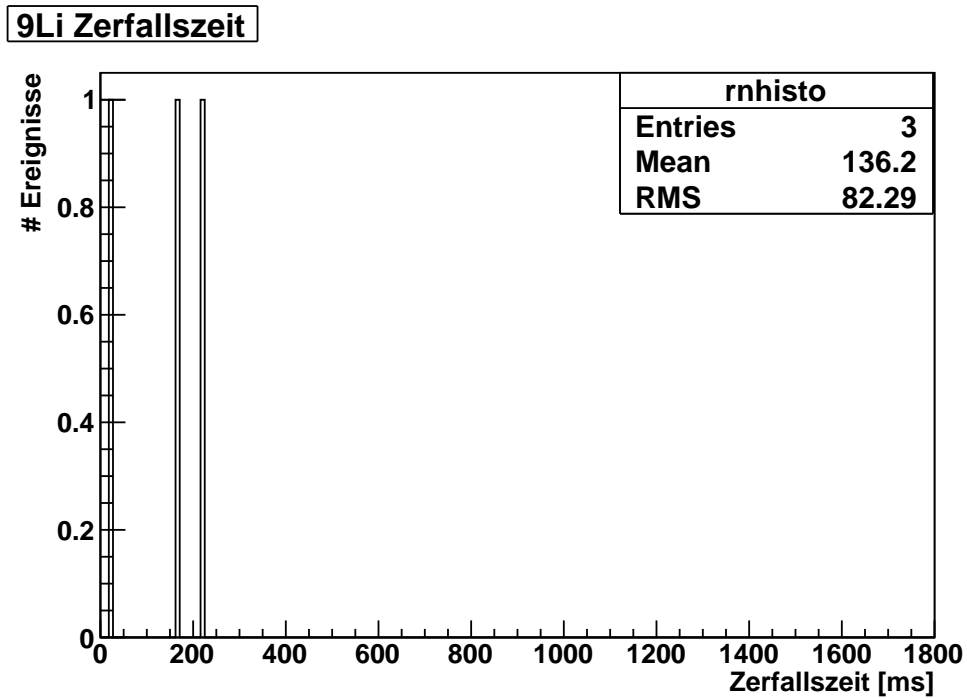


Abbildung 11: Zeitliche Verteilung der  ${}^9\text{Li}$  Ereignisse in ms.

gearbeitet werden. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,89% ergibt sich eine Obergrenze von 9 Ereignissen pro 305,2 Tagen. Damit ergibt sich als obere Grenze für die Entstehungsrate:

$$\frac{1}{0.95225} \frac{1}{0.9955} \frac{1}{0.9913} \frac{1}{0.48} \frac{1}{0.333} \frac{1}{305.2} 9 = 0,196$$

in  $\text{counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$

## 12 Zusammenfassung

### 12.1 Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Obergrenzen für die Entstehungsraten der kosmogenen Radionuklide  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{12}\text{B}$ ,  $^8\text{He}$  und  $^9\text{Li}$  bestimmt. Wie man in Tabelle 2 sehen kann, stehen diese Obergrenzen im Einklang mit den durch die KamLAND-Ergebnisse [8] erwarteten Werten. Einzig für  $^{11}\text{Li}$  ist kein Vergleich mit einer erwarteten Rate möglich, da in der KamLAND Veröffentlichung [8] zu  $^{11}\text{Li}$  keine Rate angegeben ist.

Für Ende 2010 / Anfang 2011 ist von der Borexino Kollaboration eine Veröffentlichung über kosmogenen Untergrund in Borexino geplant, so dass diese Arbeit als Orientierungspunkt für die kommenden Analysen verwendet werden kann.

Radionuklid:	$^{11}\text{Li}$	$^{12}\text{B}$	$^8\text{He}$	$^9\text{Li}$
KamLAND-Erwartung:	n.a.	$1,315 \pm 0,036$	$(2,4 \pm 1,2) 10^{-2}$	$(6,72 \pm 0,48) 10^{-2}$
Ermittelte Obergrenze:	$1,62 10^{-2}$	$1,31 \pm 0,09$	$(8,0 \pm 4,2) 10^{-2}$	0,20
Confidence Level:	99,63%	n.a.	n.a.	99,89%
Unsicherheit:	n.a.	$1\sigma$	$1\sigma$	n.a.

Tabelle 2: Übersicht über die Rate der analysierten Radionuklide in  $\text{counts} \cdot \text{day}^{-1} \cdot 100t^{-1}$

Im Falle des  $^{12}\text{B}$  stimmt die gefundene Obergrenze mit der von KamLAND ermittelten Rate sehr gut überein. Allerdings deutet die in der Fitfunktion ermittelte Lebensdauer auf einen dennoch vorhanden Untergrundanteil durch andere Radionuklide hin. Wie groß dieser Untergrundanteil ist, ließe sich bei größerer Anzahl an Messdaten durch einen Fit mit zwei Exponentialfunktionen ermitteln. Zum Zeitpunkt dieser Analyse war dies jedoch noch nicht möglich.

Die Obergrenze von  $^8\text{He}$  ist um den Faktor 3,3 größer als die erwartete Rate. Dies liegt vor allem an dem für die Analyse verwendeten  $\beta^-$  Zerfallskanal, der Untergrund durch die Radionuklide  $^9\text{C}$  und  $^9\text{Li}$  enthält.

Die große Abweichung bei der  $^9\text{Li}$  Analyse liegt in der geringen Anzahl an  $^9\text{Li}$  Kandidaten mit  $\beta^-, n$  Zerfällen begründet. Bei einer größeren Statistik, sollte sich die  $^9\text{Li}$  Obergrenze, aufgrund des sehr reinen  $\beta^-, n$  Zerfallskanals der erwarteten Rate aus KamLAND gut annähern.

### 12.2 Ausblick

Für eine genauere Bestimmung der Obergrenze der Entstehungsraten ist insbesondere eine größere Anzahl an Messdaten von Bedeutung. Dadurch könnten Fits mit mehreren Exponentialfunktionen wie bei der  $^8\text{He}$  Analyse auch bei anderen Radionukliden wie  $^{12}\text{B}$  angewendet werden, um statt einer Obergrenze die Entstehungsrate genau anzugeben. Des weiteren ließen sich durch eine größere Anzahl an Messdaten auch die seltenen Zerfallskanäle besser ausnutzen. Im Falle von  $^9\text{Li}$  könnte durch den spezifischen  $\beta^-, n$  Zerfall eine präzise Entstehungsrate angegeben werden. Diese könnte wiederum von der Obergrenze von anderen Radionukliden wie  $^8\text{He}$  abgezogen werden. Dadurch werden die Obergrenzen genauer oder es lässt sich unter Kenntnis aller Untergrund verursachender RN sogar eine exakte Rate bestimmen.

Die in dieser Arbeit nicht analysierten Radionuklide  ${}^9\text{C}$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^6\text{He}$  und  ${}^8\text{Li}$  sollten sich am besten über ihre Entstehung mit Neutronen ermitteln lassen. Dadurch können alle Myonen, die nicht von Neutronen begleitet werden, aus der Analyse ausgeschlossen werden. Dies verringert nicht nur den unkorrelierten Untergrund, sondern sorgt auch für eine gute Trennung von den in dieser Arbeit analysierten Radionukliden.

## 13 Literatur

- [1] B. T. Cleveland et al., *Astrophys. J.* 496, 505 (1998).
- [2] Q. Meindl, Diplomarbeit *Identification of Cosmogenic Background Signals in the Neutrino Experiment Borexino* . TUM 2008.
- [3] S. P. Mikheyev and A. Y. Smirnov, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 23, 41 (1989).
- [4] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17, 2369 (1978).
- [5] <http://www.uni-giessen.de/gd1186/F-Prak2/> (10 Jan 2009).
- [6] Q. Meindl, persönliches Gespräch. TUM 2009.
- [7] Müller - Leitner - Dilg, *Physik Leistungskurs 4. Semester Kernphysik* . R. Oldenbourg Verlag GmbH München 1997.
- [8] The KamLAND Collaboration, *Study of the Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND*. arXiv:0907.0066v1, Jul 2009.
- [9] Davide D'Angelo, Dissertation, *Towards the detection of low energy solar neutrinos in BOREXINO: data readout, data reconstruction and background identification* . TUM 2006.
- [10] Marco Pallavicini, *Getting the first 7 BeV detection: scintillator purification, detector response and data analysis in Borexino* . Taup 2007.
- [11] Borexino Collaboration, *First real time detection of  $^7\text{Be}$  solar neutrinos by Borexino* . arXiv:0708.2251v2 [astro-ph] 7 Sep 2007.
- [12] Das root Framework <http://root.cern.ch>
- [13] Q. Meindl, *Makro zur Vorselektion von Ereignissen aus den Run-Dateien*.
- [14] Davide D'Angelo, Livia Ludhova, Michael Wurm, *Muons in Inner and Outer Detector and induced neutrons*. 2008.
- [15] Felicitas Thorne, *Makro zur Simulation von  $\beta^-$  Zerfallsspektren*.
- [16] William R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Second Edition Revised Edition 1993.
- [17] Richard B. Firestone, *The 8th edition of the Table of Isotopes* John Wiley and Sons, Inc., 1996.
- [18] Audi, Bersillon, Blachot, Wapstra, *The Nubase2003 evaluation of nuclear and decay properties* Nuclear Physics A, 2003, vol. 729, page 3-128.

## 14 Danksagung

Diese Facharbeit wäre ohne die tatkräftige Unterstützung vieler Personen nicht möglich gewesen.

Zuerst möchte ich Herrn Professor von Feilitzsch danken, an dessen Lehrstuhl ich mich dieser Arbeit widmen durfte.

Besonders möchte ich dabei Herrn Professor Oberauer danken, der mir diese Arbeit ermöglicht und sich das interessante Thema ausgedacht hat.

Ganz besonders möchte ich auch Quirin Meindl danken, der mein Betreuer für diese Arbeit gewesen ist und viele Stunden damit verbracht hat, mir die Funktionsweise des Detektors und die Datenauswertung mit all ihren Tücken zu erklären. Es hat mir sehr viel Spaß gemacht unter seiner Anleitung die Abläufe und Techniken moderner Forschung kennen zu lernen.

Herzlicher Dank geht auch an Herrn Dr. Andreas Kratzer, dem ich den Kontakt zu Herrn Professor Oberauer verdanke.

Danken möchte ich auch dem gesamten Büro 3043 der Abteilung E15 der TUM, Timo Lewke, Felicitas Thorne, Marc Tippmann und Jürgen Winter, die mich sehr herzlich empfangen und stets freundlich und hilfsbereit waren.

Auch meinem Physiklehrer Herrn Franke möchte ich danken, dass er für diese Arbeit die Beschränkung der Seitenzahl aufgehoben hat.



## 15 Anhang

### 15.1 Radionuklide

Zur Ermittlung der Eigenschaften der Radionuklide wurden zwei Quellen [17] und [18] benutzt. [18] ist nicht annähernd so umfangreich aber aktueller als [17] und dient daher zur Überprüfung und gegebenenfalls zur Vervollständigung der Daten. Bei verschiedenen Angaben in beiden Quellen sind die Unterschiede bei den jeweiligen Radionukliden vermerkt und die Daten aus [18] entnommen.

Das  $^{11}\text{Li}$  ist das kurzlebigste Radionuklid, dass in Borexino entsteht. Neben den hier aufgeführten Zerfällen gibt es noch zwei weitere exotische Zerfälle, von denen einer nur in [18] erwähnt wird. Die Branching Ratio beider Zerfälle ist jedoch kleiner als 0,1 %, weswegen sie im Folgenden vernachlässigt werden. Nach [18] beträgt die Lebensdauer des  $^{11}\text{Li}$  12,6 *ms* statt 12,3 *s* in [17].

$^{11}\text{Li}$					
Entstehung:	$2n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{Li} + 3p$				
Lebensdauer	12,6 <i>ms</i>				
Branching Ratio	85%	8,1%	4,1%	1,9%	0,9%
Zerfall:	$\beta^-, n$	$\beta^-$	$\beta^-, 2n$	$\beta^-, 3n$	$\beta^-, n\alpha$
Tochternuklid:	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Be}$	$^9\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^6\text{He}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	$1.51 \cdot 10^6$	13,81 <i>s</i>	stable	67 <i>as</i>	806.7 <i>ms</i>
Q-Wert $\beta^-$ :	16 <i>MeV</i>	20,610 <i>MeV</i>	16 <i>MeV</i>	16 <i>MeV</i>	16 <i>MeV</i>

$^{12}\text{B}$	
Entstehung:	$n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} + p$
Lebensdauer	29,1 <i>ms</i>
Branching Ratio	98,42%      1,58%
Zerfall:	$\beta^-$ $\beta^-, \alpha$
Tochternuklid:	$^{12}\text{C}$ $^8\text{Be}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable      67 <i>as</i>
Q-Wert $\beta^-$ :	13,369 <i>MeV</i> 4 <i>MeV</i>

Laut Nubase existiert der zusätzliche Zerfallskanal  $\beta^-, t$ . Dieser ist im Firestone nicht aufgeführt, weswegen kein Q-Wert angegeben werden konnte.

<sup>8</sup> He			
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{He} + 4\text{p}$		
Lebensdauer	172 <i>ms</i>		
Branching Ratio	83,1%	16%	0,9%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, n$	$\beta^-, t$
Tochternuklid:	<sup>8</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>5</sup> He
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	0,84 <i>s</i>	stable	700 <i>ys</i>
Q-Wert $\beta^-$ :	10,65 <i>MeV</i>	< 7,44 <i>MeV</i>	n.a.

<sup>9</sup> C				
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C} + 3\text{n}$			
Lebensdauer	182,5 <i>ms</i>			
Branching Ratio	60%	17%	12%	11%
Zerfall:	$EC + \beta^+$	$EC + \beta^+, \alpha$	$EC + \beta^+, p$	$EC + \beta^+, p$
Tochternuklid:	<sup>9</sup> B	<sup>5</sup> Li	<sup>8</sup> Be	<sup>8</sup> Be
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	800 <i>zs</i>	370 <i>ys</i>	67 <i>as</i>	67 <i>as</i>
Q-Wert $EC$ :	16,498 <i>MeV</i>	14,137 <i>MeV</i>	13,71 <i>MeV</i>	4,438 <i>MeV</i>

Es existiert noch ein weiterer  $\beta^-, n$  Zerfall, der jedoch ein Branchingratio von weniger als 0,1% besitzt und deshalb vernachlässigt wird.

<sup>9</sup> Li					
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Li} + 3\text{p}$				
Lebensdauer	257,2 <i>ms</i>				
Branching Ratio	50,5%	34%	10%	4%	1,5%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$	$\beta^-, n$	$\beta^-$
Tochternuklid:	<sup>9</sup> Be	<sup>8</sup> Be	<sup>8</sup> Be	<sup>8</sup> Be	<sup>9</sup> Be
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable	67 <i>as</i>	67 <i>as</i>	67 <i>as</i>	stable
Q-Wert $\beta^-$ :	13,606 <i>MeV</i>	11,177 <i>MeV</i>	10,826 <i>MeV</i>	2,323 <i>MeV</i>	5,666 <i>MeV</i>

---

<sup>8</sup> B	
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{B} (+ 2\text{n} + \text{d}) (+ 4\text{n} + \text{p})$
Lebensdauer	1,11 s
Branching Ratio	100%
Zerfall:	$EC + \beta^+$
Tochternuklid:	<sup>8</sup> Be
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	67 as
Q-Wert $EC$ :	17,979 MeV

---

Nach [18] ist auch  $\beta^-, d$  als Zerfall mit einer Wahrscheinlichkeit von weniger als 0,1% möglich.

---

<sup>6</sup> He	
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^6\text{He} (+ 4\text{He} + 2\text{p}) (+ 4\text{p} + 2\text{n})$
Lebensdauer	1,164 s
Branching Ratio	100 %
Zerfall:	$\beta^-$
Tochternuklid:	<sup>6</sup> Li
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable
Q-Wert $\beta^-$ :	3,5 MeV

---

In [18] ist die Lebensdauer mit 1,212s, in [17] mit 1,209s angegeben.

---

<sup>8</sup> Li	
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Li} + 3\text{p} + \text{n}$
Lebensdauer	1,212 s
Branching Ratio	100%
Zerfall:	$\beta^-$
Tochternuklid:	<sup>8</sup> Be
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	67 as
Q-Wert $\beta^-$ :	16,004 MeV

---

Nach [18] ist der  $\beta^-$ ,  $\alpha$  Zerfall mit 2,9 % vertreten, nach [17] mit 3,1 %.

$^{11}\text{Be}$		
Entstehung:	$n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{Be} + 2p$	
Lebensdauer	19,92 s	
Branching Ratio	97.1%	2,9%
Zerfall:	$\beta^-$	$\beta^-, \alpha$
Tochternuklid:	$^{11}\text{B}$	$^7\text{Li}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable	stable
Q-Wert $\beta^-$ :	11,506 MeV	1,630 MeV

$^{10}\text{C}$	
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^{10}\text{C} + 2n$
Lebensdauer	27,83 s
Branching Ratio	100%
Zerfall:	$EC + \beta^+$
Tochternuklid:	$^{10}\text{B}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable
Q-Wert $EC$ :	3,647 MeV

$^{11}\text{C}$	
Entstehung:	$^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C} + n$
Lebensdauer	29,42 min
Branching Ratio	100%
Zerfall:	$EC + \beta^+$
Tochternuklid:	$^{11}\text{B}$
$t_{1/2}$ des Tochternuklids :	stable
Q-Wert $EC$ :	1,982 MeV

Restliche Radiounkleide weisen eine Halbwertszeit von mehr als 50 Tagen auf, weswegen sie für die kommenden Analysen vernachlässigbar sind.

## 15.2 Fitfunktion

Im folgenden wird die in der Analyse verwendete Form der Fitfunktion verifiziert. Da über die Parameter beim Aufruf der Fitfunktion festgelegt wurde, dass das Integral der Fitfunktion mit den jeweiligen Bins übereinstimmen soll [12], gilt mit:

$t_1, t_2$  als untere und obere Grenze eines Bins

$t_{ges} = 10t_{1/2}$  als obere Grenze des Zeitraums

$N_{feh}$  als der Anzahl der am Anfang des Histogramms fehlenden Bins

$N_{bin}$  als der Anzahl der Bins im Histogramm

$N_{ges}$  der Anzahl der Entries

$h(t)$  der Höhe des Bins beim Zeitpunkt  $t$

$$\int_{t_1}^{t_2} f(t) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} h \left( \frac{t_1 + t_2}{2} \right) \quad (15.1)$$

$$\sum_{i=N_{fehl}}^{N_{bin}-1} \int_{t_i}^{t_{i+1}} f(t) dt = \sum_{i=N_{fehl}}^{N_{bin}-1} \frac{t_{ges}}{N_{bin}} h \left( \frac{2t_i + 1}{2} \right) \quad (15.2)$$

$$\int_{\frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}}^{t_{ges}} f(t) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} - \sum_{i=0}^{N_{fehl}} \frac{t_{ges} N_{bin}}{h} \left( \frac{2t_i + 1}{2} \right) \quad (15.3)$$

Für  $N_{fehl} = 0$  ergibt sich mit

$$f(t) = A \frac{t_{ges}}{N_{bin} \tau_a} e^{-\frac{t}{\tau_a}} + B \frac{t_{ges}}{N_{bin} \tau_b} e^{-\frac{t}{\tau_b}} + \frac{C}{N_{bin}} + \frac{A}{N_{bin}} e^{-\frac{t_{ges}}{\tau_a}} + \frac{B}{N_{bin}} e^{-\frac{t_{ges}}{\tau_b}} \quad (15.4)$$

aus Gleichung 15.3

$$\int_0^{t_{ges}} f(t) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.5)$$

$$\left[ -A \frac{t_{ges}}{N_{bin}} e^{-\frac{t}{\tau_a}} - B \frac{t_{ges}}{N_{bin}} e^{-\frac{t}{\tau_b}} + C \frac{t}{N_{bin}} + A \frac{t}{N_{bin}} e^{-\frac{t_{ges}}{\tau_a}} + B \frac{t}{N_{bin}} e^{-\frac{t_{ges}}{\tau_b}} \right]_0^{t_{ges}} = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.6)$$

$$C \frac{t_{ges}}{N_{bin}} + A \frac{t_{ges}}{N_{bin}} + B \frac{t_{ges}}{N_{bin}} = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.7)$$

$$C + A + B = N_{ges} \quad (15.8)$$

Für  $N_{fehl} > 0$  ergibt sich aus Gleichung 15.3 mit der Eigenschaft, dass die ersten  $N_{fehl}$  Bins leer sind:

$$\int_{\frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}}^{t_{ges}} f(t) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.9)$$

Nach Substitution von  $t = t + \frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}$

$$\int_0^{t_{ges} - \frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}} f\left(t + \frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}\right) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.10)$$

und Ersetzung des Terms  $\frac{N_{fehl}t_{ges}}{N_{bin}}$  durch  $t_{korr}$  ergibt sich:

$$\int_0^{t_{ges} - t_{korr}} f(t + t_{korr}) dt = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.11)$$

Damit ergibt sich nach Einsätzen der Fitfunktion  $f(t)$

$$f(t) = A \frac{t_{ges}}{N_{bin} \tau_a} e^{-\frac{t-t_{korr}}{\tau_a}} + B \frac{t_{ges}}{N_{bin} \tau_b} e^{-\frac{t-t_{korr}}{\tau_b}} + C \frac{t_{ges}}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} + A \frac{t_{ges}}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} e^{-\frac{t_{ges}-t_{korr}}{\tau_a}} + B \frac{t_{ges}}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} e^{-\frac{t_{ges}-t_{korr}}{\tau_b}} \quad (15.12)$$

in Gleichung 15.11 :

$$\left[ -A \frac{t_{ges}}{N_{bin}} e^{-\frac{t}{\tau_a}} - B \frac{t_{ges}}{N_{bin}} e^{-\frac{t}{\tau_b}} + C \frac{t_{ges} t}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} + A \frac{t_{ges} t}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} e^{-\frac{t_{ges}-t_{korr}}{\tau_a}} + B \frac{t_{ges} t}{N_{bin}(t_{ges}-t_{korr})} e^{-\frac{t_{ges}-t_{korr}}{\tau_b}} \right]_0^{t_{ges}-t_{korr}} = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.13)$$

$$C \frac{t_{ges}}{N_{bin}} + A \frac{t_{ges}}{N_{bin}} + B \frac{t_{ges}}{N_{bin}} = \frac{t_{ges}}{N_{bin}} N_{ges} \quad (15.14)$$

$$C + A + B = N_{ges} \quad (15.15)$$