

**Fakultät für Physik und Astronomie
Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit im Studiengang Physik
vorgelegt von

Natascha Rupp

geboren in Herbolzheim (Deutschland)

2011

**Energiekalibrierung mit dem radioaktiven Isotop ^{12}B
beim Double Chooz Antineutrinoexperiment**

Diese Bachelorarbeit wurde durchgeführt von Natascha Rupp am
Max Planck Institut für Kernphysik
unter der Betreuung von
Prof. Dr. Manfred Lindner
sowie von
Dr. Bernd Reinhold

Zusammenfassung

Bei DOUBLE CHOOZ handelt es sich um ein Antineutrinoexperiment, dessen Ziel es ist den Mischungswinkel θ_{13} mit einer Sensitivität von $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.03$ zu messen. Dabei ist es wichtig das genaue Energiespektrum der Antineutrinos zu kennen bzw. die Energie ihrer Sekundärteilchen. Da diese nicht direkt, sondern nur eine entsprechende Ladungsmenge, durch den Detektor gemessen werden kann, muss kalibriert werden. In dieser Bachelorarbeit wurde das Ladungsspektrum des β^- Zerfalls von ^{12}B , welches durch kosmische Myonen im Inneren Detektor entsteht, selektiert um es zur Kalibrierung zu verwenden. Mit einem Q-Wert von 13.4 MeV ist die beim Zerfall frei werdende Energie sehr hoch im Vergleich zu den Energien anderer typischer Kalibrierungsquellen. Dadurch ist es möglich die Linearität der Energieskala zu prüfen. Um das Ladungsspektrum aus den Daten zu extrahieren, wurden bestimmte Bedingungen an Zeit, Ort und Ladung der Ereignisse gestellt. Zudem wurde der myonunkorrelierte Untergrund subtrahiert. Das dadurch erhaltene Ladungsspektrum wurde mit einem Monte Carlo generierten Energiespektrum verglichen. Somit war es möglich den Kalibrierungsfaktor $\text{gain}_{\text{B12}} = (15024 \pm 451) \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}_{\text{B12}}}$ zu bestimmen. Außerdem wurde eine Entstehungsrate von ^{12}B von 113 Ereignissen am Tag, sowie eine mittlere Lebensdauer von $\tau = (26.34 \pm 2.54)$ ms gemessen.

Abstract

DOUBLE CHOOZ is a reactor antineutrino experiment searching for the last unknown neutrino mixing angle θ_{13} with a sensitivity of $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.03$. For this purpose, it is essential to know the energy of the antielectron neutrinos or rather of the particles they produce in the liquid scintillator. The experimental setup only allows to measure charge, making an energy calibration necessary. In this bachelor thesis the charge spectrum of the β^- decay of the radioactive isotope ^{12}B that is produced by cosmic muons in the Inner Detector was selected. The Q-value of this decay is 13.4 MeV which is very high in comparison with the energies of the typically used calibration sources. This allows to test the linearity of the energy scale. In order to extract the electron spectrum several conditions in time, space and charge were applied to the data and the uncorrelated background was subtracted. This spectrum was compared with an energy spectrum generated by a Monte Carlo simulation. Thus a calibration factor of $\text{gain}_{\text{B12}} = (15024 \pm 451) \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}_{\text{B12}}}$ was determined. Also the ^{12}B production rate of 113 events per day was measured as well as a mean lifetime τ of (26.34 ± 2.54) ms.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen zur Neutrinooszillation	1
2	Das Double Chooz Experiment	5
3	Entstehung der Neutrinos	6
4	Nachweis der Neutrinos	8
4.1	Detektion der Neutrinos	8
4.2	Das Neutrinoereignis	9
5	Aufbau des Detektors	11
5.1	Target	12
5.2	Gamma-Catcher	12
5.3	Buffer	13
5.4	Inneres Veto	13
5.5	Äußeres Veto	13
6	Beschreibung der Untergrundereignisse	13
6.1	Unkorrelierter Untergrund	13
6.2	Korrelierter Untergrund	14
7	Kalibrierung	15
8	Das radioaktive Isotop ^{12}B	16
8.1	Entstehung und Zerfall von ^{12}B im Inneren Detektor	16
8.2	Energiekalibrierung mit ^{12}B	17
9	Datenanalyse zur Energiekalibrierung mit ^{12}B	19
9.1	Detektordaten	19
9.2	Vorselektion	20
9.2.1	Myonenergie	21
9.2.2	Untere Energieschwelle	22
9.2.3	Light Noise Bedingung	22
9.3	Unterteilung der Ereignisse in Zeitfenster	24
9.4	Energiespektrum mit Untergrund	25
9.5	Untergrundminimierung	27
9.6	Räumliche Schnitte	31
9.6.1	Untersuchung der zweidimensionalen Ereignisverteilung	33
9.6.2	Hotspotcut	35

9.7	Borspektrum	37
9.8	Vergleich des Elektronspektrums mit der Theorie	39
9.9	Rate von ^{12}B im Inneren Detektor	42
9.10	Lebensdauer von ^{12}B	43
10	Zusammenfassung	45
A	Räumliche Verteilung der Ereignisse zwischen 16MeV_H und 21MeV_H	48
B	Übersicht der Selektionsschnitte	49
B.1	Vorselektion	49
B.2	Weitere Optimierung der Schnitte	49
C	Neuberechnung der Korrekturfaktoren	50

1 Theoretische Grundlagen zur Neutrinooszillation

Im Folgenden werden kurz die theoretischen Grundlagen der Neutrinooszillation vorgestellt, wobei folgende Literatur verwendet wurde [1][2][3][7][9][11].

Bei Neutrinos handelt es sich um Elementarteilchen, die zu der Familie der Leptonen gehören. Sie entstehen beispielsweise beim β -Zerfall von Kernen oder bei dem Zerfall geladener Leptonen. Neutrinos sind elektrisch neutral und unterliegen der schwachen Wechselwirkung, sowie der Gravitation. Es existieren insgesamt drei verschiedene Leptongenerationen. Die geladenen Leptonen sind dabei aufsteigend nach ihrer Masse geordnet. Jede Generation besteht aus einem geladenen Lepton und dem jeweiligen Neutrino. Die drei Eigenzustände $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$ und $|\nu_\tau\rangle$ der schwachen Wechselwirkung bezeichnet man auch als Flavour-Eigenzustände.

Das Gleiche gilt auch für die jeweiligen Antiteilchen. Die geladenen Leptonen sind dabei positiv geladen. Die negativen Leptonen und ihre Neutrinos besitzen jeweils die Leptonenzahl $L = 1$, die Antiteilchen die Leptonenzahl $L = -1$.

Generation	Name	Masse[MeV]
1	e^-	0.511
1	ν_e	$< 2 \cdot 10^{-6}$
2	μ^-	105.658
2	ν_μ	< 0.19
3	τ^-	1776.82
3	ν_τ	< 18.2

Tabelle 1: Masse der Leptonen (entnommen aus [1]).

Bei Experimenten mit solaren Neutrinos stellte man bei dem Homestake-Experiment fest, dass nur etwa ein Drittel des erwarteten Flusses der Beryllium- und Bor-Neutrinos gemessen wurde im Vergleich zu der Vorhersage durch solare Modelle [29]. Das wurde als „solares Neutrino-Problem“ bezeichnet. Eine der Vermutungen war, dass es zu Übergängen zwischen den einzelnen Flavour-Eigenzuständen kommen kann. Durch das Sudbury Neutrino Observatory wurde 2001 diese Vermutung bestätigt [6].

Bei einem Flavour-Eigenzustand handelt es sich um eine Superposition aus den drei Massenzuständen $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$ und $|\nu_3\rangle$, die die Eigenzustände des Massenoperators bilden

$$|\nu_i\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{ij} |\nu_j\rangle \quad i = e, \mu, \tau. \quad (1.1)$$

Die Koeffizienten U_{ij} sind die Parameter der sog. Mischungsmatrix U_{PMNS} , der Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata Matrix. Diese Matrix wird häufig in folgender Parametrisierung dargestellt

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{+i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha_2} \end{pmatrix}$$

mit $s_{kl} = \sin(\theta_{kl})$ und $c_{mn} = \cos(\theta_{mn})$. (1.2)

Die Parameter θ_{uv} mit $u, v \in \{1, 2, 3\}$, $u \neq v$ beschreiben die Mischungswinkel. Dabei handelt es sich um Drehwinkel, die den Basiswechsel von der Massen-Eigenbasis in die Flavour-Eigenbasis beschreiben. θ_{12} wurde durch Experimente mit Solar- und Reaktor-Neutrinos ermittelt, wie zum Beispiel durch das Experiment KamLAND, das den Fluss von 16 japanischen Kernkraftwerken misst [16]. Andere Experimente sind beispielsweise Borexino und Gallex. Der Mischungswinkel θ_{23} wurde unter anderem durch die Experimente Super-Kamiokande, MINOS und K2K bestimmt. Die Neutrinos stammten dabei aus der Atmosphäre oder wurden in Beschleunigern produziert. Die aktuellen Mischungswinkel (Stand: März 2011) sind in der folgenden Tabelle angegeben [17]. Sie ergeben sich aus der globalen Analyse verschiedener Experimente.

Parameter	bester Fit
Δm_{12}^2	$7.59^{+0.20}_{-0.18} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$
Δm_{31}^2	$2^{+1.0}_{-0.7} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ $-2.34^{+0.10}_{-0.09} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2(\theta_{12})$	$0.312^{+0.017}_{-0.015}$
$\sin^2(\theta_{23})$	0.51 ± 0.06 0.52 ± 0.06
$\sin^2(\theta_{13})$	$0.010^{+0.009}_{-0.006}$ $0.013^{+0.009}_{-0.007}$

Tabelle 2: Parameter der Neutrinooszillation. In den Zeilen mit zwei Einträgen, gibt die obere Zahl den Wert für die normale Massenhierarchie der Neutrinos an und der zweite Eintrag für eine invertierte Hierarchie [17].

Dabei ist $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Es sind zur Zeit nur die quadratischen Massendifferenzen bekannt und nicht die absoluten Werte für die Neutrinomassen. Das Vorzeichen von Δm_{31}^2 ist derzeit noch ungewiss. Dies hängt von dem Wert für m_3 ab. Dabei bezeichnet man den Fall, dass $m_1 < m_2 < m_3$, als normale Massenhierarchie und $m_3 < m_1 < m_2$ als invertierte Massenhierarchie.

Bei α_1 und α_2 handelt es sich um die Majorana-Phasen. Als Majorana-Teilchen werden Teilchen bezeichnet die auch gleichzeitig ihr eigenes Antiteilchen sind. Diese Phase verschwindet, wenn es sich bei Neutrinos nicht um Majorana-Teilchen handelt, was bis heute noch nicht bestimmt werden konnte. Die Phasen spielen bei Oszillationsexperimenten keine Rolle, da sie keinen Einfluss auf die Neutrinooszillation haben.

Durch den Phasenfaktor δ wird eine mögliche CP Verletzung beschrieben. Sie ist bis heute bei der Neutrinooszillation weder bestätigt noch widerlegt worden. Nach der Messung von θ_{13} kann man

diesen Phasenfaktor bestimmen. Wenn er nicht Null ist, dann bedeutet dies, dass Neutrinos und Antineutrinos mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten oszillieren.

Bei ihrer Entstehung und ihrer Detektion nehmen die Neutrinos einen schwachen Eigenzustand an. Um ihre Propagation durch den Raum zu beschreiben setzt man die Flavour-Eigenzustände in die Lösung der zeitabhängigen Schrödingergleichung für freie Teilchen ein und erhält somit die zeitlich entwickelten Flavour-Eigenzustände

$$|\nu_i(t)\rangle = \sum_{j=1}^3 e^{-iE_j t} U_{ij} |\nu_j\rangle \quad i = e, \mu, \tau. \quad (1.3)$$

E_j beschreibt die Energie des Neutrinos. Die Neutrinos stammen bei DOUBLE CHOOZ aus einem Kernkraftwerk und besitzen eine Energie von wenigen MeV. Man nimmt nun an, dass der Impuls der drei Neutrinos gleich groß ist und ihre Masse sehr viel kleiner ist als ihre Energie. Dadurch verhalten sie sich relativistisch und die Energie-Impuls Beziehung kann folgendermaßen durch die ersten Terme ihrer Taylorreihe ausgedrückt werden:

$$E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2} = \sqrt{p^2 + m_j^2} = p + \frac{m_j^2}{2p} = E + \frac{m_j^2}{2E}. \quad (1.4)$$

Mit $c = 1$, kann die Zeit t durch die Laufstrecke L ersetzt werden.

An dieser Gleichung und Gleichung (1.3) erkennt man nun, dass die Zusammensetzung eines Flavor-Eigenzustandes zu einem bestimmten Zeitpunkt abhängig ist, von den Massen der Neutrinos und der Energie. Die einzelnen Masseneigenzustände entwickeln sich unterschiedlich mit der Zeit, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit ändert, einen bestimmten Flavour-Eigenzustand zu messen. Die Wahrscheinlichkeit bei einer Messung den Zustand $|\nu_k\rangle$ nach einer Zeit t im Zustand $|\nu_i\rangle$ zu messen, wird beschrieben durch:

$$P = |\langle \nu_i | \nu_k(t) \rangle|^2 \quad \text{mit } i, k = e, \mu, \tau. \quad (1.5)$$

Beim DOUBLE CHOOZ Experiment interessiert man sich nun für die Wahrscheinlichkeit den Flavour-Eigenzustand $|\bar{\nu}_e\rangle$ der im Reaktor entstehenden Antielektronneutrinos zu einem späteren Zeitpunkt t , nachdem die Antielektronneutrinos eine gewisse Flugstrecke L zurückgelegt haben, wieder zu messen. Diese Überlebenswahrscheinlichkeit für den Zustand $|\bar{\nu}_e\rangle$ wird beschrieben durch [12]:

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - & 4c_{12}^2 c_{13}^4 s_{12}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} \right) \\ & - 4c_{12}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E} \right) \\ & - 4s_{12}^2 c_{13}^2 s_{13}^2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{23}^2 L}{4E} \right). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Wenn die Neutrinos in der Nähe ihres Entstehungsortes gemessen werden, dann kann man den zweiten Term in Gleichung (1.6) vernachlässigen, da Δm_{12}^2 viel kleiner ist als die anderen zwei quadratischen Massendifferenzen. Da diese näherungsweise gleich groß sind, kann man die Terme drei und vier zusammenfassen. Somit ergibt sich für die Überlebenswahrscheinlichkeit von $|\bar{\nu}_e\rangle$

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right). \quad (1.7)$$

Wenn eine Neutrinooszillation nachgewiesen werden kann, dann bedeutet dies, dass mindestens eine der Masseneigenzustände $|\nu_1\rangle$ oder $|\nu_3\rangle$ nicht Null sein darf.

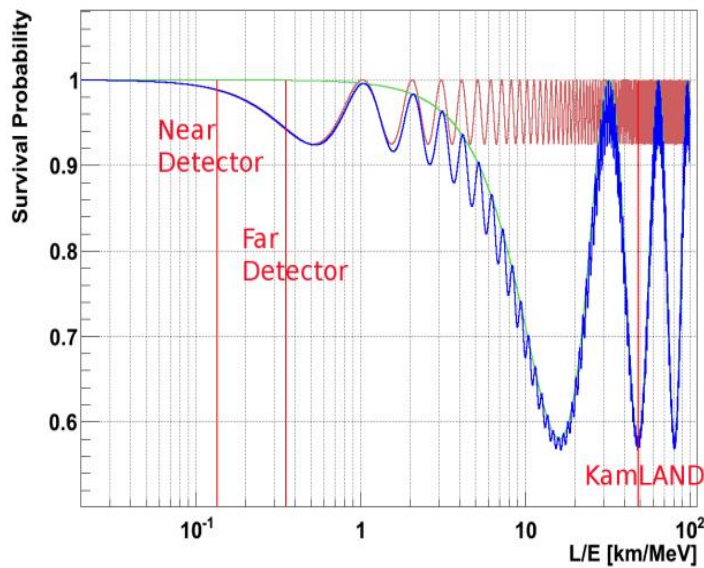


Abbildung 1.1: Überlebenswahrscheinlichkeit der Antineutrinos nach Gleichung 1.6; blaue Kurve: $\sin^2(2\theta_{12}) = 0.32$, $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.15$; grüne Kurve: $\sin^2(2\theta_{13}) = 0$; rote Kurve: $\sin^2(2\theta_{12}) = 0$; $\Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.59 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$; Die drei vertikalen Linien geben die Positionen des nahen und fernen Detektors an, sowie die Position von KamLAND (entnommen aus [10]). Die Detektoren bei DOUBLE CHOOZ sind 0.4 km und 1 km von der Neutrinoquelle entfernt. Das Maximum der sichtbaren Energie liegt bei ca. 3 MeV.

Um die Überlebenswahrscheinlichkeit zu bestimmen, benutzt DOUBLE CHOOZ zwei Detektoren. Diese sind in Abbildung 1.1 eingezeichnet. Anhand dieser und durch Gleichung (1.7) erkennt man, dass sich die Positionen des nahen und fernen Detektors sehr gut eignen um θ_{13} zu messen, da es dort zu keiner Überlagerung durch andere Mischungswinkel kommt. Bei größeren Abständen von der Neutrinoquelle, wie bei dem Experiment KamLAND, kann man besonders gut den Mischungswinkel θ_{12} messen, da dessen Einfluss dort dominiert.

2 Das Double Chooz Experiment

Bei DOUBLE CHOOZ soll nun die Rate der Antielektronneutrinos in zwei unterschiedlichen Abständen zu der Neutrinoquelle bestimmt werden. Nach Raumwinkelkorrektur stellt die mögliche Differenz die Wahrscheinlichkeit dar, mit der sich das Elektronneutrino in ein Tau - oder Myonneutrino umgewandelt hat. Beim DOUBLE CHOOZ Experiment handelt es sich somit um ein „Disappearance“ Experiment, da man die nicht „verschundenen“ Antielektronneutrinos messen will. Dieses Neutrino Defizit ist eine entscheidende Messgröße zur Bestimmung von θ_{13} . Realisiert wird das

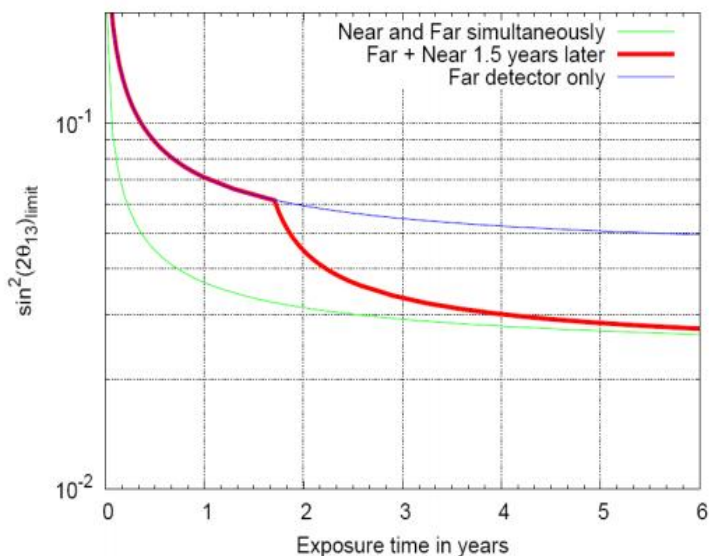


Abbildung 2.1: Zeitliche Entwicklung der Sensitivität auf $\sin^2(\theta_{13})$

Annahmen: Systematischer Fehler betragen mit zwei Detektoren 0.6% und der gesamte Untergrund 1% von Neutrinossil. Die rote Kurve beschreibt die Messung von θ_{13} mit beiden Detektoren, die sich im Laufe der Zeit verbessert, da man eine höhere Statistik besitzt. (entnommen von [8]).

Experiment durch den Bau zweier nahezu identischer Detektoren im Abstand von ungefähr 400 m und 1.05 km von zwei Reaktoren eines Kernkraftwerks, welche als Neutrinoquelle dienen. Dies ist in Abbildung 2.2 zu erkennen. Der ferne Detektor wurde in das bereits vorhandene Labor des Vorgängerexperiments Chooz gebaut und befindet sich im anliegenden Berg. Seit Anfang 2011 nimmt dieser Daten auf, der nahe Detektor befindet sich gerade im Bau und soll in etwa einem Jahr fertig sein. Bis dahin kann durch den fernen Detektor eine Obergrenze von $\sin^2(2\theta_{13}) \approx 0.06$ erreicht werden. Der nahe Detektor dient dazu, den primären Fluss der Neutrinos zu messen. Dadurch wird im Vergleich zu dem Vorgängerexperiment Chooz, die Unsicherheit in der Kenntnis über die genaue Neutrinorate und deren Energiespektrum vermindert. Dadurch, dass es sich um nahezu zwei identische Detektoren handelt, wird unter anderem auch der Fehler, der auf der Unkenntnis über die Detektor - und Reaktoreffizienz beruht, minimiert. Der systematische Fehler soll von 2.7% auf 0.6% verkleinert werden[9].

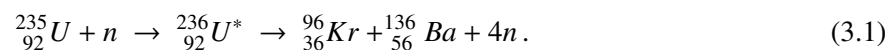


Abbildung 2.2: Auf dem Bild ist die Anlage des Kernkraftwerks in Chooz zu sehen, bestehend aus den zwei Reaktoren. Zudem wurden Standorte des fernen und des nahen Detektors eingezeichnet (entnommen aus [14]).

Durch eine Verlängerung der Messzeit von wenigen Monaten auf insgesamt fünf Jahre, im Vergleich zu Chooz soll der statistische Fehler von 2.8% auf 0.4% herabsinken. Nach weiteren 3.5 Jahren Datennahme, durch den nahen und den fernen Detektor soll die Obergrenze von $\sin^2(2\theta_{13})$ auf 0.03 herabgesenkt werden.

3 Entstehung der Neutrinos

Die Antineutrinos für das DOUBLE CHOOZ Experiment stammen aus einem Kernkraftwerk mit zwei Reaktorkernen, das von der Elektrizitätsgesellschaft *Electricité de France* betrieben wird. Das Kernkraftwerk befindet sich in der Nähe des namensgebenden Ortes Chooz im Norden Frankreichs, an der Grenze zu Belgien. Die thermische Leistung der Reaktoren beträgt jeweils $4.27 \text{ GW}_{\text{th}}$ und die elektrische Leistung je $1.5 \text{ GW}_{\text{e}}$. Die Energie zur Stromgewinnung erfolgt durch die Spaltung der Kerne ^{241}Pu , ^{239}Pu und ^{235}U . Der Kern von ^{235}U kann durch thermische Neutronen zur Spaltung angeregt werden. Eine mögliche Reaktion ist dabei



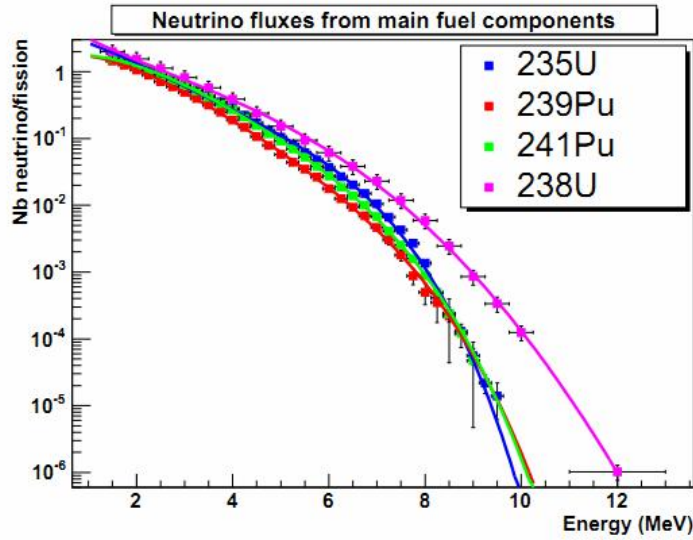
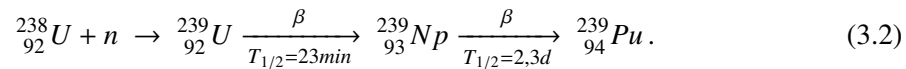


Abbildung 3.1: Neutrinoenergiespektrum des Kernkraftwerkes. Man erhält diese Daten entweder durch theoretische Berechnung oder durch Laborversuche (entommen aus [9]).

Hierbei werden Neutronen frei, die verantwortlich für die Aufrechterhaltung der Kettenreaktion sind. Sie besitzen eine Energie von einigen MeV. Das Krypton zerfällt dann durch β^- -Zerfälle weiter zu $^{96}_{40}\text{Zr}$, wobei Antineutrinos frei werden [11].

^{238}U hat einen Anteil von 99.27% in natürlichem Uranvorkommen und es kann durch Neutroneinfang folgende Reaktion stattfinden



Auch hierbei werden wiederum durch den β^- -Zerfall Antineutrinos frei. Das entstandene $^{239}_{94}\text{Pu}$ ist durch thermische Neutronen spaltbar und trägt somit zur Energiegewinnung bei. Es kann aber auch nacheinander zwei Neutronen einfangen und zu $^{241}_{94}\text{Pu}$ werden, was wiederum spaltbar ist und durch β^- -Zerfall zerfällt. Die Antineutrinos entstehen somit als Nebenprodukt der Energiegewinnung durch Kernspaltung. Diese Neutrinos können auf Grund ihres geringen Wirkungsquerschnitts für Wechselwirkung mit Materie das Reaktorgebäude verlassen. Insgesamt werden pro Sekunde, bei einer thermischen Leistung von 4.27 GW_{th} in einem Reaktorkern $8 \cdot 10^{20}$ Antineutrinos frei [8]. Die Zusammensetzung der Brennelemente ändert sich mit der Zeit. Davon ist auch der Neutrinofluss betroffen, dessen Rate und Energie dadurch eine zeitliche Abhängigkeit besitzen.

4 Nachweis der Neutrinos

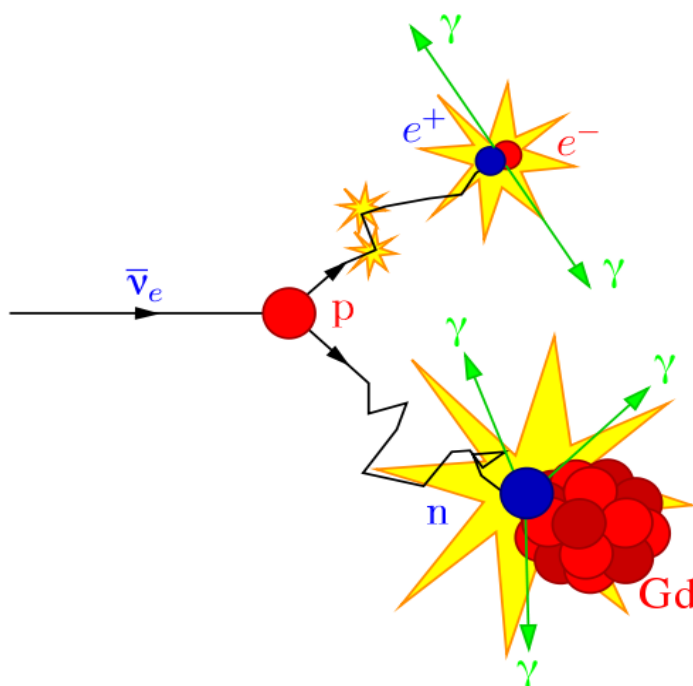


Abbildung 4.1: Dargestellt ist die Reaktion des inversen β -Zerfalls. Das Antielektronenneutrino trifft auf ein Proton und es entsteht ein Neutron und ein Positron. Das Positron gibt seine kinetische Energie ab und annihiliert mit einem Elektron. Das Neutron wird durch einen Atomkern eingefangen. Bei diesen Prozessen werden Gammaquanten frei (entnommes aus [23]).

Die Antielektronenneutrinos, die in den Reaktoren entstehen, können dann im Detektor durch den inversen β -Zerfall nachgewiesen werden. Dabei trifft das Antineutrino auf ein Proton und es entsteht ein Neutron und ein Positron.



Das Neutron und das Positron können dann jeweils detektiert werden. Die Detektion von diesen zwei Teilchen innerhalb einer gewissen Zeit, wird dann als Neutrinoereignis angesehen.

4.1 Detektion der Neutrinos

Der Nachweis des Neutrinoereignisses findet in einem dafür sensitiven Volumen statt, dem sogenannten Target. Das Positron, das bei dem inversen β -Zerfall frei wird gibt seine kinetische Energie ab und annihiliert mit einem Elektron. Bei der Anihilation werden zwei Gammaquanten frei. Das Neutron wird nach einiger Zeit von einem Atomkern eingefangen. Auch dabei werden mehrere Gammaquanten frei. Um diese nachweisen zu können, besteht das Target aus einem Flüssigszintillator.

Ein Szintillator wandelt im Allgemeinen Energie von Teilchen und Gammaquanten in Licht um. Zur Detektion dieser entstandenen Photonen benutzt man PMTs (engl. *Photomultiplier Tube*). Diese sind nur sensitiv für Photonen mit einer bestimmten Wellenlänge. Um diese Wellenlänge zu erreichen, befinden sich in der Szintillatorflüssigkeit zusätzlich Fluorverbindungen, die die Wellenlänge zu größeren verschieben können. Näheres dazu findet man in Kapitel 5.1 und [4][8].

Im PMT befindet sich eine Kathode, aus der die ankommenden Photonen, mittels Photoeffekt Elektronen herauslösen können. Diese sogenannten Photoelektronen werden dann durch ein elektrisches Feld zu weiteren Elektroden, auch Dynoden genannt, beschleunigt und können aus deren Oberfläche wieder Elektronen herauslösen. Somit nimmt die Anzahl der Elektronen von Dynode zu Dynode zu, an denen zunehmend eine immer positivere Spannung anliegen muss. Das Signal wird also verstärkt. Am Schluss fließt die entstandene Elektronenlawine als Strom über einen Widerstand ab, wodurch man ein Spannungssignal erhält. Die PMTs, die bei DOUBLE CHOOZ benutzt werden, sind sensitiv für einen Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 650 nm, wobei das Maximum bei 420 nm liegt [18].

4.2 Das Neutrinoereignis

Da die Reaktorneutrinos eine Energie von wenigen MeV haben, ist es nicht möglich das schwerere Myon oder Tauon zu erzeugen. Die Reaktionsschwelle liegt bei $M_n - M_p + m_e = 1.8 \text{ MeV}$. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Quadrat der Neutrinoenergie. Das Produkt des Neutrinospektrums und des Wirkungsquerschnitts ergibt das Spektrum der sichtbaren Energie.

Das beim inversen β -Zerfall entstandene Positron gibt seine kinetische Energie ab und annihiliert mit einem Elektron. Dies geschieht im Bereich von Pikosekunden, was zeitlich nicht aufgelöst werden kann. Es können nur Abstände im Nanosekundenbereich aufgelöst werden. Das Ereignis, das durch die dabei frei werdenden Gamma-Quanten entsteht, nennt man *promptes* Ereignis. Die frei gesetzte Energie setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie des Positrons und den gleichgroßen Ruheenergien von 511 keV von Positron und Elektron. Die Energie des Positrons ist abhängig von der kinetischen Energie des Antineutrinos. Da die Masse des Neutrons sehr viel größer ist als die Masse des Positrons kann dessen Rückstoßenergie vernachlässigt werden und nur seine Ruhemasse berücksichtigt werden. Auch das Proton besitzt, im Vergleich zur Neutrinoenergie, eine vernachlässigbare kinetische Energie im Bereich von meV. Die Positronenergie lässt sich wie folgt beschreiben

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}_e} + M_p - M_n. \quad (4.2)$$

Im Detektor wird die sichtbare Energie detektiert, welche sich zusammensetzt aus der Positronenergie und der zusätzlich frei werdenden Ruheenergie des Elektrons.

$$E_{\text{sichtbar}} = E_{e^+} + m_e = E_{\bar{\nu}_e} - 0.78 \text{ MeV}. \quad (4.3)$$

Die sichtbare Energie liegt zwischen 1 MeV und 9.5 MeV.

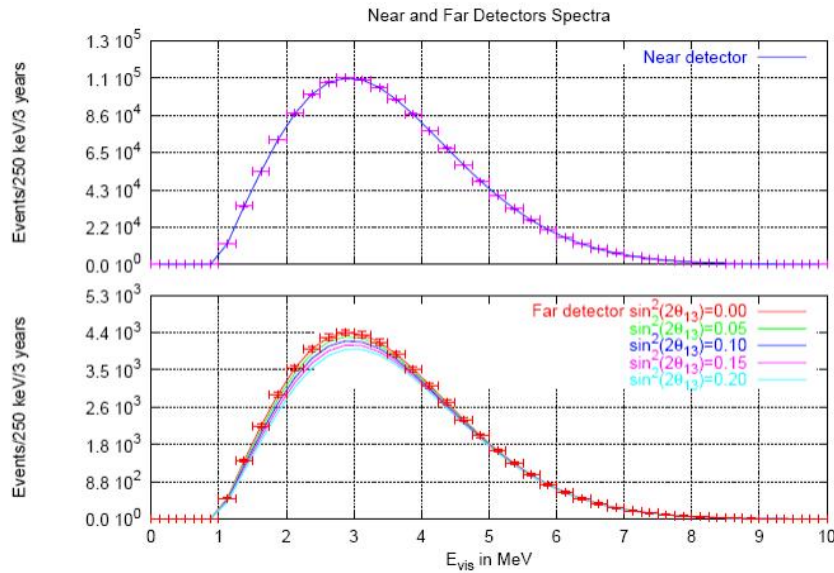


Abbildung 4.2: Sichtbare Energie; Das Schaubild zeigt das erwartete Energiespektrum der sichtbaren Energie nach drei Jahren Datennahme für den nahen und fernen Detektor. Im unteren Schaubild sind verschiedene Energiespektren eingezeichnet, in Abhängigkeit vom Mischungswinkel. Die Neutrinorate nimmt für größere Mischungswinkel auf Grund der Oszillation ab (entnommen aus [9]).

Das durch den inversen β -Zerfall freigewordene Neutron gibt nun durch Stöße an Atomkernen einen Teil seiner Energie ab und wird dadurch langsamer. Dies nennt man Thermalisierung. Deshalb steigt der Wirkungsquerschnitt für den Einfang durch einen Atomkern an. Dabei vergeht eine gewisse *Einfangzeit* von einigen Mikrosekunden. Für den Einfang eignet sich besonders gut Gadolinium, da es einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen besitzt. Dieses gelangt durch den Neutroneinfang in einen angeregten Zustand, der sich über Emission von Gammaquanten abregt. Diese deponieren ihre Energie im Szintillator und können somit als *verzögertes* Ereignis zum prompten Ereignis nachgewiesen werden. Die Energieabgabe bei der Abregung des Gadoliniumkerns ist mit 8 MeV sehr hoch. Dadurch kann das Ereignis, das dadurch entsteht, gut von den Untergrundereignissen unterschieden werden, da diese eine geringere Energie besitzen. Dieser Untergrund stammt unter anderem von natürlich vorkommender Radioaktivität. Das Material des Detektors, die PMTs sowie das umliegende Gestein strahlen radioaktiv. Ein anderer Untergrund wird durch kosmische Myonen selbst und durch Teilchen, die durch sie im umliegenden Gestein und im Detektor entstehen können, verursacht. Dazu siehe auch Kapitel 6. Im Detektor befindet sich auch Wasserstoff, der Neutronen einfangen kann. In Tabelle sind die Eigenschaften von Wasserstoff und Gadolinium gegenübergestellt.

Detektorelement	Wasserstoff	Mittel aller Gadolinium-Isotope
σ [barn]	0.3	50000
sichtbare Energie [MeV]	2.2	8
Einfangzeit[μ s]	180	30
Einfänge im Target [%]	15	85
Konzentration [g/l]	104	1

Tabelle 3: Daten zu Neutroneinfang [5].

Als Neutrinoereignis wird die Koinzidenz aus zwei Signalen angesehen, die die obigen Erwartungen an Energie und Zeitabstand erfüllen. Man erwartet bei einer Totzeit von 3% im fernen Detektor und einer Detektoreffizienz von 80%, dass dort 53 Neutrinos pro Tag detektiert werden. Bei gleicher Detektoreffizienz und einer Totzeit von 30% werden im nahen Detektor 566 Antineutrinos pro Tag erwartet [7]. Dabei wurde angenommen, dass die Reaktorleistung 100% ist.

5 Aufbau des Detektors

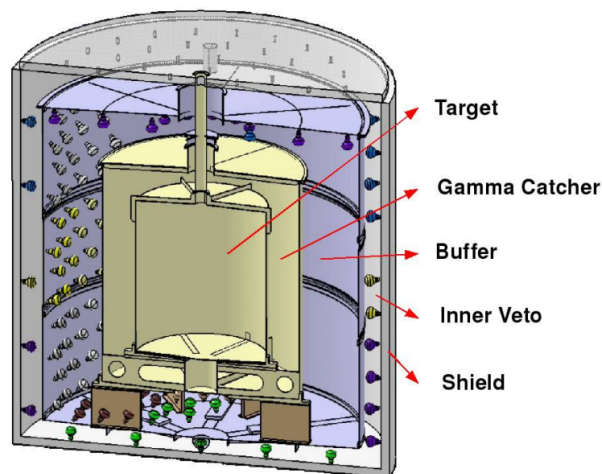


Abbildung 5.1: Aufbau des Detektors. Das Äußere Veto ist nicht eingezeichnet. Die PMTs im Inneren Veto sind in Wirklichkeit parallel zu der Zylinderwand. Die Öffnung an der Oberseite wird als Kamin bezeichnet. Durch diesen können Kalibrierungsquellen in den Detektor gebracht werden (entnommen aus [9]).

Der Detektor ist aus mehreren Zylindern aufgebaut, die sich schalenförmig umgeben. Der innerste Zylinder wird als Target bezeichnet. Dieses stellt das sensitive Volumen für Neutrinos dar, da sich in ihm mit Gadolinium angereicherte Szintillatorflüssigkeit befindet. Zusammen mit dem Gamma-Catcher und dem Buffer bildet es den sogenannten Inneren Detektor. Um diesen befinden sich das Innere Veto. Zudem ist noch ein sog. Äußeres Veto über dem Detektorgehäuse angebracht (Dieses ist in Abbildung 5.1 nicht zu sehen). Das Target und der Gamma-Catcher bestehen aus Acryl, welches für UV und sichtbares Licht transparent ist, sodass die zwei inneren Zylinder optisch

miteinander verbunden sind. Es wurde darauf geachtet, dass die Zylinder chemisch sehr stabil sind und über einen langen Zeitraum von mindestens zehn Jahren dicht bleiben. Zudem muss sein Material, sowie das der PMTs eine sehr geringe Radioaktivität aufweisen, da dies den Untergrund erhöhen würde. Im Target und Gamma-Catcher befindet sich eine Szintillatorflüssigkeit, welche verträglich mit der Zylinderwand sein muss, damit das System chemisch stabil bleibt. Das gleiche gilt auch für das sich im Buffer befindlichen Mineralöl.

Detektorelement	Durchmesser [m]	Höhe [m]	Dicke [m]	Volumen [m ²]	Material
Target	2.3	2.5	0.008	10.3	Acryl
Gamma-Catcher	3.4	3.6	0.012	22.6	Acryl
Buffer	5.5	5.7	0.003	114.2	Stahl
Inneres Veto	6.6	6.6	0.01	90	Stahl

Tabelle 4: Maße der Detektorelemente [7].

5.1 Target

Im Target, dem innersten Zylinder, soll der inverse β -Zerfall nachgewiesen werden. Die beim prompten Ereignis und beim Neutroneinfang frei werdenden Gammaquanten übertragen ihre Energie durch Compton-Effekt auf Elektronen. Diese können dann wiederum Lösungsmittelmoleküle anregen, die bei ihrer Abregung Photonen emittieren und somit die Funktion eines Szintillators übernehmen[8]. Die Szintillatorflüssigkeit besteht zu 20% aus PXE(Phenyl-Xylylethan) und zu 80% aus n-Dodecan. PXE hat eine sehr hohe Lichtausbeute, würde aber in Reinform die Acrylwände des Targets zu sehr angreifen. Deswegen ist dieses mit Dodecan verdünnt. Dodecan ist für Licht mit einer Wellenlänge größer als 400 nm transparent und gut verträglich mit den Oberflächen der Zylinder. Die Szintillatorflüssigkeit hat eine Protonendichte von $2.5 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$, wodurch die Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutrinos sehr hoch ist. Sie dient also als Target und zum Nachweis der Neutrinos. Die Szintillatorflüssigkeit ist mit Gadolinium angereichert. Dieses hat einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für thermische Neutronen und ist daher gut für den Neutroneinfang geeignet. Die Konzentration liegt bei 1 g/l. Da Gadolinium ein Metall ist, lässt es sich nicht in einer organischen Flüssigkeit lösen. Dazu wurde es in einen Molekülkomplex überführt, welcher β -Diketone als Liganden besitzt. Zudem sind auch noch die Fluorverbindungen PPO und bis-MSB im Szintillator gelöst, die die entstehenden kleinen Wellenlängen zu größeren verschieben, da die Acryltanks für sichtbares und UV Licht transparent sind [8]. Zudem besitzen die PMTs ihr Maximum an Sensitivität bei einer Wellenlänge von 420 nm.

5.2 Gamma-Catcher

Auch er ist mit einer Szintillatorflüssigkeit befüllt, jedoch ohne Beimischung von Gadolinium. Der Gamma-Catcher dient zum Nachweis der Gamma-Quanten, die durch das prompte Ereignis

und beim Einfang des Neutrons frei werden. Diese Gamma-Quanten entstehen zum einen direkt im Gamma-Catcher oder sind aus dem Target entwichen. Somit wird verhindert, dass Energie in Form von Licht aus dem sensitiven Volumen hinausgetragen wird, ohne dabei detektiert zu werden, was zu einem geringeren systematischen Fehler führt.

5.3 Buffer

Dieser Tank ist nur mit Mineralöl gefüllt und nicht mit flüssigem Szintillator. Zusätzlich befinden sich in ihm 390 PMTs zum Nachweis der Photonen, welche im Target und Gamma-Catcher entstehen. Der Buffer dient dazu, Untergründereignisse auf eine Rate von 10 Hz im Target und Gamma-Catcher zu minimieren. Diese stammen beispielsweise von radioaktiver Strahlung des umgebenden Gesteins und von außen eindringenden schnellen Neutronen (siehe Kapitel 6).

5.4 Inneres Veto

Dieses Veto dient dazu, kosmische Myonen und den von diesen hervorgerufenen Untergrund zu detektieren. Dazu ist das Innere Veto auch mit einem Flüssigszintillator gefüllt. Um das entstehende Licht nachzuweisen wurden in dem Stahlzylinder 78 PMTs angebracht. Dieser wird zusätzlich zum umgebenden Gestein durch eine 17 cm dicke Stahlabschirmung geschützt.

5.5 Äußeres Veto

Das Äußere Veto besteht aus Plastikszintillatorstreifen, die über dem Detektor angebracht sind und über dessen Oberfläche hinausreichen. Es dient dazu, Myonen nachzuweisen, die direkt von oben in den Detektor eindringen oder knapp an diesem vorbeifliegen. Diese Myonen können Sekundärteilchen produzieren, die in das Target und den Gamma-Catcher gelangen können und dort ein Neutrinoereignis vortäuschen.

6 Beschreibung der Untergründereignisse

Zwei der hauptsächlichen Herausforderungen beim Nachweis der Neutrinoereignisse sind das genaue Verständnis und die Minimierung der Untergründereignisse. Diese Untergründereignisse können die tatsächliche Neutrinorate verfälschen, da sie Neutrinoereignisse vortäuschen können. Man unterscheidet hierbei zwischen korrelierten und unkorrelierten, zufälligen Untergründereignissen.

6.1 Unkorrelierter Untergrund

Diese Art von Untergrund beschreibt zwei Energiedepositionen innerhalb der Neutroneneinfangzeit, welche nicht durch das Positron und das Neutron des inversen β -Zerfalls entstehen, sondern

durch zwei Ereignisse, die nicht die gleiche Ursache haben und zufällig innerhalb der Neutroneneinfangzeit auftreten. Dadurch können diese fälschlicherweise für ein Neutrinoereignis gehalten werden. Die vorgetäuschte prompte Energiedeposition wird durch radioaktive Strahlung des Detektormaterials und der Umgebung verursacht. Diese stammt hauptsächlich von Uran, Thorium und ^{40}K [10]. Von außerhalb kann nur hochenergetische Gamma-Strahlung, die bei einem radioaktiven Zerfall frei werden kann, das sensitive Volumen erreichen. Auch dadurch kann das prompte Ereignis simuliert werden. Das verzögerte Ereignis kann zum einen durch Bremsstrahlung nachgeahmt werden, die durch kosmische Myonen beim Durchdringen des Gesteins entsteht und in den Detektor eindringen kann. Zum anderen können diese Myonen auch die Spallation von Atomkernen im Detektor verursachen, wodurch Neutronen frei werden. Diese können dann anschließend eingefangen werden, wodurch Energie frei wird.

6.2 Korrelierter Untergrund

Beim korrelierten Untergrund haben die beiden Ereignisse, die den inversen β -Zerfall und somit das Neutrinoereignis vortäuschen, die gleiche Ursache. Es handelt sich dabei beispielsweise um langlebige Isotope wie ^9Li und ^8He mit den jeweiligen Lebensdauern von $\tau(^9\text{Li}) = 257\text{ ms}$ und $\tau(^8\text{He}) = 172\text{ ms}$ [13] [19]. Diese entstehen bei der Spallation von Kohlenstoff innerhalb des Detektors durch kosmische Myonen. Diese Isotope können durch Emission eines Elektrons in einen angeregten Zustand zerfallen, der sich dann unter Aussendung eines Neutrons abreagiert. Dadurch wird also das prompte und verzögerte Ereignis vorgetäuscht. Dieser Zerfall ist anhand von ^9Li in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfallskanal, dass es in einen angeregten Zustand von ^8Be zerfällt, beträgt 50%. Unter Aussendung eines Neutrons geht dieses in den Grundzustand über. Das Neutron hat eine Energie von ungefähr 1 MeV und wird anschließend eingefangen [9]. Die Zerfallswahrscheinlichkeit für den analogen Kanal beträgt bei ^8He ca. 16% [16]. Bei den anderen möglichen Zerfallskanälen von ^9Li wird jeweils ein einzelnes Elektron frei. Man erwartet für ^9Li eine Rate von 1-2% des Neutrinosignals [7]. Das Verhältnis von der Produktionsrate von ^8He zu ^9Li ist ungefähr 36% [19]. Dies ergibt, unter Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeiten für die eben genannten Zerfallskanäle, ein effektives Verhältnis des korrelierten Untergrunds, der durch ^8He und ^9Li entsteht, von 12%. Auf Grund der langen Lebensdauern, können diese Isotope nicht durch eine Totzeit nach jedem Myon von den restlichen Ereignissen getrennt werden. Die Rate der Myonen im Inneren Detektor beträgt 11.3 Hz [14].

Die kosmischen Myonen können aber auch im umgebenden Gestein auf einen Atomkern treffen, wodurch Neutronen entstehen können. Diese schnellen Neutronen haben eine Energie von einigen hundert MeV [10]. Wenn sie in den Detektor gelangen, können sie dort auf ein Proton treffen, durch dessen Rückstoß das prompte Ereignis vorgetäuscht werden kann. Das verzögerte Ereignis wird dann durch den Einfang der Neutronen dargestellt. Somit werden beide Arten des korrelierten Untergrunds durch Myonen verursacht.

Man erwartet ein gesamtes Untergrund zu Signalverhältnis von ungefähr 5 % [10].

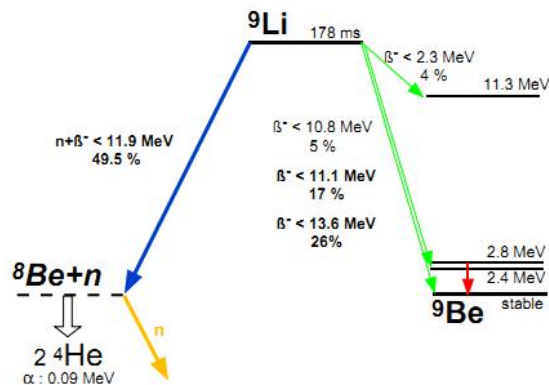


Abbildung 6.1: Zerfallsschema von ${}^9\text{Li}$ (entnommen aus [13]).

7 Kalibrierung

Durch das prompt Ereignis und den Neutroneneinfang werden zunächst Gammaquanten frei. Diese wechselwirken mit dem Szintillator, wodurch Photonen entstehen, welche auf die Photokathode der PMTs treffen können und dort durch Photoeffekt Elektronen freisetzen. Diese werden dann verstärkt und in einen Spannungspuls umgewandelt, dessen zeitliches Integral proportional zur entstandenen Ladung ist. Dies bedeutet, dass man nicht die Energie der Ereignisse direkt messen kann, sondern nur die Ladung, die sie verursachen. Daher sind alle Daten zunächst in der von DOUBLE CHOOZ definierten Ladungseinheit DUQ. Um zu wissen, wie viel Ladung einer gewissen Energie entspricht, muss kalibriert werden.

Man misst also die Ladung, die durch ein Ereignis mit bekannter Energie entsteht. Dadurch kann der Umrechnungsfaktor zwischen Ladung und Energie bestimmt werden. Dann ist es möglich, dass man die Energie von allen anderen Ereignissen berechnen kann, bei denen man nur die Ladung kennt und nicht die Energie. Dieser Umrechnungsfaktor bzw. die Energieskala des Detektors muss nicht unbedingt linear sein, sondern kann abhängig sein von der deponierten Energie. Deswegen ist es sinnvoll mit mehreren Quellen zu kalibrieren, welche jeweils unterschiedliche Energien besitzen. Dadurch kann die Linearität der Energieskala überprüft werden.

Um nun die Neutrino-kandidaten selektieren zu können, muss nämlich die genaue Energie des prompten und verzögerten Ereignisses bekannt sein, um diese von den restlichen Ereignissen trennen zu können. Zudem ist es wichtig, das genaue Energiespektrum der Antineutrinos zu kennen, da man mit dessen Form die Neutrinooszillation messen kann. Für eine Minimierung des systematischen Fehlers ist es wichtig die Energieskala und Detektoreffizienz zu kennen. Auch dies ist nur mit genauer und regelmäßiger Kalibrierung möglich. Man unterscheidet zwischen zwei Arten von Kalibrierung: die durch künstliche und die durch natürliche Quellen. An der Oberseite des Detektors befindet sich eine Öffnung, der sog. Kamin. Durch diesen können künstliche Kalibrierungsquellen in den Inneren Detektor gebracht werden. Da es nicht möglich ist, eine Neutrino-

quelle direkt zu benutzen, werden jeweils das prompte und das verzögerte Ereignis des inversen β -Zerfalls durch verschiedene Kalibrierungsquellen nachgeahmt. Dies geschieht durch Positron-Neutron- und Gammaquellen [9]. Diese decken einen Energiebereich von 1 MeV bis ca. 8 MeV ab. Die zweite Art der Kalibrierung erfolgt durch natürliche Quellen, die sich bereits im Inneren Detektor befinden oder dort durch Myonen entstehen. Ein Beispiel hierfür ist ^{12}B , welches durch Reaktionen von kosmischen Myonen mit ^{12}C entstehen kann [26] [19]. Auf dieses wird im folgenden Kapitel genauer eingegangen.

8 Das radioaktive Isotop ^{12}B

8.1 Entstehung und Zerfall von ^{12}B im Inneren Detektor

Das Target und der Gamma-Catcher sind mit einem flüssigen Szintillator gefüllt. Dieser besteht, genau wie das Mineralöl im Buffer aus Kohlenwasserstoffen. Wenn nun ein kosmisches Myon in den Detektor eindringt und auf ein ^{12}C -Atom trifft, können radioaktive Isotope entstehen. Dabei handelt es sich zum Beispiel um ^9Li oder ^{12}B . In Abbildung 8.1 ist das Zerfallsschema von ^{12}B dargestellt. Es kann über vier Zerfallskanäle zerfallen. Diese sind mit den roten Nummern versehen, die die Zerfallswahrscheinlichkeit für den jeweiligen Kanal angeben. Es handelt sich dabei jeweils um β^- -Zerfälle. ^{12}B zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.08 % in einen angeregten Zustand von ^{12}C , wobei eine Energie von 3.067 MeV frei wird. Dieser Zustand kann dann über einen α -Zerfall in den Grundzustand von ^8Be übergehen. ^{12}B kann aber auch unter einer Wahrscheinlichkeit von 1.5 % bzw. 1.3 % in unterschiedliche angeregte Zustände von ^{12}C übergehen, die dann unter Aussendung von Gammaquanten in seinen Grundzustand zerfallen. Am häufigsten jedoch zerfällt ^{12}B mit einer Wahrscheinlichkeit von über 97 % direkt in den Grundzustand von ^{12}C . Die Halbwertszeit für diesen Übergang beträgt $T_{1/2} = 20.2$ ms bzw. er besitzt eine Lebensdauer von $\tau = 29.1$ ms. Dabei wird ein Elektron und ein Antielektronenneutrino frei, wodurch man ein kontinuierliches Energiespektrum erhält. Die dabei maximal frei werdende Energie liegt bei $E_{\text{max}} = 13.4$ MeV [26].

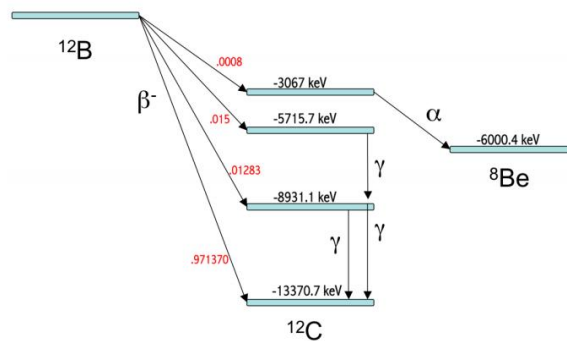


Abbildung 8.1: Zerfallsschema von ^{12}B (entnommen aus [13]).

Das Energiespektrum des Elektrons ist in Abbildung 8.2 gezeigt. Es stammt aus einer Studie des Neutrinoexperiments KamLAND [19], welche die Produktion von radioaktiven Isotopen untersucht hatte, die durch kosmische Myonen entstanden sind. Das Experiment besitzt einen ähnlichen Flüssigszintillator wie DOUBLE CHOOZ. In diesem befindet sich ^{12}C , durch welches ^{12}B entstehen kann.

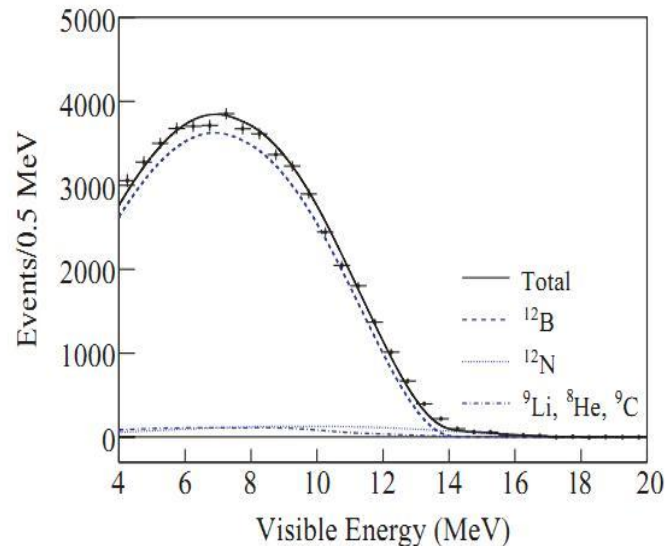


Abbildung 8.2: sichtbares Energiespektrum von ^{12}B aus dem Neutrinoexperiment KamLAND ab einer Energie von 4MeV (entnommen aus [19]).

8.2 Energiekalibrierung mit ^{12}B

Ein Ziel dieser Arbeit war es nun, das Energiespektrum von ^{12}B , insbesondere den Endpunkt zur Kalibrierung zu benutzen. Das ist deswegen interessant, da zuvor nur mit niedrigeren Energien kalibriert wurde. Somit kann die Linearität der Energieskala getestet werden. Die Menge der Ladung, welche in den PMTs entsteht, ist abhängig von der Art des Teilchens, welches die Energie im Szintillator deponiert. Gammaquanten übertragen ihre Energie über Comptoneffekt auf viele Elektronen, deswegen sind dort die Quenchingeffekte höher als bei dem einzelnen Elektron, das beim ^{12}B Zerfall frei wird. Dadurch werden bei gleicher Energie weniger Photonen frei und somit ist auch die Anzahl der Photoelektronen und damit die Ladung in den PMTs niedriger. Elektronen können Cerenkovstrahlung produzieren, was zur Nicht-Linearität der Energieskala beitragen kann, da mehr Photonen entstehen. Zusätzlich kann es aber auch durch die Detektorelektronik selbst zu einer Nicht-Linearität der Energieskala kommen. Durch die Verwendung von Kalibrierungsquellen bei verschiedenen Energien kann dies getestet werden.

Bei ^{12}B handelt es sich um eine natürliche Kalibrierungsquelle, da sich ^{12}C in der Szintillatorflüssigkeit des Targets und Gamma-Catchers befindet und im Mineralöl des Buffers. Da die Myonen

in den gesamten Inneren Detektor von außen eindringen können, kann dort überall ^{12}B entstehen. Diese Kalibrierungsquelle muss also nicht extra, wie künstliche Kalibrierungsquellen, in den Detektor gebracht werden.

Da ^{12}B in Korrelation zu einem Myon entsteht, kann man seinen Zerfall, also das Ereignis, welches durch das Elektron im Szintillator auftritt, gut identifizieren. Dafür fordert man eine bestimmte Koinzidenzzeit, also einen gewissen Zeitabstand zwischen Trigger im Myonveto und Ereignis im Inneren Detektor. Diese Zeit wird durch die Lebensdauer τ von ^{12}B bestimmt. Alle Ereignisse, die diese Koinzidenzzeit erfüllen und die eine Energie besitzen, die beim β -Zerfall von ^{12}B frei werden kann, werden als mögliche Elektronkandidaten angesehen. Deren Energiespektrum soll in dieser Arbeit aus den Daten extrahiert werden.

Wie bei der Neutrinoanalyse, gibt es auch bei der Selektion des Borspektrums einen Untergrund, der das Spektrum verfälschen kann. Dabei kann wieder zwischen korreliertem und unkorreliertem Untergrund unterschieden werden.

Bei dem korrelierten Untergrund handelt es sich beispielsweise um ^9Li . Dieses radioaktive Isotop entsteht auch durch kosmische Myonen. Die Lebensdauer liegt bei $\tau = 257$ ms und die beim β -Zerfall frei werdende maximale Energie ist 13.6 MeV [26]. Somit sind die Elektronen des ^9Li Zerfalls und des ^{12}B schwer zu trennen. Myonen können Atomkerne spalten, wodurch freie Neutronen entstehen können. Wenn diese durch Gadolinium oder Wasserstoff eingefangen werden, wird Energie in Form von Gammaquanten frei, welche im Energiebereich der ^{12}B -Elektronen liegt. Der unkorrelierte Untergrund wird beispielsweise gebildet von natürlich vorkommender radioaktiver Strahlung oder der Energie, die beim Einfang von Neutronen durch Gadolinium und Wasserstoff frei wird, welche nicht durch Myonen entstanden sind, sondern beispielsweise beim inversen β -Zerfall, welcher durch die Antineutrinos hervorgerufen wird. Diese Art von Untergrund steht nicht im Zusammenhang mit den kosmischen Myonen. Aufgrund der hohen Lebensdauer von ^{12}B ist die Rate des unkorrelierten Untergrunds sehr hoch.

Wie bereits erwähnt, kann nur die Ladung, die ein Ereignis in den PMTs erzeugt, gemessen werden und nicht direkt seine Energie. Um nun einen besseren Eindruck über die gemessenen Ladungsspektren zu bekommen, werden diese mit einem bekannten Kalibrierungsfaktor in Energie umgerechnet. Dieser wurde durch die Ladung bestimmt, welche beim Einfang eines Neutrons durch Wasserstoff in den PMTs frei wird. Die beim Einfang frei werdende Energie liegt bei $E_{\text{H}} = 2.223$ MeV_H [7]. Dadurch ergibt sich ein Kalibrierungsfaktor von [28]

$$\text{gain}_{\text{H}} = \frac{\text{Ladung}}{E_{\text{H}}} = 13350 \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}_{\text{H}}} . \quad (8.1)$$

Um nun von der gemessenen Ladung in Energie umrechnen zu können, muss man das Ladungsspektrum durch gain_{H} teilen. Dann erhält man eine Energie in Einheiten von MeV_H. Bei dem Neutroneneinfang werden allerdings Gammaquanten frei. Die Umrechnung von Ladung und Energie mit

gain_H beruht auf der Annahme, dass sich die Kalibrierungsfaktoren bei Gammaquanten und Elektronen nur leicht unterscheiden. Somit soll sichergestellt werden, dass die später durchgeführten Energieschnitte in Einheiten von MeV_H , die für das Selektieren des Elektronenspektrums notwendig sind, nicht zu sehr von den geforderten Energien abweichen.

Mit Energie ist im Folgenden $E_H = \frac{\text{Ladung}}{\text{gain}_H}$, mit der Einheit MeV_H gemeint, wenn nichts anderes angegeben wurde. Um nun das ^{12}B -Elektronenspektrum zu selektieren, werden an die Daten bestimmte Bedingungen gestellt. Diese sog. Schnitte sind auf die Eigenschaften des ^{12}B -Zerfalls eingestellt, welche sich von den restlichen Ereignissen unterscheiden. Damit ist beispielsweise gemeint, dass man nur Ereignisse selektiert, die im Energiebereich der ^{12}B Elektronen liegen.

Die Schnitte können durch ihre Effizienz beschrieben werden. Diese gibt an, wie hoch die Anzahl der gesuchten Ereignisse ist, die die Schnittbedingungen erfüllen, im Vergleich zu der gesamten Anzahl der gesuchten Ereignisse. Bei der Neutrino Selektion ist eine hohe und genau bekannte Effizienz wichtig, da von ihr die Anzahl der gefundenen Neutrinos abhängt und somit der Wert für θ_{13} .

Zudem kann man die Reinheit der gefundenen Ereigniskandidaten angeben. Eine hohe Reinheit bedeutet, dass das Verhältnis von Signal zu Untergrund sehr groß ist. Bei der Elektronenselektion ist die Schnitteffizienz nicht so entscheidend, solange sie energieunabhängig ist. Deswegen kann man auch Schnitte anwenden, die die Effizienz verschlechtern, aber dafür die Reinheit des Datensatzes verbessern.

9 Datenanalyse zur Energiekalibrierung mit ^{12}B

Ein Teil meiner Arbeit bestand zunächst darin, das Ladungsspektrum, umgerechnet in MeV_H des Elektrons, welches beim β -Zerfall von ^{12}B frei wird, zu selektieren. Bei dieser Selektion war die Hauptaufgabe den unkorrelierten Untergrund zu minimieren. Wie sich herausstellen wird, dominiert dieser die Untergrundrate. Nach der Selektion des Energiespektrums, kann dieses mit der Theorie verglichen werden. Dadurch lässt sich, wie bei der Kalibrierung mit dem Neutroneneinfang durch Wasserstoff, ein Kalibrierungsfaktor gain_{12} bestimmen. Ein weiterer Punkt war, die Lebensdauer von ^{12}B zu bestimmen. Diese liegt theoretisch bei 29.1 ms. Zudem sollte die Entstehungsrate von ^{12}B im Inneren Detektor herausgefunden werden. In der Monte Carlo Studie [22] wird eine Rate von etwa 100 Ereignissen pro Tag erwartet.

9.1 Detektordaten

Die zwei folgenden Schaubilder 9.1 und 9.2 zeigen die Energieverteilung in MeV_H von zwei beliebigen Datenfiles ¹ mit den Runnummern 13930 und 13939 und einer jeweiligen Aufnahmezeit von einer Stunde. Dies soll einen Eindruck über die Daten geben, ohne dass Selektionsschnitte angewendet worden sind.

¹reduced.0013930.root und reduced.0013939.root

Die Abbildung 9.1 zeigt einen Energiebereich von 0 MeV_H bis 1000 MeV_H. Bis zu einer Energie von etwa 60 MeV_H ist eine Anhäufung von Ereignissen zu erkennen. Diese befindet sich wiederum auf einem Plateau, das bis zu etwa einer Energie von 500 MeV_H reicht und danach stark abfällt. Ab einer Energie von ungefähr 940 MeV_H sind keine Ereignisse mehr zu erkennen. Das beschriebene Plateau wird hauptsächlich durch kosmische Myonen gebildet, da diese eine sehr hohe Energie besitzen. Die meisten restlichen Ereignisse befinden in dem Peak bei kleineren Energien. Die Abbildung 9.2 zeigt die Energieverteilung zwischen 0 MeV_H und 30 MeV_H.

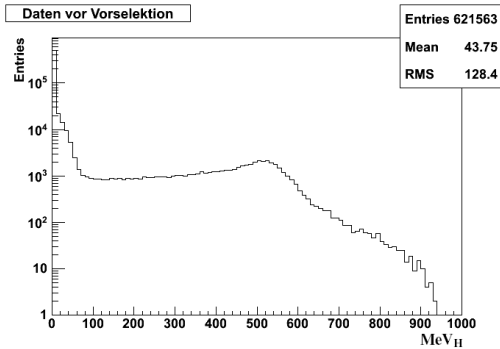


Abbildung 9.1: Detektordaten im Energiebereich von 0 MeV_H bis 1000 MeV_H. Dabei wurden keine Schnitte vorgenommen.

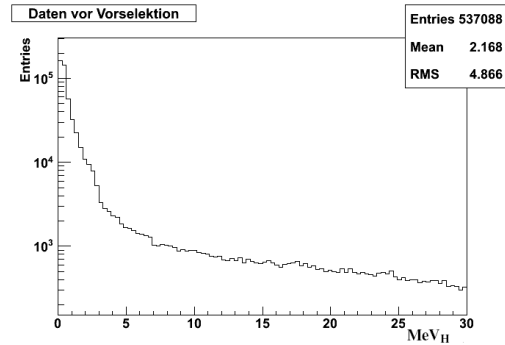


Abbildung 9.2: Detektordaten im Energiebereich von 0 MeV_H bis 30 MeV_H. Dabei wurden keine Schnitte vorgenommen.

9.2 Vorselektion

Für die Datenanalyse wurden die Runnummern 11000 bis 19536 benutzt, welche zwischen 13. April 2011 und 5. Juli 2011 aufgenommen wurden. Anhand des ersten und letzten Triggerzeitpunkt, wurde für jeden Run die Aufnahmezeit der Daten bestimmt. Diese beträgt für alle Runs zusammen 56.2 Tage. Zunächst wurde eine Vorselektion der Daten durchgeführt. Dies beschleunigt und vereinfacht ihre spätere Auswertung. Die Analyse findet unter Verwendung von DOGS statt, der **D**ouble **C**hoos **O**ffline **G**roup **S**oftware. Diese basiert wiederum auf ROOT, einer am CERN entwickelten Software zur Datenanalyse [21]. Bei der Datenaufnahme können verschiedene Observable der Trigger gespeichert werden. Dabei handelt es sich zum Beispiel um die Anzahl der Ladung, die sie jeweils in den PMTs verursachen. Diese kann dann in eine Energie umgerechnet werden. Zum anderen kann beispielsweise auch die Zeit *MuDeltaT* von jedem Ereignis, welches im Inneren Detektor detektiert wird, zum letzten Myon, was einem Ereignis im Äußeren Veto (Myonveto) entspricht, gespeichert werden. Dies ist bei der Selektion von ¹²B nützlich, da dieses durch Myonen entsteht.

9.2.1 Myonenergie

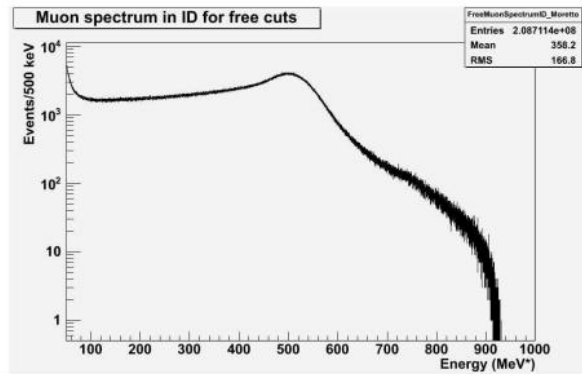


Abbildung 9.3: Myonspektrum im Inneren Detektor mit deponierter Energie $E = \frac{DUQ}{13720}$ (entnommen aus [14]).

Die Myonen treffen im Inneren Detektor auf Kohlenstoffatome, wodurch ^{12}B entstehen kann. Dieses existiert einige Zeit, bis es unter Aussendung eines Elektrons zu ^{12}C zerfällt. Die Myonen und der Zerfall des ^{12}B Atomes, also das Elektron verursachen ein Signal, welches durch den Detektor gemessen wird. Mit dem Energiespektrum dieser Elektronen soll kalibriert werden. Eine Forderung an einen möglichen Elektronkandidaten ist, dass sein Signal in einer gewissen Koinzidenzzeit zum vorherigen Myon liegen muss. Diese Koinzidenzzeit wird durch die Lebensdauer τ von ^{12}B bestimmt, welche 29.1 ms beträgt. Die Rate der Myonen im Inneren Detektor beträgt 11.3 Hz [14]. Dies bedeutet, dass im Mittel alle 88 ms ein Myon detektiert wird. Nach einer Zeit von 88 ms besteht eine Wahrscheinlichkeit von 5 %, dass das ^{12}B Atom noch nicht zerfallen ist. Zu diesem Zeitpunkt kann bereits das nächste Myon detektiert worden sein. Die Zeit $\mu\Delta T$ muss also nicht die Zeit zu dem Myon sein, welches das ^{12}B produziert hat. Damit die Elektronkandidaten besser zu dem induzierenden Myon zugeordnet werden können und zur späteren Bestimmung des unkorrelierten Untergrunds verlangt man nun eine deutlich geringere Myonrate. Wie in Abbildung 9.3 zu erkennen ist, hängt die Myonrate von der Myonenergie ab. Bei hohen Energien fällt die Rate stark ab.

Als erstes Auswahlkriterium der Vorselektion wurden nur noch Ereignisse im Inneren Detektor betrachtet, die nach einem Myon detektiert wurden, welches eine Energie größer als 600 MeV_H im Inneren Detektor besitzt. Die Myonrate beträgt dann 0.6 Hz, was einem mittleren Abstand von 1667 ms zwischen zwei Myonen entspricht. Zu diesem Zeitpunkt ist ein ^{12}B Atom mit einer sehr hohen Wahrscheinlichkeit zerfallen. Durch diese sehr geringe Rate soll sichergestellt werden, dass das zum Elektronkandidat vorherige Myon auch wirklich dasjenige ist, was das ^{12}B erzeugt hat. Zudem darf die Myonrate auch nicht zu gering sein, da mit ihr die Entstehungsrate von ^{12}B zusammenhängt und somit auch die Anzahl der Elektronen, die bei dessen Zerfall frei werden. Im Vergleich von 9.1 und 9.3 erkennt man eine große Ähnlichkeit der Spektren. Die Ereignisanhäu-

fung bei einer Energie kleiner als 60 MeV_H ist in Abbildung 9.1 etwas höher im Vergleich zum restlichen Plateau, als in 9.3. Da dort nur die Energieverteilung von Myonen betrachtet wurde, handelt es sich bei dieser Anhäufung um Ereignisse, die nicht von Myonen stammen.

9.2.2 Untere Energieschwelle

Die Rate der radioaktiven Zerfälle im Energiebereich von 0.7 MeV bis 12 MeV beträgt $7.22 \pm 0.06 \text{ Hz}$ [14]. An die Ereignisse wird die Forderung gestellt, dass sie eine Energie größer als 0.8 MeV besitzen müssen, um diesen Untergrund genauer untersuchen zu können. Die obere Ladungsschwelle wurde zu diesem Zeitpunkt noch nicht festgelegt.

9.2.3 Light Noise Bedingung

Die sog. Light Noise entsteht innerhalb der PMT-Elektronik. Es handelt sich dabei um Photonen, die durch manche PMTs entstehen und von diesen oder auch von anderen PMTs detektiert werden. Durch Light Noise entsteht ein zusätzlicher, unvorhergesehener Untergrund. Dieser wurde erst nach der Inbetriebnahme des Detektors bemerkt, obwohl die PMTs vorher ausführlich getestet wurden.

Zur Reduzierung der Light Noise wurden einige andere Eigenschaften der Ereignisse untersucht, welche sich von physikalischen Ereignissen unterscheiden sollen. Dabei werden teilweise auch besonders scharfe Schnitte angewendet, damit viel Light Noise entfernt wird und man eine möglichst saubere Auswahl an Daten erhält. Die Reinheit des Datensatzes wird also auf Kosten der Effizienz verbessert. Dies stellt bei der Selektion des Elektronspektrums keine Gefahr dar, unter der Annahme, dass die Schnitte unabhängig sind von der Energie. Somit werden bei jeder Energie mit der gleichen Wahrscheinlichkeit auch physikalische Ereignisse entfernt. Dadurch bleibt die Form des Energiespektrums jedoch erhalten.

Die angegebenen Schnitte sind nicht die einzige Möglichkeit Light Noise zu minimieren. Sie stellen eine Auswahl aus verschiedenen Studien dar und haben sich unter anderem als besonders gut zur Reduzierung von Light Noise herausgestellt. Im Folgenden werden die Merkmale von Light Noise und der Unterschied zu physikalischen Ereignissen kurz erklärt. Die angewendeten Schnitte stammen aus den angegebenen Studien. Für genauere Information siehe auch [24].

RMS(Tstart)

Es wird der zeitliche Abstand von der ersten Detektion eines Ereignisses, in *einem* bestimmten PMT, zu der Detektion in *jedem einzelnen* anderen PMT gemessen. Man erhält somit eine Verteilung der zeitlichen Abstände, von der der quadratische Mittelwert (*engl.* RMS) gebildet wird. Durch dieses Kriterium wird nun versucht, Light Noise zu minimieren. Es hat sich gezeigt, dass sich dazu ein quadratischer Mittelwert zwischen 10 ns und 40 ns gut eignet [15].

MQTQ

Diese Größe gibt das Verhältnis der maximalen Ladung Q , die ein PMT durch ein Ereignis erzeugt, zu der gesamten Ladung (total Q) aller PMTs an. Wenn jeder PMT bei der Detektion eines Ereignisses genau gleich viel Ladung produziert, dann ist dieses Verhältnis gerade das Inverse der PMT-Anzahl. Dies bedeutet, dass MQTQ einen kleinen Wert besitzt. Hingegen, wenn ein bestimmter PMT zusätzlich mehr Ladung erzeugt, dann ist die maximale Ladung sehr groß. Dies bedeutet einen Wert von MQTQ, im Extremfall, bei eins. Es stellte sich heraus, dass sich für MQTQ ein Wert kleiner als 0.09 gut eignet, um Light Noise zu minimieren [15].

TRise

Durch ein Event entstehen an jedem PMTs Spannungspulse. Bei dieser Methode zur Minimierung der Light Noise werden die Pulse aller PMTs, die durch ein Ereignis entstehen, aufsummiert. Danach wird die Zeit t_1 , bei dem die Amplitude, dieses resultierenden Pulses 10 % ihres Maximalwertes erreicht hat von der Zeit t_2 , bei der sie 90 % erreicht hat, subtrahiert. Die Größe dieser Differenz nennt man *TRise* und die ist ein Maß für die Steigung der ansteigenden Flanke des Pulses. Physikalische Ereignisse verursachen kürzere und steilere Pulse, als Ereignisse, die durch Light Noise entstehen. In [20] wurde ein *TRise* zwischen 20 ns und $26 - 125 \cdot \text{mqtq}$ definiert. Diese Werte wurden hier übernommen.

nHit

Die Variable *nHit*, gibt die Anzahl der PMTs an, die ein Ereignis detektieren. Wenn nur wenige PMTs einen Puls aufnehmen, dann ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass ein Ereignis in einem PMT entstanden ist und nur von diesem oder den benachbarten PMTs detektiert wurde. Man forderte hier eine Anzahl größer zehn.

Zusammenfassend wurden nochmal alle Schnitte der Vorselektion in Tabelle 5 angegeben. In Abbildung 9.4 ist das Energiespektrum in MeV_H nach den Schnitten der Vorselektion zu sehen. Es zeigt nur noch Ereignisse, die die Koinzidenzbedingung zu einem Myon erfüllen, welches eine Energie größer als 600 MeV_H im Inneren Detektor besitzt. Außerdem enthält es keine Myonen mehr und man erkennt deutlich den Energieschnitt bei 0.8 MeV_H .

Kriterium	Schnitt	Grund
Myonenergie	$E_{\text{Myon}} > 600 \text{ MeV}_H$	geringere Myonrate
untere Energieschwelle	$E_H > 0.8 \text{ MeV}_H$	Untergrunduntersuchung
RMS(Tstart)	$10 \text{ ns} < \text{RMS}(\text{Tstart}) < 40 \text{ ns}$	Light Noise Reduzierung
mqtq	$0 < \text{mqtq} < 0.09$	Light Noise Reduzierung
TRise	$20 \text{ ns} < \text{TRise} < 26 - 125 \cdot \text{mqtq}$	Light Noise Reduzierung
nHit	$\text{nHit} > 10$	Light Noise Reduzierung

Tabelle 5: Schnitte der Vorselektion.

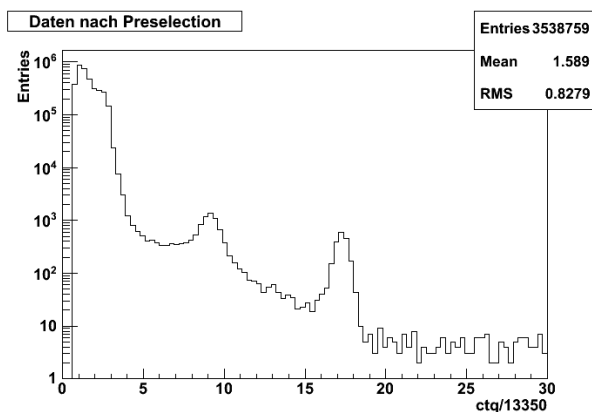


Abbildung 9.4: Energiespektrum in MeV_H nach Vorselektionsschnitten.

9.3 Unterteilung der Ereignisse in Zeitfenster

Zur späteren Untergrundsabstraktion werden verschiedene Zeitfenster von jeweils 60 ms betrachtet. Die Ereignisse werden nach ihrem zeitlichen Abstand zum vorherigen Myon in diese Zeitintervalle eingeteilt. Das erste Zeitfenster beinhaltet alle Ereignisse, die 1 ms bis 61 ms nach einem Myon detektiert wurden. In diesem Zeitfenster befinden sich über 80% der beim ^{12}B -Zerfall frei werdenden Elektronen. Als untere Zeitgrenze wurde 1 ms gewählt. Durch Myonen können auch Neutronen entstehen. Dies wurde in Kapitel 6 beschrieben. Diese können wiederum durch Gadolinium oder Wasserstoff eingefangen werden, wodurch Energie frei wird und ein elektronenähnliches Ereignis entstehen kann. Die mittlere Einfangszeit bei Gadolinium beträgt 0.03 ms und die bei Wasserstoff ist sie 0.18 ms. Die Energie, die dabei frei wird, liegt im Bereich des Spektrums der Elektronen. Bei Wasserstoff ist sie ungefähr 2 MeV und bei Gadolinium beträgt sie ca. 8 MeV. Durch den Zeitschnitt wird verhindert, dass ein Ereignis von myonkorrelierten Neutroneneinfängen irrtümlich für ein Elektronereignis gehalten wird.

Die Anzahl A der radioaktiven Atome, die in einem gewissen Zeitfenster von t_1 bis t_2 zerfallen, erhält man aus der Integration der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung. Diese gibt die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall in einem infinitesimalen kleinen Zeitintervall dt an.

$$A = \int_{t_1}^{t_2} \frac{N_0}{\tau} \cdot e^{-t/\tau} dt = N_0(e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}). \quad (9.1)$$

In Tabelle 6 ist die jeweilige Anzahl der Atome im Vergleich zum Anfangsbestand N_0 angegeben, die innerhalb eines gewissen Zeitintervalls zerfallen. Dies macht deutlich, dass im ersten Zeitfenster nahezu alle ^{12}B Atome zerfallen. Bei den Ereignissen in den restlichen Zeitintervallen handelt es sich somit überwiegend um Untergrund. Im Kapitel 9.5 wird erläutert, wie man diesen Untergrund von den eigentlichen Ereignissen der ^{12}B -Elektronen abziehen kann. Dadurch soll das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis verbessert werden.

Nummer	Zeitfenster [ms]	Anteil der zerfallenen Atome [%]
1	1-61	84
2	61-121	11
3	121-181	1
4	181-241	1
5	241-301	≈ 0
6	301-361	≈ 0
7	361-421	≈ 0
8	421-481	≈ 0

Table 6: Zeitfenster mit jeweiligem ^{12}B Bestand.

9.4 Energiespektrum mit Untergrund

Nach der Vorselektion wurden an die Daten weitere Bedingungen gestellt. Es werden nur Ereignisse beachtet, die eine Energie zwischen 1 MeV_H und 30 MeV_H besitzen, um einen genaueren Überblick über das gesamte Energiespektrum der Elektronen zu bekommen. Diese Energiespektren wurden mit dem Kalibrierungsfaktor gain_H aus der Ladungsverteilung berechnet. Die Abbildung 9.5 zeigt für jedes Zeitfenster das Energiespektrum. Sie geben die Rate der Einträge pro Binbreite bei einer gewissen Energie an. Die Binbreite beträgt 290 keV .

Man erkennt darauf, dass sich bei Energien unter 4 MeV_H viele Ereignisse befinden. Dabei handelt es sich um radioaktiven Untergrund. Dies wird noch genauer untersucht. Im ersten Zeitintervall befindet sich zwischen ungefähr 4 MeV_H und 16 MeV_H ein kontinuierliches Spektrum. Dieses stammt von den Elektronen des β -Zerfalls. In allen anderen Zeitintervallen ist dieses Elektronenspektrum nicht mehr vorhanden und man erkennt einen Peak bei ca. 9 MeV_H . Dieser stammt von dem Neutroneneinfang mit Gadolinium und ist auch im ersten Zeitfenster enthalten, wurde dort aber durch das Elektronenspektrum überlagert. Diese Einfänge finden unkorreliert zum Myon statt, da sie in jedem Zeitfenster auftreten und werden deswegen im Weiteren nicht untersucht.

In allen Zeitfenstern ist bei einer Energie von 18 MeV_H ein weiterer Peak zu sehen. Dabei handelt es sich auch um Ereignisse, die unkorreliert zum Myon stattfinden und somit Untergrund darstellen. Dies wird im folgenden Kapitel 9.5 klar. Die Aufnahmezeit eines Signals beträgt 256 ns . In dieser Zeit können also zwei Neutroneneinfänge stattfinden, die zusammen wie ein Ereignis wirken. Wenn das Neutron von Gadolinium eingefangen wird, dann wird zweimal eine Energie von ungefähr 9 MeV_H frei, was den Peak bei 18 MeV_H erklären könnte. Im Anhang befindet sich die räumliche Verteilung der Ereignisse in einem Energiebereich zwischen 16 MeV_H und 21 MeV_H . Genauer wurde im Folgenden nicht auf diese Ereignisse eingegangen.

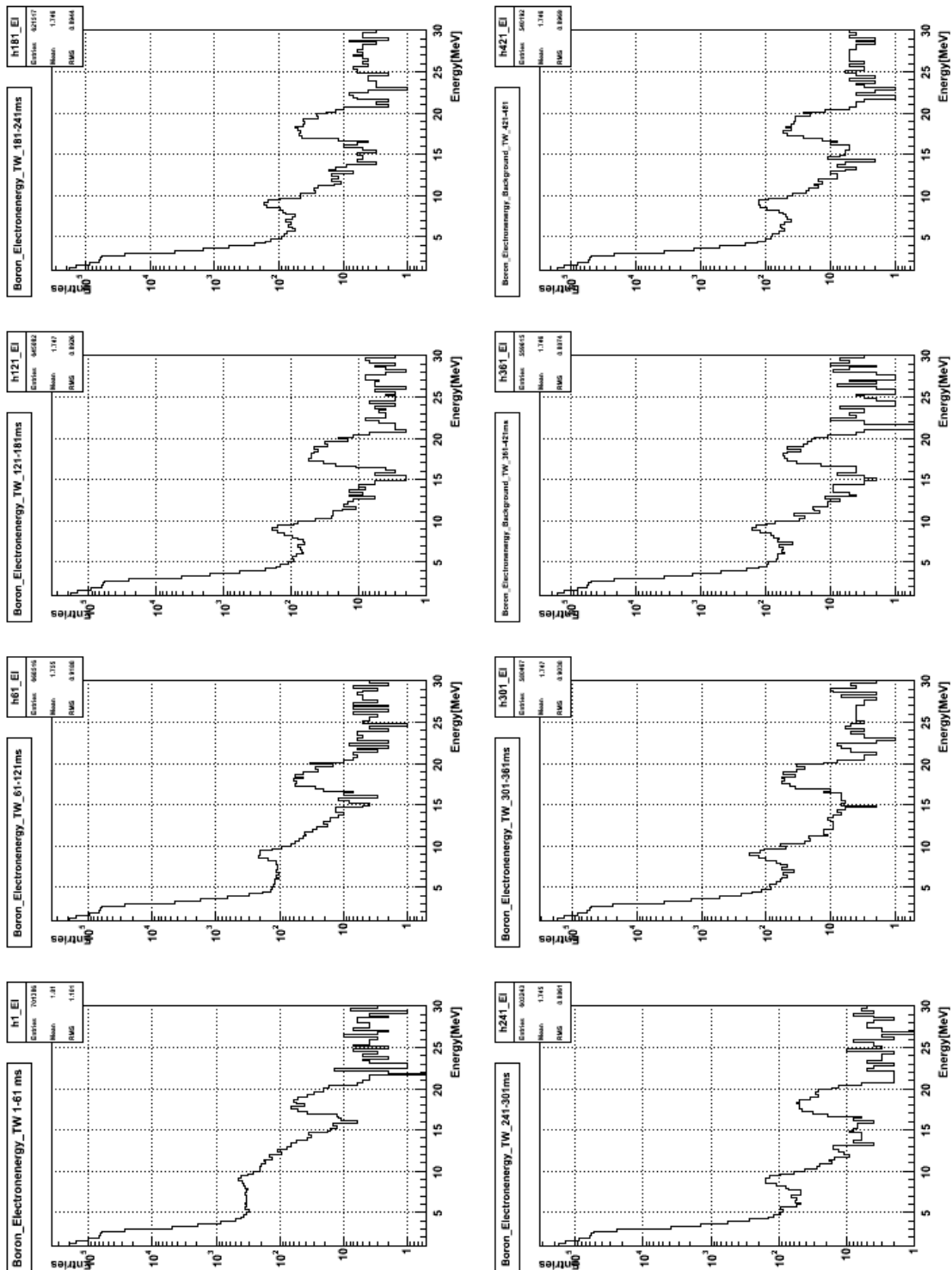


Abbildung 9.5: Energiespektrum zwischen 1 MeV_H und 30 MeV_H für verschiedene Zeitfenster. Untergrund ist noch enthalten. Um diese Spektren zu erhalten, wurden die gemessenen Ladungsspektren durch den Faktor $gain_H$ geteilt.

9.5 Untergrundminimierung

In diesem Abschnitt wird der mittlere Untergrund mithilfe der Zeitfenster zwei bis acht berechnet. Da man sieben Zeitfenster benutzt, erhält man eine bessere Statistik über die Untergrundrate im ersten Zeitintervall. Dort werden 84% der Elektronen detektiert, die als Nachweis von ^{12}B dienen. Dies geht aus Tabelle 6 hervor. Von diesem möchte man nun den gemittelten Untergrund abziehen, um ein reines Energiespektrum der Elektronen zu erhalten. Die Rate des zum Myon unkorrelierten Untergrunds ist konstant. Dies lässt vermuten, dass sich in jedem Zeitfenster im Mittel gleich viel Untergrund befindet. Man muss aber zusätzlich beachten, dass die Ereignisse nach ihrem Abstand zum letzten Myon geordnet wurden. Die Wahrscheinlichkeit, dass kein Myon war, nimmt mit der Zeit ab. Somit nimmt auch die Wahrscheinlichkeit ab, dass man Ereignisse in einem großen zeitlichen Abstand zu einem Myon erhält. Dadurch nimmt die Anzahl der Untergrundereignisse für spätere Zeitintervalle ab. Um die Untergrundsubtraktion durchführen zu können, müssen aber alle Zeitfenster mit dem ersten vergleichbar sein. Dazu muss man den Effekt, dass die Ereignisrate mit größerem Myonabstand abnimmt, herausrechnen. Dadurch erhält man wieder die konstante Untergrundrate für alle Zeitintervalle. Wenn man diese mittelt, kann man sie von der Rate des ersten Zeitintervalls abziehen. In diesem ist Untergrund, aber auch der Großteil der Elektronereignisse enthalten. Durch Subtraktion des gemittelten Untergrunds kann man das Energiespektrum der Elektronen selektieren. Wie dies genau geschieht, wird im Folgenden erläutert.

Die in Abbildung 9.5 gemessenen Raten R_{gemessen} der einzelnen Zeitintervalle berechnet sich nun aus der tatsächlichen Rate R_{echt} , multipliziert mit der sinkenden Wahrscheinlichkeit P_{keinMyon} , dass innerhalb dieses Zeitraumes kein Myon in den Inneren Detektor gelangt ist.

$$R_{\text{gemessen}} = R_{\text{echt}} \cdot P_{\text{keinMyon}} \quad (9.2)$$

Die Rate der Myonen mit einer Energie größer als 600 MeV_H beträgt 0.6 Hz . Dies bedeutet, dass im Mittel nach einer Zeit $\tau = 1667 \text{ ms}$ ein Myon in den Inneren Detektor gelangt. Diese Zeit ist vergleichbar mit der Lebensdauer eines radioaktiven Atoms. Dort nimmt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Atom nicht zerfällt, mit der Zeit ab. Ähnlich dazu, nimmt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass kein Myon kommt, zeitlich ab. Dies wird auch durch die Abbildung 9.6 klar. Dort ist die Verteilung der zeitlichen Abstände zwischen Ereignis und vorherigem Myon aufgetragen. Man erkennt, dass die Abstände exponentiell abnehmen. Daher wird analog die Wahrscheinlichkeit P_{keinMyon} definiert, dass innerhalb eines Intervalls $\Delta t = t_2 - t_1$ kein Myon auftritt:

$$P_{\text{keinMyon}} = (e^{-t_1/\tau} - e^{-t_2/\tau}) \quad (9.3)$$

Um den Untergrund von dem ersten Zeitfenster abziehen zu können, müssen alle Zeitfenster mit diesem vergleichbar sein. Dazu wird Gleichung 9.2 nach der tatsächlichen Rate R_{echt} aufgelöst.

$$R_{\text{echt}} = a \cdot R_{\text{gemessen}} \quad (9.4)$$

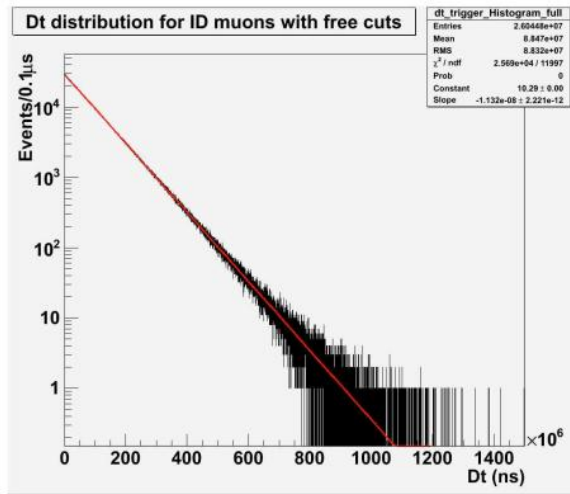


Abbildung 9.6: MuDeltaT Verteilung im Inneren Detektor (entnommen aus [14]).

wobei $a=1/P$ im weiteren als Korrekturfaktor bezeichnet wird.

Natürlich ist auch im ersten Zeitintervall die Untergrundrate von der Wahrscheinlichkeit kein Myon zu erhalten, beeinflusst. Da man den Untergrund von diesem abziehen möchte, werden die anderen Korrekturfaktoren auf das erste Zeitfenster normiert. Dadurch erhält man die normierten Korrekturfaktoren a_{normiert} .

Nummer	Zeitfenster [ms]	Korrekturfaktor a_{normiert}
2	61-121	1.030
3	121-181	1.060
4	181-241	1.094
5	241-301	1.167
6	301-361	1.167
7	361-421	1.250
8	421-481	1.250

Tabelle 7: Korrekturfaktor a_{normiert} für jedes Zeitfenster.

In Tabelle 7 ist der normierte Korrekturfaktor zu jedem Zeitintervall angegeben. Man erkennt, dass er für spätere Zeitintervalle zunimmt, da dort die Untergrundrate aufgrund der sinkenden Wahrscheinlichkeit, dass kein Myon war, abnimmt. Wenn man nun die Raten in den Zeitfenstern zwei bis acht mit dem jeweiligen a_{normiert} multipliziert, dann erhält man die Rate, die man ohne Einfluss von Myonen im ersten Zeitfenster messen würde.

Die Korrekturfaktoren a_{normiert} in Tabelle 7 müssen exponentiell zunehmen, da sie die exponentiell sinkende Wahrscheinlichkeit P_{keinMyon} ausgleichen sollen. Wie man erkennt, ist dies nicht der Fall. Zur Berechnung dieser zur Untergrundsubtraktion verwendeten Faktoren werden mehrere

Zwischenschritte durchgeführt. Dabei wurde jeweils nur auf drei Nachkommastellen gerundet. Im Anhang dieser Arbeit wurden die Korrekturfaktoren nochmal neu berechnet unter Berücksichtigung aller Nachkommastellen.

In Abbildung 9.7 wurde die Anzahl der Ereignisse innerhalb eines Zeitintervalls mit dem jeweiligen Korrekturfaktor a_{normiert} für dieses Zeitintervall multipliziert. Auf der x-Achse ist der jeweilige Startzeitpunkt eines Zeitfensters angegeben. Man erkennt, dass die Punkte ab 121 ms nahezu auf einer Geraden liegen. Dies spiegelt die konstante Rate des unkorrelierten Untergrunds wider. Die Anzahl der Ereignisse im ersten und zweiten Zeitfenster liegen über dieser Geraden, da dort noch zusätzlich zum Untergrund ^{12}B enthalten ist.

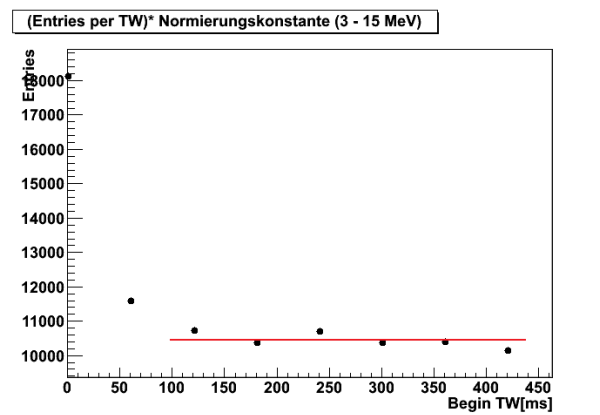


Abbildung 9.7: Die Anzahl der Ereignisse pro Zeitfenster wurde mit dem Korrekturfaktor a_{normiert} multipliziert und gegen den Startzeitpunkt des jeweiligen Zeitfensters aufgetragen. Die rote Gerade wurde per Hand eingezeichnet und ist kein Fit.

Auch die neu berechneten Korrekturfaktoren wurden, wie eben beschrieben im Anhang mit den Ereignissen des jeweiligen Zeitintervalls multipliziert. Die jeweiligen korrigierten Ereignisraten der einzelnen Zeitfenster wurden dann aufaddiert. Das Gleiche wurde mit den verwendeten Faktoren aus Tabelle 7 durchgeführt. Die Abweichung der beiden Summen beträgt ca. 1%. Daran erkennt man, dass die durchgeführte Untergrundsubtraktion, trotz Rundung auf nur drei Nachkommastellen zu einem korrekten Resultat führt.

Dann wurde aus den sieben Zeitintervallen, die hauptsächlich Untergrund enthalten, der Mittelwert gebildet, nachdem die Raten der einzelnen Zeitfenster mit den Faktoren aus Tabelle 7 korrigiert wurden. Das gemittelte Untergrundspektrum wird anschließend von dem des ersten Zeitintervalls abgezogen. Diese sollte dann keinen myonunkorrelierten Untergrund mehr enthalten.

In Schaubild 9.8 ist das Energiespektrum des Zeitintervalls von 1 ms bis 61 ms in schwarz angezeigt. Die rote Kurve gibt das mittlere Energiespektrum des Untergrunds an. In Schaubild 9.9 wurden die beiden Kurven dann voneinander abgezogen. Somit erhält man das Energiespektrum

untergrundreduziert. Im Bereich zwischen 0.8 MeV_H und 4 MeV_H ist jedoch noch eine deutliche Anzahl von Ereignissen zu erkennen, die nicht durch ^{12}B entstehen. Dabei handelt es sich immer noch um Untergrund. Durch die Untergrundsubtraktion wurde dieser Peak jedoch schon um zwei Größenordnungen minimiert. Auch der Peak bei ungefähr 18 MeV_H wurde korrigiert. Somit kann also bestätigt werden, dass es sich um Untergrund handelt, der unkorreliert zum Myon ist. Ab einer Energie von 4 MeV_H ist das Elektronspektrum schon sehr gut zu erkennen. Jedoch liegt der Endpunkt nicht bei 13.4 MeV_H sondern bei ungefähr 16 MeV_H .

Untergrundereignisse können vor allem am Rand des Inneren Detektors von außen in diesen eindringen. Darauf wird im folgenden Kapitel genauer eingegangen.

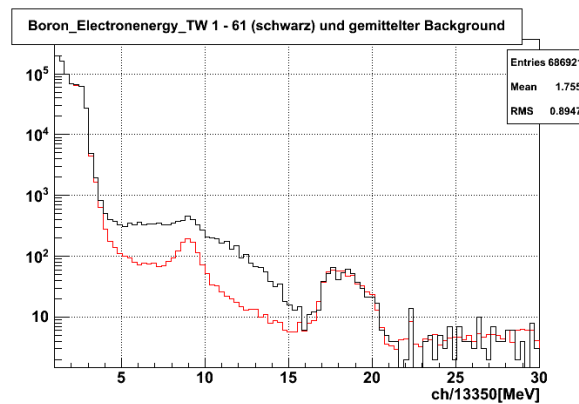


Abbildung 9.8: Die schwarze Linie zeigt das Energiespektrum im Zeitraum von 1 ms bis 61 ms. In diesem Zeitintervall entstehen 84% der Elektronen durch den β -Zerfall von ^{12}B . Die rote Linie gibt das gemittelte Energiespektrum des Untergrundes an.

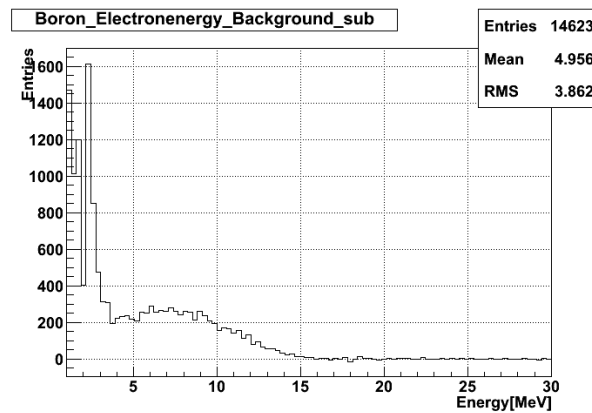


Abbildung 9.9: Dieses Schaubild zeigt das Energiespektrum nach Untergrundsubtraktion.

9.6 Räumliche Schnitte

In Kapitel 9.5 wurde das Energiespektrum des Elektrons nach Untergrundsubtraktion dargestellt. Es fiel jedoch auf, dass sich bei kleinen Energien noch Ereignisse befinden, die nicht durch den Zerfall von ^{12}B entstehen. Um diese genauer zu verstehen, wurde die Ereignishäufigkeit in alle drei Raumrichtungen betrachtet. Dazu wurde nur das Zeitfenster von 421 ms bis 481 ms verwendet, da sich dort nahezu nur Untergrundereignisse befinden. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 9.10, 9.11 und 9.12 dargestellt. Die roten Linien geben von innen nach außen die Grenzen von Target, Gamma-Catcher und Buffer an.

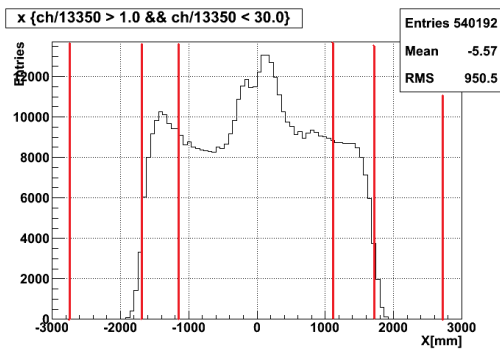


Abbildung 9.10: Ereignishäufigkeit im Inneren Detektor in X-Richtung für beliebige Y und Z des Zeitfenster 421 ms bis 481 ms.

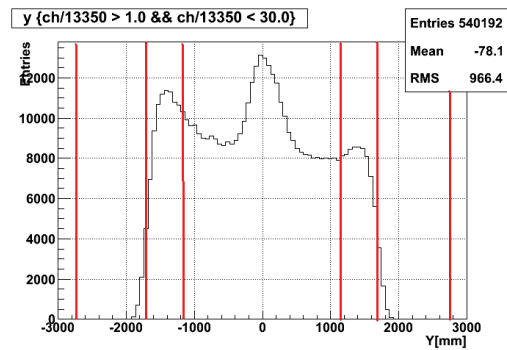


Abbildung 9.11: Ereignishäufigkeit im Inneren Detektor in Y-Richtung für beliebige X und Z des Zeitfenster 421 ms bis 481 ms.

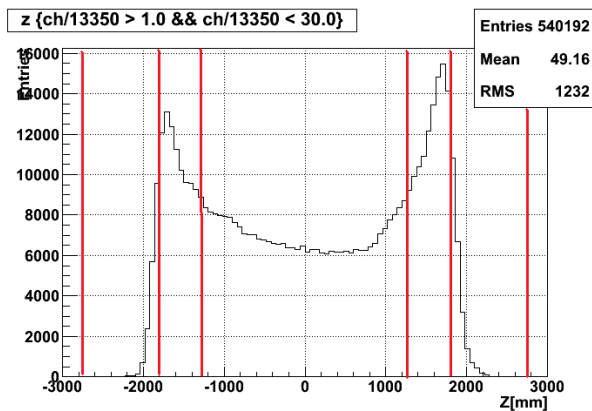


Abbildung 9.12: Ereignishäufigkeit im Inneren Detektor in Z-Richtung für beliebige X und Y des Zeitfenster 421 ms bis 481 ms.

Bei der räumlichen Verteilung in Z-Richtung wurde die Ereignishäufigkeit im Detektor von oben nach unten betrachtet. Man erkennt, dass am oberen und unteren Rand eine starke Anhäufung von Ereignissen ist. Dies liegt daran, dass am Rand die Teilchen von außen eindringen und dann dort eher ein Signal verursachen, als in der Detektormitte. Das Gleiche gilt für die Verteilungen in X und Y Richtung, die sich jedoch von dieser Erwartung unterscheiden. Man erkennt bei beiden

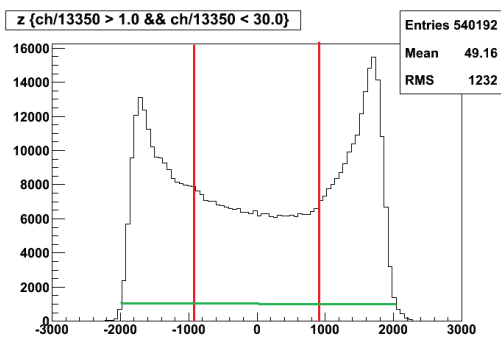


Abbildung 9.13: Ereignishäufigkeit in Z-Richtung. Die roten Linien geben die vorgenommenen Schnitte an bei $0.9 \text{ m} > z > -0.9 \text{ m}$ an. Die grüne Linie soll das Verhältnis von ^{12}B Signal und Untergrundereignissen verdeutlichen. Bei dieser Abbildung handelt es sich um eine Skizze, die grüne Linie wurde nicht berechnet.

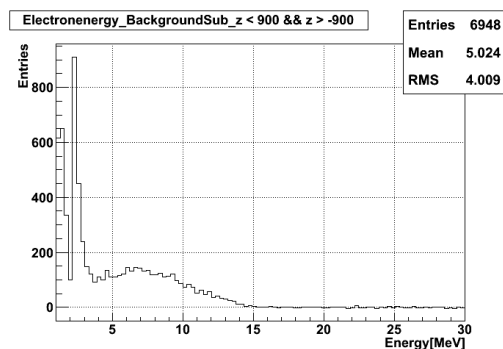


Abbildung 9.14: Energiespektrum nach Untergrundsubtraktion und räumlichen Schnitt.

einen deutlichen Peak in der Detektormitte. Darauf wird im Unterkapitel 9.6.1 genauer eingegangen.

Um das Verhältnis von Signal zu Untergrund zu verbessern, soll nun bei der Ereignisverteilung in Z-Richtung ein räumlicher Schnitt vorgenommen werden und danach das Energiespektrum der verbleibenden Ereignisse untersucht werden. Die Elektronereignisse von ^{12}B sind gleichmäßig über den gesamten Detektor verteilt, da sich ^{12}C in der Szintillatorflüssigkeit des Targets und des Gamma-Catchers befindet und im Mineralöl des Buffers. Da Myonen in den gesamten Inneren Detektor eindringen können, kann dort überall ^{12}B entstehen. Die Fläche unter der grünen Linie in Schaubild 9.13 soll den Ereignisanteil darstellen, der durch Elektronen entsteht. Die Fläche oberhalb der grünen Linie steht für die Ereignisse, die nicht durch ^{12}B hervorgerufen werden und somit Untergrund darstellen (das Verhältnis ist nicht maßstabsgerecht). An den äußeren Bereichen, bei einem Abstand von 0.9 m bis 2 m von der mittleren Detektorebene, ist das Verhältnis von Elektronereignis zu Untergrundereignis kleiner als im Bereich bis zu einem Abstand von 0.9 m, da an der oberen und unteren Seite des Detektors mehr Untergrund eindringen kann. Die Grenzen sind durch die roten Linien in Schaubild 9.13 gezeigt. Alle Ereignisse, die oberhalb der Linie bei +900 mm und unterhalb der Linie bei -900 mm liegen, wurden abgeschnitten. Dieser Schnitt ist sehr grob, da dabei ein großer Teil des ^{12}B vernachlässigt wird. Jedoch soll dadurch der relative Anteil der ^{12}B Atome ansteigen im Vergleich zu den restlichen Ereignissen. Danach wurde nochmal das ^{12}B -Elektronenspektrum nach Untergrundminimierung und räumlichen Schnitt erstellt. Das Ergebnis ist in Schaubild 9.14 zu sehen.

Man erkennt in Schaubild 9.14, dass sich die Ereignishäufigkeit nach dem räumlichen Schnitt, bei Energien unter 4 MeV_H deutlich verringert hat, im Vergleich zu Schaubild 9.9. Das Gleiche

gilt aber auch für das kontinuierliche Spektrum des ^{12}B -Elektrons. Der Gamma-Catcher hat eine Gesamthöhe von 3.6 m. In ihm befindet sich das Target. Nach dem räumlichen Schnitt bleibt nur noch eine Höhe von $2 \cdot 0.9$ m übrig. Dadurch wird die Hälfte des Volumens nicht beachtet und der Anteil an ^{12}B erheblich reduziert. Da dieses eine sehr geringe Rate besitzt, konnte durch diesen Schnitt das Verhältnis von Untergrund zu Signal nur wenig verbessert werden.

9.6.1 Untersuchung der zweidimensionalen Ereignisverteilung

Um die Schaubilder 9.10 und 9.11 besser untersuchen und verstehen zu können, wurde die Ereignisverteilung in zwei Dimensionen betrachtet. Dies ist in den Schaubildern 9.15 und 9.16 dargestellt. Die schwarzen Umrandungen geben, von innen nach außen, die Ränder von Target, Gamma-Catcher und Buffer an. Ereignisse können nur im Target und Gamma-Catcher detektiert werden, da sich dort die Szintillatorflüssigkeit befindet. Insgesamt ist nur ein Bereich von ungefähr 13% im Inneren Detektor mit PMTs bedeckt. Zusätzlich kann es aufgrund einer nicht hundertprozentigen Quanteneffizienz dazu kommen, dass nicht alle entstandenen Photonen nachgewiesen werden. Der Ort eines Events wird über dessen jeweiligen Detektionszeitpunkt der einzelnen PMTs rekonstruiert und über die erwartete Ladung an diesem. Dadurch, dass nicht alle Photonen eines Ereignisses nachgewiesen werden, wird die Unsicherheit auf die Ortsrekonstruktion größer. Deswegen scheint es in den Schaubildern 9.15 und 9.16, dass auch Ereignisse im Buffer detektiert werden, obwohl sich dort keine Szintillatorflüssigkeit befindet.

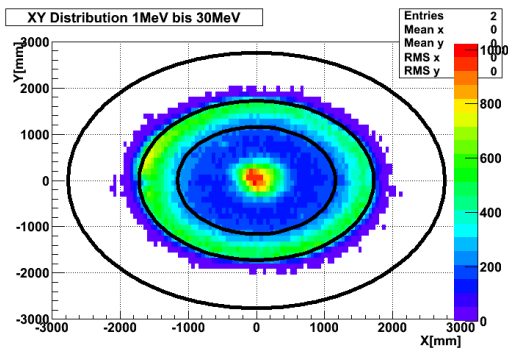


Abbildung 9.15: Ereignisverteilung in XY-Ebene.

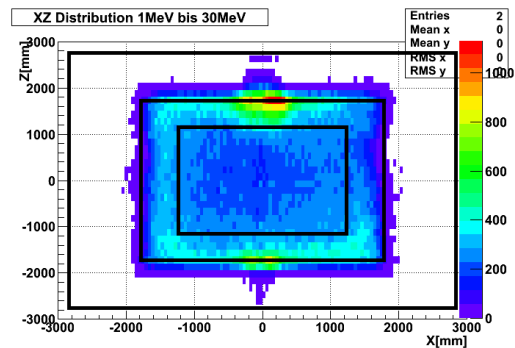


Abbildung 9.16: Ereignisverteilung in XZ-Ebene.

Man erkennt in der XZ-Verteilung, also der Seitenansicht des Detektors, dass am oberen und unteren Rand eine Anhäufung von Ereignissen ist. Diese werden im weiteren Hotspots genannt. Anhand der Sicht auf den Detektor in Schaubild 9.15 kann man sehen, dass sich diese Hotspots auf der Z-Achse befinden müssen. Nun stellte sich die Frage, ob diese Ereignisse kontinuierlich entstanden sind über die ganze Aufnahmezeit der Daten, oder erst ab einem bestimmten Zeitpunkt.

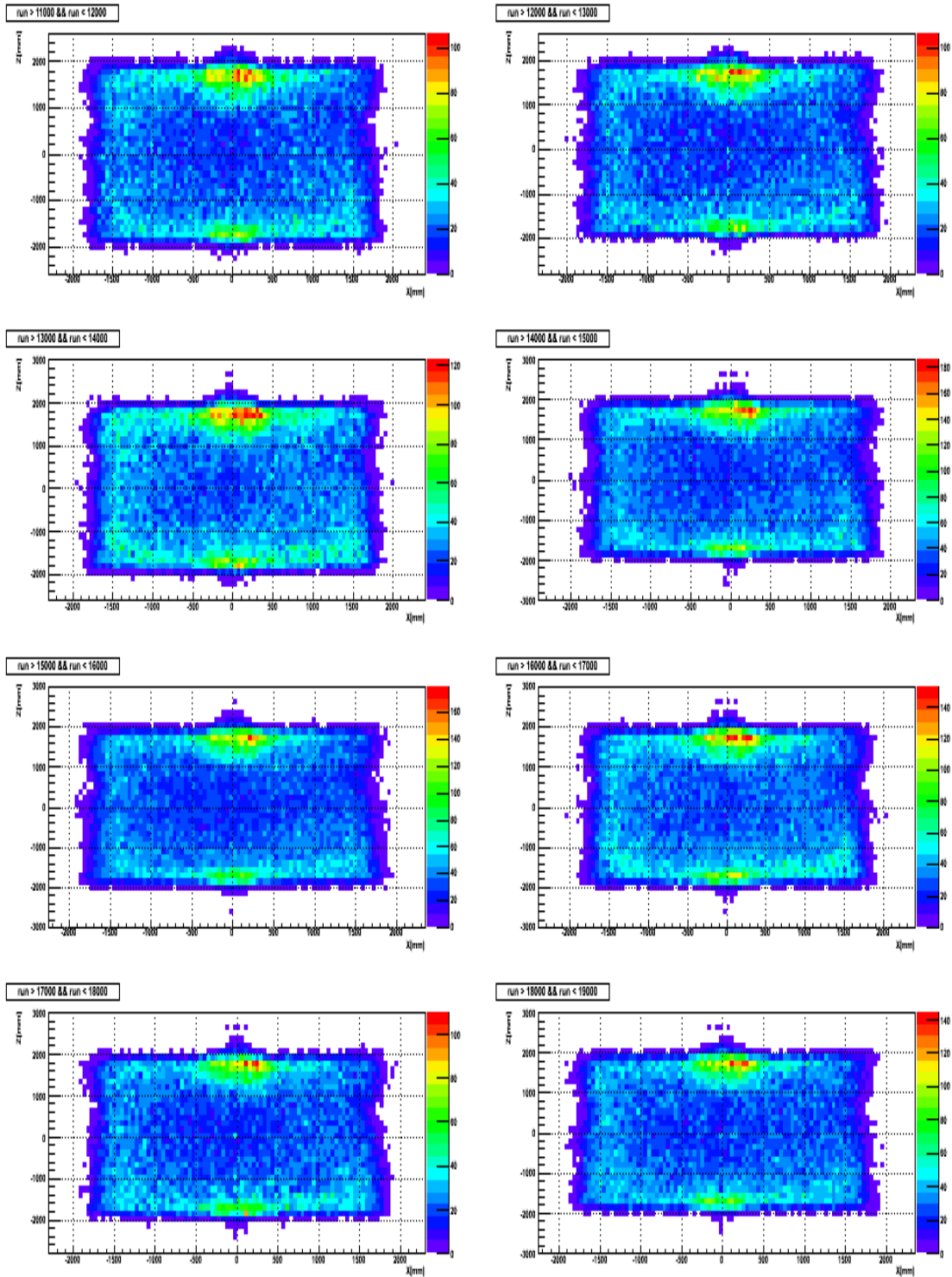


Abbildung 9.17: Ereignishäufigkeit zwischen 1MeV_H und 30MeV_H für verschiedene Zeitfenster. Untergrund ist noch enthalten. Wärmere Farbe gibt eine höhere Anzahl an.

Dazu wurden die verwendeten Runs nach ihrer Runnummer aufgeteilt, in Blöcke von jeweils 1000 Runs, was einer Aufnahmezeit von ungefähr je sieben Tagen entspricht. Man erkennt in Abbildung 9.17, dass die Hotspots in jedem Zeitintervall auftreten. Eine Hypothese war nun, dass es sich dabei um natürliche Radioaktivität handelt. Dies wird im folgenden Unterkapitel genauer untersucht.

Zum Zeitpunkt dieser Analyse waren diese Hotspots noch nicht bekannt, sondern sind dadurch das erste Mal aufgefallen. Bei der Neutrino Selektion werden viel kleinere Zeitfenster von etwa 0.18 ms analysiert. In diesen ist die Rate der Hotspotevents zu gering im Vergleich zu den anderen, zum Neutrino unkorrelierten Untergrundereignissen. Daher stellte die etwas genauere Analyse dieser Hotspots einen interessanten Nebenaspekt in dieser Arbeit dar.

9.6.2 Hotspotcut

Die Frage war nun, ob es sich bei den Hotspots um natürlich vorkommende radioaktive Strahlung handeln könnte. Dazu wurde das Energiespektrum eines zylinderförmigen Raumbereiches, um den Hotspot und ein gleichgroßen Volumen, ohne Hotspot miteinander verglichen. Die genauen Daten der Volumina werden in Tabelle 8 dargestellt.

Hotspot oben [m]	$1.5 < z < 2$	$0 < r < 0.5$
Vergleich oben [m]	$1.5 < z < 2$	$0.78 < r < 0.92$
Hotspot unten [m]	$-2 < z < -1.6$	$0 < r < 0.31$
Vergleich unten [m]	$-2 < z < -1.6$	$0.55 < r < 0.63$

Tabelle 8: Bereich von Hotspot und jeweiligem Vergleichsvolumen.

Die Energiespektren der Schaubilder 9.18 bis 9.21 reichen bis etwa 4 MeV_H . Bei den Bereichen mit Hotspot ist eine deutlich höhere Ereignisrate zu erkennen. Ansonsten gleichen diese den Bereichen ohne Hotspot. Zudem werden diese Bilder mit Schaubild 9.22 verglichen. In diesem ist das Energiespektrum der „prompt singles“ zu erkennen. Diese beschreiben eine Art von Untergrund, welche im Energiebereich des prompten Ereignisses bei der Neutrino detektion liegen. Wie in Kapitel 6 beschrieben, handelt es sich hierbei um natürliche Radioaktivität. Der Kalibrierungsfaktor ist dabei $13720 \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}}$. Dadurch verschiebt sich das Energiespektrum der „prompt singles“ um ca. 3% zu kleineren Energien im Vergleich zu den Schaubildern in der Einheit MeV_H . Im Vergleich zwischen diesem Schaubild und den vier Schaubildern mit und ohne Hotspot erkennt man eine große Ähnlichkeit. Somit handelt es sich bei den Hotspots höchstwahrscheinlich um Quellen von natürlicher Radioaktivität. An der oberen Detektorwand befindet sich der Kamin, eine Öffnung um Kalibrierungsquellen in den Detektor zu bringen. Über dieser Öffnung befindet sich keine Stahlabschirmung, wodurch radioaktive Strahlung leichter in den Detektor eindringen könnte. Zudem reicht von der Öffnung aus ein Rohr in den Detektor. Das bedeutet, dass sich an dieser Stelle einfach mehr Material befindet, welches strahlen kann. Ähnlich verhält es sich mit dem Hotspot am

Boden des Detektors. Dort befindet sich ein Druckmeßgerät, welches die Ursache der erhöhten Strahlung sein könnte. Die eindeutige Ursache der Hotspots kann hier jedoch nicht genau festgestellt werden und verlangt weitere Untersuchungen.

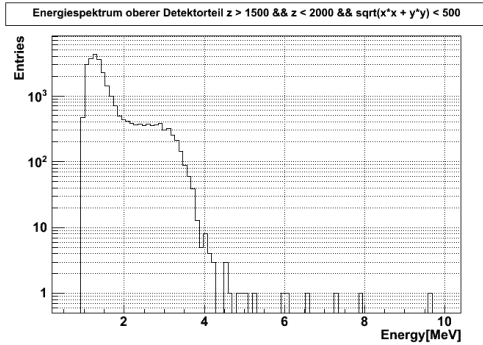


Abbildung 9.18: Energiespektrum oberer Hotspot.

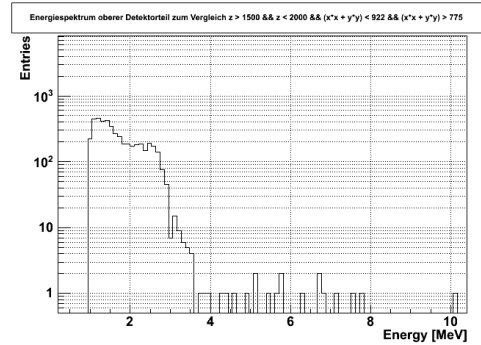


Abbildung 9.19: Vergleichsvolumen oben.

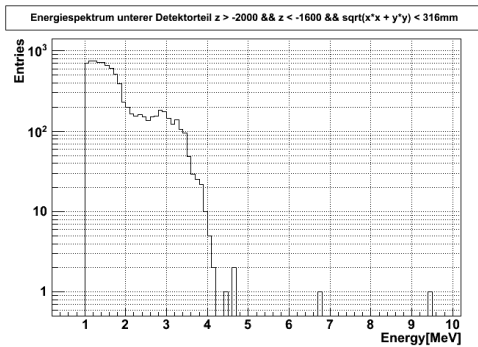


Abbildung 9.20: Energiespektrum unterer Hotspot.

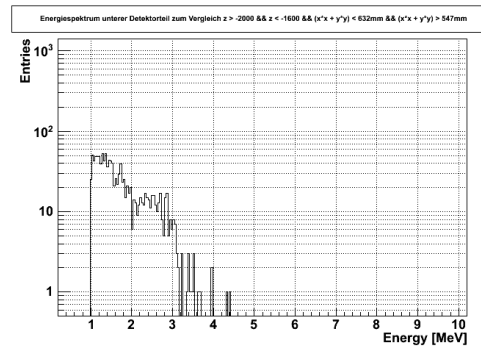


Abbildung 9.21: Vergleichsvolumen unten.

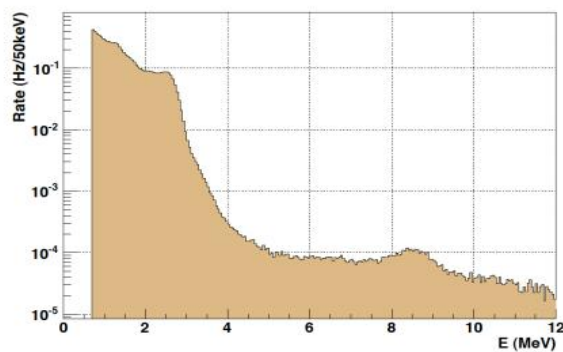


Abbildung 9.22: Energiespektrum der „prompt events“. Der Kalibrierungsfaktor ist dabei $13720 \frac{DUQ}{MeV}$ (entnommen aus [14]).

9.7 Borspektrum

In diesem Abschnitt werden nun nacheinander die Kriterien für die einzelnen Schnitte verbessert, um das endgültige Borspektrum zu erhalten. Angefangen wird hierbei mit dem Schaubild 9.12. Dies zeigt die Ereignishäufigkeit in Z-Richtung, in einem Energiebereich von 1MeV_H bis 30MeV_H . Zur Erinnerung ist es hier nochmal in Schaubild 9.23 dargestellt. Wie bereits erwähnt, steigt die Rate an Untergrund bei einem Abstand von mehr als 0.9m von der Detektorebene entfernt, stark an.

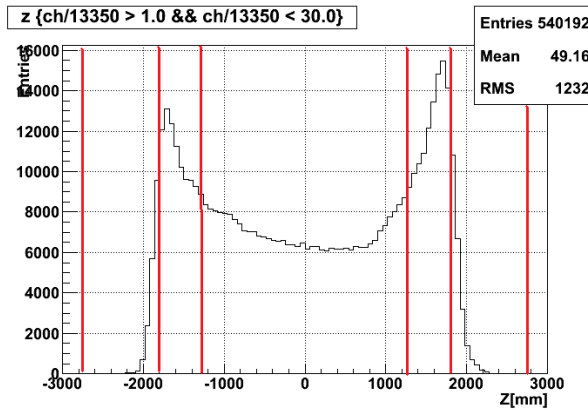


Abbildung 9.23: Ereignishäufigkeit im Inneren Detektor in Z-Richtung.

In Kapitel 9.6 wurde dieser Untergrund dadurch minimiert, dass man nur noch die Ereignisse im mittleren Bereich untersuchte. Dadurch wird aber auch ein großer Teil an ^{12}B entfernt. Deswegen werden im Folgenden Schnitte angewendet, die den Anteil an ^{12}B schonen. Dazu wird als erstes der obere und untere Hotspot entfernt. Der Energiebereich von 1MeV_H bis 30MeV_H wurde zunächst gleich gelassen. Dazu wurden die Grenzen des Volumens um die beiden Hotspots nochmal etwas vergrößert, um mehr von der radioaktiven Strahlung, also dem unkorrelierten Untergrund wegzuschneiden. Dabei muss man aufpassen, dass man das Volumen, das man abtrennen möchte nicht zu groß wählt, da sich in diesem auch ^{12}B befindet. Die neuen Grenzen sind in Tabelle 9 rot gekennzeichnet.

Hotspot oben [m]	$1.2 < z < 2$	$0 < r < 0.5$
Hotspot unten [m]	$-2 < z < -1.6$	$0 < r < 0.45$

Tabelle 9: Veränderte Bereiche der Hotspots.

Dazu passend, sind die Grenzen in Abbildung 9.24 visualisiert. Man erkennt in Abbildung 9.25, dass sich die Ereignisanzahl durch die Entfernung des Hotspots reduziert hat. Zudem sind die äußeren Peaks nicht mehr so hoch im Vergleich zur restlichen Ereignisverteilung. Anschließend wurde der Energiebereich weiter eingeschränkt.

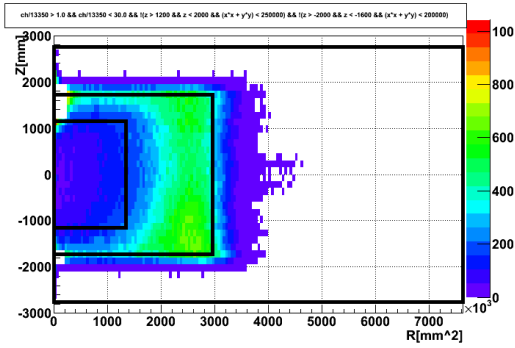


Abbildung 9.24: Z gegen r^2 . Ereignishäufigkeit, die weißen Flächen kennzeichnen den herausgeschnittenen Hotspot.

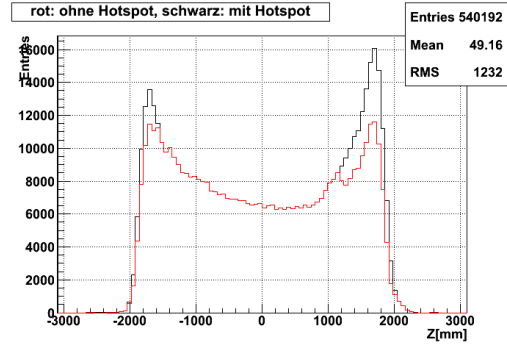


Abbildung 9.25: Z-Verteilung der Ereignisse, 1 MeV_H bis 30 MeV_H . Das rote Histogramm beschreibt die Verteilung ohne Hotspot, das schwarze Histogramm bezeichnet sie mit Hotspot.

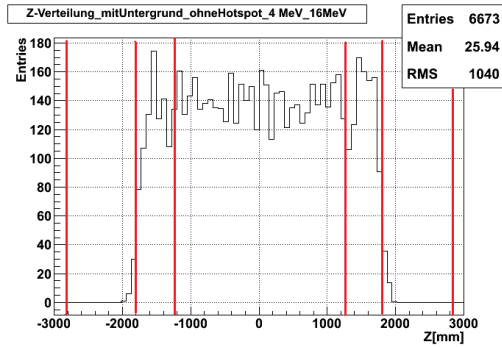


Abbildung 9.26: Ereignishäufigkeit in Z-Richtung ohne Hotspot bei einer Energie zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H .

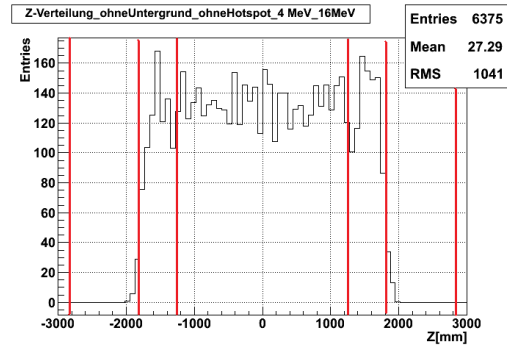


Abbildung 9.27: Ereignishäufigkeit in Z-Richtung nach Untergrundsubtraktion und ohne Hotspot bei einer Energie zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H .

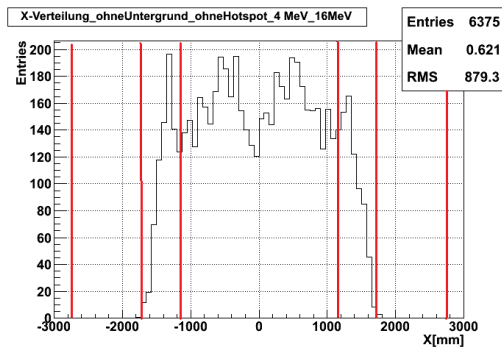


Abbildung 9.28: Ereignishäufigkeit in X-Richtung nach Untergrundsubtraktion und ohne Hotspot bei einer Energie zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H .

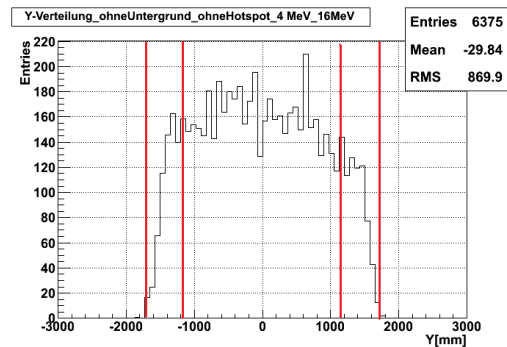


Abbildung 9.29: Ereignishäufigkeit in Y-Richtung nach Untergrundsubtraktion und ohne Hotspot bei einer Energie zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H .

Das Elektronspektrum reicht bei einem Kalibrierungsfaktor von gain_H bis zu einer Energie von ca. 16 MeV_H , wie man in Schaubild 9.9 sehen konnte. Auch bei niedrigen Energien bis 4 MeV_H war die Untergrundrate deutlich höher als die der ^{12}B -Elektronen.

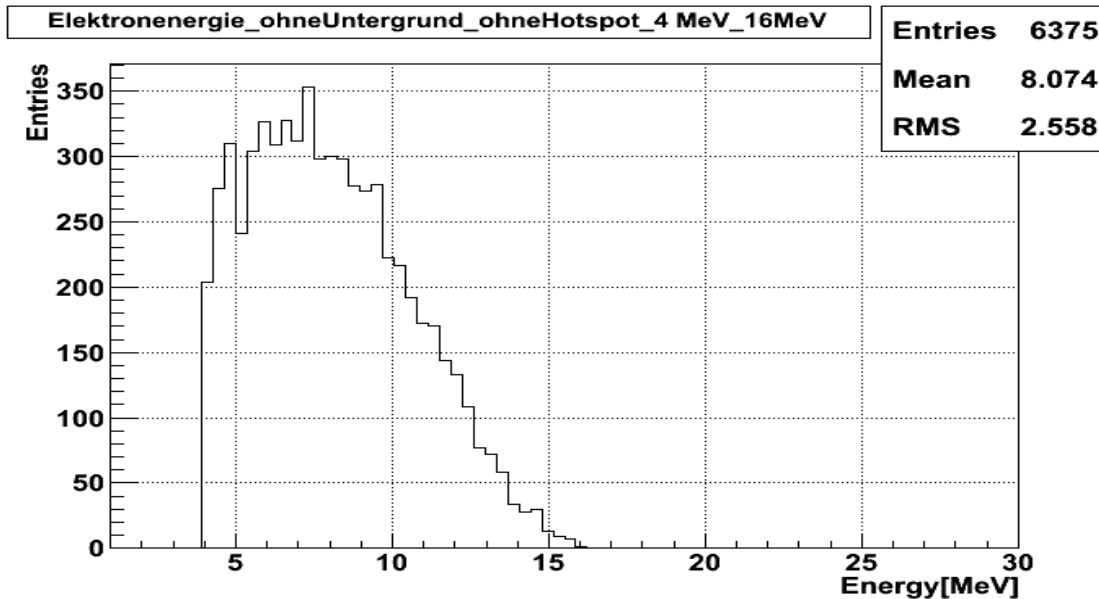


Abbildung 9.30: Energiespektrum von Elektronen aus ^{12}B -Zerfall. Energiebereich von 4 MeV_H bis 16 MeV_H . Ohne Hotspot und nach Untergrundsubtraktion.

Nun wurden nur noch Energien zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H zugelassen. Die resultierende Z-Verteilung ist in Abbildung 9.26 dargestellt. Die äußeren Spitzen sind nicht mehr zu erkennen. Auch die Ereignisrate wurde erheblich verringert. Im Vergleich zu dem Energiebereich zwischen 1 MeV_H und 30 MeV_H mit Hotspot um fast 99%. Zum Schluss wurde mit der Methode aus Kapitel 9.5 der Untergrund abgezogen. Somit verringerte sich die Ereignisanzahl nochmals von 6673 auf 6375 Ereignisse. Die verbleibenden Ereignisse werden nun mit großer Wahrscheinlichkeit durch Elektronen verursacht, die durch den β -Zerfall von ^{12}B entstehen. Auch die Ereignishäufigkeit in X- und Y-Richtung hat sich den Erwartungen angepasst. Der Peak in der Mitte ist verschwunden, ebenso wie die Ereignisanhäufungen am Rand des Detektors. Dies kann man an Abbildung 9.28 und 9.29 erkennen. In Schaubild 9.30 wird das Energiespektrum der ^{12}B -Elektronen gezeigt.

9.8 Vergleich des Elektronspektrums mit der Theorie

In diesem Kapitel soll der Kalibrierungsfaktor gain_{B12} zwischen gemessener Ladung und Energie bestimmt werden. Dazu wird das Elektronspektrum 9.30, welches in Einheiten von MeV_H bestimmt wurde, wieder zurückgerechnet in Ladung.

In der Szintillatorflüssigkeit wird die Gamma-Strahlung, welche bei der Energiedeposition frei

wird, in optische Photonen umgewandelt. Diese können an der Kathode der PMTs Photoelektronen frei setzen, welche wiederum durch Photoeffekt an den Dynoden Ladung produzieren. Diese Ladungszahl wird, nachdem sie die Detektorelektronik durchlaufen hat, gespeichert. Durch die begrenzte Energieauflösung des Detektors bei diesem Messprozesses, wird der wahre Wert der Energie gaußisch verbreitert und zudem in die Einheit DUQ umgewandelt. Um nun den Kalibrierungsfaktor gain_{B12} zu bestimmen, wird dieser Sachverhalt simuliert. Dabei benutzt man einen Fitalgorithmus mit zwei freien Parametern p_0 und p_1 , die die Energieauflöung und diese Umwandlung von Energie in Ladung beschreiben. Zunächst wurde ein Histogramm von einem Spektrum der wahren Energie eines β -Zerfalls, mit der maximalen Energie von 13.4 MeV in einem Monte Carlo Generator erzeugt. Dieses ist in Abbildung 9.31 zu sehen.

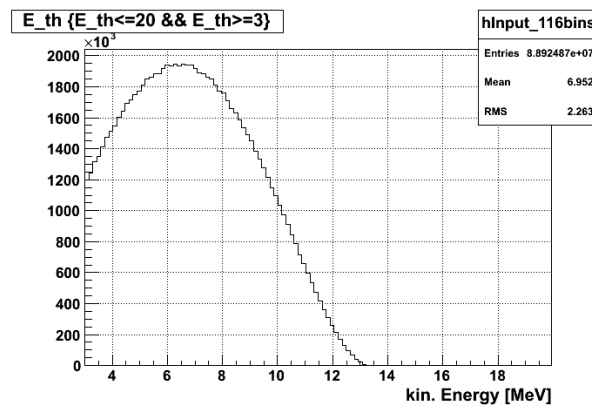


Abbildung 9.31: theoretisches Energiespektrum eines β -Zerfalls in MeV [27].

Dieses entspricht also der wahren Energie, die die Elektronen des β -Zerfalls besitzen. Da dieses Spektrum in Einheiten der Energie ist, kann es nicht direkt mit dem gemessenen Ladungsspektrum verglichen werden. Dazu wird durch das Optimierungsprogramm das Histogramm der wahren Energie Bin für Bin mit einem Parameter p_1 , der die begrenzte Energieauflösung beschreibt, gaußisch verbreitert. Zudem wird es durch einen Parameter p_0 , der dem Kalibrierungsfaktor gain_{B12} entspricht, in ein Ladungsspektrum umgewandelt. Die Parameter werden durch Vergleich mit dem gemessenen Ladungsspektrum so lange verändert, bis es zu der besten Übereinstimmung zwischen den zwei Spektren kommt. Den besten Fit ergab sich mit den Parametern

p_0 (gain_{B12})	$(15025 \pm 451) \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}_{B12}}$
p_1	(0.115 ± 0.067)

Tabelle 10: Fitparameter

mit einem χ^2 von 46.9 und einem ndf von 44. Die Wahrscheinlichkeit, mit 44 Freiheitsgraden ein χ^2 von 46.9 oder größer zu bekommen, liegt bei 35%, was eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Fit und gemessenem Spektrum bedeutet. In Abbildung 9.32 ist die gemessene Ladungsverteilung

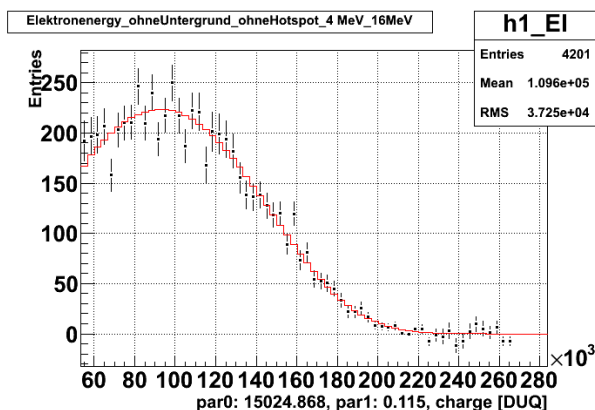


Abbildung 9.32: Elektronspektrum in DUQ mit Fit. Das Schaubild stammt von Bernd Reinhold.

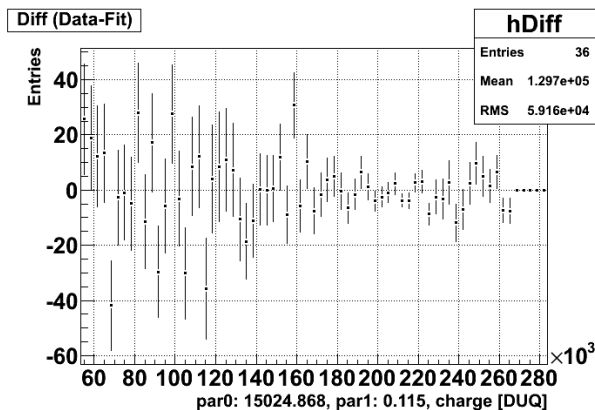


Abbildung 9.33: Differenz von gemessenem und theoretischem Energiespektrum in DUQ. Das Schaubild stammt von Bernd Reinhold.

zu sehen in der Einheit DUQ. An dieses wurde das rote Histogramm gefittet, welches das theoretische Ladungsspektrum beschreibt. In Abbildung 9.33 wurde die Differenz des gemessenen und simulierten Ladungsspektrums gebildet. Man erkennt darauf, dass die Werte um die Null schwanken. Bei geringer Ladung ist die Unsicherheit größer als bei höherer Ladung. Der Fehler eines Bins hängt von der Anzahl seiner Einträge ab. Da bei niedriger Ladungsanzahl, mehr Einträge pro Bin sind, ist dort dementsprechend auch der Fehler größer. Dies gilt auch für das in Kapitel 9.5 berechnete Untergrundspektrum. Da viel Untergrund bei geringer Ladung enthalten ist, ist dort die Unsicherheit größer. Bei der Untergrundsubtraktion überträgt sich dieser Fehler auf das gemessene Spektrum, was dort wiederum zu einer Erhöhung des Fehlers führen kann. Zusammengefasst zeigt Abbildung 9.33 jedoch, dass das theoretische und das gemessene Ladungsspektrum gut übereinstimmen.

Schließlich wurde noch die Kalibrierungsfaktoren $gain_H$ und $gain_{B12}$ miteinander verglichen. Der Faktor $gain_H$ wurde benutzt, um die gemessenen Ladungsspektren in Energie umzurechnen. Dabei wurde die Annahme gemacht, dass sich $gain_H$, der durch Gammaquanten bei einer theoretischen

Energie von 2.2230 MeV bestimmt wurde und gain_{B12} , welcher nun durch das Elektronspektrum berechnet wurde, nur wenig voneinander abweichen. Dies sollte gewährleisten, dass sich die geforderten Energieschnitte nur minimal von den tatsächlichen Schnitten unterscheiden, welche in der Einheit MeV_H durchgeführt wurden. Das Verhältnis der Kalibrierungsfaktoren ist

$$\frac{\text{gain}_{\text{B12}}}{\text{gain}_\text{H}} = 1.1 \quad (9.5)$$

Dies bedeutet, dass die angewendeten Schnitte in der Einheit MeV_H um 10% zu größeren Energien verschoben ist. Somit wurden also mehr Ereignisse bei niedriger Ladungsanzahl vernachlässigt und mehr Ereignisse bei hoher Ladung zugelassen. Da sich der radioaktive Untergrund bei kleinen Energien bzw. Ladungen befindet, wurde also durch den Schnitt bei 4 MeV_H mehr Untergrund entfernt. Der Endpunkt des Ladungsspektrums wurde durch diese Abweichung von 10% nicht beeinflusst.

Diese Abweichung kann dadurch kommen, dass die Energiedeposition unterschiedlicher Teilchen betrachtet wird. Die Gammaquanten, die beim Einfang eines Neutrons frei werden, können ihre Energie auf mehrere Elektronen übertragen. Dadurch ist dort der Quenchingeffekt größer als bei den Elektronen des ^{12}B -Spektrums. Diese können eine höhere Energie haben als die Elektronen, die durch die Gammaquanten freigesetzt worden sind. Deswegen können durch diese mehr Photonen durch Cerenkovstrahlung entstehen, wodurch mehr Ladung in den PMTs entstehen kann. Zudem kann die Abweichung der Kalibrierungsfaktoren gain_H und gain_{B12} von einer zusätzlichen Nicht-Linearität der Energieskala entstanden sein, die auf der Detektorelektronik beruht. Dies kann im Moment noch nicht ausgeschlossen werden und verlangt weitere Untersuchungen.

9.9 Rate von ^{12}B im Inneren Detektor

Nun kann schließlich noch die Rate von ^{12}B bestimmt werden. Das Energiespektrum in Abbildung 9.30 entsteht durch 6375 Elektronen. Diese haben die Selektionsbedingungen erfüllt. Ihre Anzahl ist äquivalent zur Anzahl der ^{12}B Atome, da bei dem Zerfall von einem Atom genau ein Elektron frei wird. In einem Zeitraum von 56.2 Tagen, was der Datenaufnahmezeit entspricht, wurden also 6375 ^{12}B Atome erzeugt, bei einer Myonrate von 0.6 Hz. Dies entspricht einer Rate von

$$R_{\text{B12}} = 113 \frac{^{12}\text{B}}{\text{Tag}} \approx 1.3 \text{ mHz} . \quad (9.6)$$

Um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu ermitteln wurde die Anzahl der Ereignisse nach der Vorselektion in einem Energiebereich von 4 MeV_H bis 16 MeV_H mit Untergrund und Hotspots betrachtet. Dies ergab 9229 Ereignisse.

Durch die Elektronenanzahl von 6375 konnte ein Verhältnis von Signal zu Untergrund von 2.2 berechnet werden. Die Untergrundrate in diesem Energiebereich beträgt nach der Vorselektion und den räumlichen Schnitten 0.6 mHz.

9.10 Lebensdauer von ^{12}B

Eine weitere Aufgabe bestand darin, die Lebensdauer von ^{12}B zu ermitteln.

Diese kann dadurch bestimmt werden, indem man die Verteilung der Zeiten zwischen Elektronereignis und dem dazu vorherigen Myonereignis betrachtet. Das Elektronereignis gibt gerade den Zerfall von ^{12}B an, also das Ende seiner Existenz. Das Myon bewirkt die Entstehung des ^{12}B -Atoms. Die Zeit dazwischen wird durch seine Lebensdauer τ charakterisiert, die nicht für jedes Atom gleich ist, sondern statistisch schwankt.

Der Bestand von ^{12}B nimmt exponentiell ab

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} + C. \quad (9.7)$$

Dabei ist C eine Konstante, die die Untergrundrate angibt. Die Verteilung der Zeiten zwischen Elektron und Myon, gibt gerade die exponentielle Abnahme des ^{12}B -Bestandes wieder.

Nun wurde diese Verteilung für das erste Zeitfenster, von 1 ms bis 61 ms, betrachtet. Dort findet der Hauptteil des Zerfalls statt. Diese Verteilung wurde zunächst für einen Energiebereich von 1 MeV_H bis 30 MeV_H betrachtet und ist in Schaubild 9.34 zu sehen.

In diesem Schaubild ist keine exponentielle Abnahme zu erkennen. Bei diesem großen Energiebereich dominiert der Untergrund.

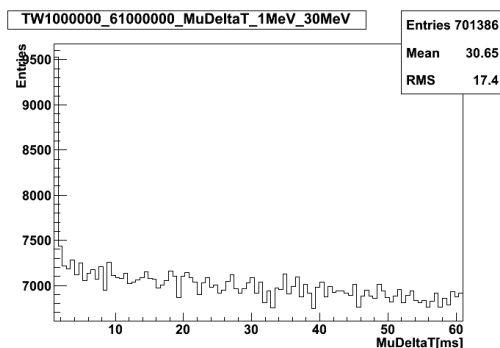


Abbildung 9.34: Zeitverteilung zum vorherigen Myon mit Hotspot. Energie zwischen 1 MeV_H und 30 MeV_H

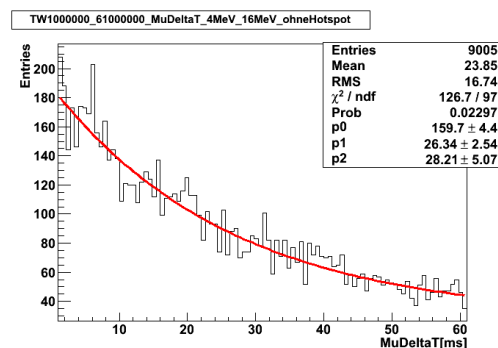


Abbildung 9.35: Zeitverteilung zum vorherigen Myon ohne Hotspot. Energie zwischen 4 MeV_H und 16 MeV_H . Die Parameter p_0 , p_1 und p_2 entsprechen N_0 , τ und C aus Gleichung 9.7.

Im nächsten Schritt wurde dann der unkorrelierte Untergrund und die zwei Hotspots entfernt. Die Grenzen finden sich in Tabelle 14. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.35 zu sehen.

An dieses Histogramm wurde die Funktion aus Gleichung 9.7 gefittet.

Hier wurde die Lebensdauer zu $\tau = 26.34 \pm 2.54$ ms bestimmt. Sie ist im Vergleich zum theoretischen Wert von 29.1 ms etwas zu klein. Dies könnte daran liegen, dass der Zeitabstand $\mu\Delta T$, nicht immer derjenige zu dem Myon sein muss, welches das Bor erzeugt hat, sondern zufällig dazwischenfallenden unkorrelierten Myon. Die Untergrundkonstante beträgt $C = 28.21 \pm 5.07$ Einträge pro Bin.

Zudem wurde auch in den anderen Zeitintervallen der Offset, der durch den Untergrund erzeugt wird, untersucht. Es wurde für jedes Intervall die Zeitverteilung zum letzten Myon betrachtet und eine Konstante an diese gefittet. Ihre Werte findet man in Tabelle 11. Dabei wurde die Rate nicht durch den Korrekturfaktor a_{normiert} korrigiert.

Nummer	Zeitfenster [ms]	Konstante C
1	1-61	28.21 ± 5.07
2	61-121	30.88 ± 0.56
3	121-181	23.42 ± 0.48
4	181-241	20.92 ± 0.46
5	241-301	20.22 ± 0.45
6	301-361	19.47 ± 0.44
7	361-421	18.53 ± 0.43
8	421-481	16.92 ± 0.41

Tabelle 11: Konstante C für alle Zeitintervalle im Energiebereich von 4 MeV_H bis 16 MeV_H , ohne Hotspot.

Die Werte von C nehmen für größere Zeitabstände zum letzten Myon ab, wie in Kapitel 9.5 beschrieben wurde. In dem Zeitfenster 2 befindet sich zudem noch ein kleiner Teil an ^{12}B , deswegen ist dort die Konstante etwas höher. Durch diese Werte von C in den restlichen Intervallen wird nochmals deutlich, dass es nur mit dem ersten Zeitfenster sinnvoll ist, die Lebensdauer von ^{12}B zu bestimmen.

10 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, anhand des Ladungsspektrums der Elektronen, die beim β -Zerfall von ^{12}B frei werden, einen Kalibrierungsfaktor $\text{gain}_{\text{B}12}$ zu bestimmen. Mit diesem ist es möglich, eine bestimmte Ladungszahl, die durch ein Ereignis in den PMTs erzeugt wird, umzurechnen in seine entsprechende Energie, da es nicht möglich ist, diese direkt zu messen. Dieses Elektronspektrum ist deshalb für die Kalibrierung interessant, da sein Enpunkt bei 13.4 MeV liegt und zuvor nur mit niedrigeren Energien kalibriert wurde.

Für diese Selektion wurden Datensätze verwendet, die ab dem 13. April 2011 über einen Zeitraum von 56.2 Tagen im Detektor aufgenommen wurden. An die Ereignisse wurden verschiedene Bedingungen gestellt, welche charakteristisch für die ^{12}B -Elektronen sind und sie von den restlichen Ereignissen unterscheiden sollen.

Bei der Vorselektion, wurde die Rate der Myonen auf 0.6 Hz minimiert. ^{12}B entsteht durch Myonen, kann aber selbst nicht direkt nachgewiesen werden. Nach einer gewissen Zeit zerfällt es, wobei ein Elektron frei wird. Nur dieses und das Myon können nachgewiesen werden. Um die ^{12}B -Elektronen zu identifizieren wird eine Koinzidenzzeit zum vorherigen Myon gefordert. Die geringe Myonrate soll sicherstellen, dass das vorherige Myon, auch dasjenige ist, welches das ^{12}B Atom erzeugt hat und somit auch Ursache für das Elektron ist. Zudem wurde bei der Vorselektion verlangt, dass die Ereignisse eine Mindestenergie von 0.8 MeV_H besitzen. Zur Minimierung von Light Noise wurden weitere Schnitte vorgenommen.

Um das Ladungsspektrum der ^{12}B -Elektronen zu erhalten, wurde zudem der zum Myon unkorrelierte Untergrund berechnet. Dazu wurden die Ereignisse je nach Abstand zum vorherigen Myon in Zeitintervalle von jeweils 60 ms geordnet. Im ersten Zeitfenster zerfällt ungefähr 84% von ^{12}B , weswegen dort auch ein genau so großer Anteil der Elektronen detektiert wird. Da sich in den restlichen sieben Zeitfenstern fast nur noch Untergrundereignisse befinden sollten, konnte mit ihnen die mittlere Untergrundrate bestimmt und von der Rate des ersten Zeitfensters subtrahiert werden. Um die Untergrundsubtraktion zu verbessern, ist es sinnvoll das Zeitintervall von 61 ms bis 121 ms nicht zur Bildung der gemittelten Untergrundrate zu verwenden. In ihm befinden sich ungefähr 10% der ^{12}B -Elektronen. Unter Berücksichtigung dieser, wird eine zu hohe Untergrundrate berechnet und dementsprechend zu viele vermeintliche Untergrundereignisse entfernt.

Bei der weiteren Datenanalyse sind zwei Stellen im Detektor entdeckt worden, an denen eine erhöhte Ereignisrate festgestellt werden konnte. Diese sog. Hotspots befinden sich an der oberen und unteren Seite des Detektors, auf dessen Z-Achse. Durch weitere Untersuchungen wurde festgestellt, dass sie über den gesamten Zeitraum der Datenaufnahme vorhanden sind. Ein Vergleich des Energiespektrums eines Hotspots mit dem entsprechenden Spektrum von Ereignissen in einem anderen Raumbereich lässt vermuten, dass es sich dabei um radioaktive Strahlung handelt und beispielsweise nicht um Light Noise. Dies muss aber in weiteren Analysen noch genauer studiert und bestätigt werden.

Zur Selektierung des Ladungsspektrums der ^{12}B -Elektronen wurden die Raumbereiche um die zwei Hotspots nicht mehr berücksichtigt. Nach einer weiteren Einschränkung der Energie auf einen Bereich von 4 MeV_H bis 16 MeV_H konnte das Spektrum extrahiert werden. Anschließend wurde dieses indirekt mit einem Energiespektrum verglichen, welches durch einen Monte Carlo Generator simuliert wurde. Dadurch konnte ein Kalibrierungsfaktor von

$$\text{gain}_{B12} = (15024 \pm 451) \frac{\text{DUQ}}{\text{MeV}_{B12}} .$$

bestimmt werden. Das Verhältnis des χ^2 von 46.9 zu der Anzahl der Freiheitsgraden von 44, sowie die Differenz des theoretischen und gemessenen Ladungsspektrums zeigen, dass dieser Kalibrierungsfaktor gut geeignet ist, um zwischen Ladung und Energie zu kalibrieren. Zudem wurde gain_{B12} mit dem Kalibrierungsfaktor gain_H verglichen. Dieser wurde mit dem Neutroneneinfang durch Wasserstoff bestimmt. Dabei werden Gammaquanten frei, welche über Comptonwechselwirkung mehrere Elektronen frei setzen können. Deshalb sind dort Quenchingeffekte größer als bei ^{12}B , da bei dessen Zerfall jeweils nur ein Elektron entsteht. Dieses kann eine höhere Energie haben als die Comptonelektronen, wodurch zudem mehr Photonen durch Cerenkovstrahlung entstehen können. Insgesamt werden also im Mittel durch Gammaquanten weniger Photonen frei, was zu einer geringeren Ladungsmenge führt. Dies könnte eine Erklärung sein, wieso gain_{B12} um etwa 10% größer ist als gain_H . Dieser Unterschied könnte aber auch auf einer zusätzlichen Nicht-Linearität der Energieskala beruhen, welche durch die Detektorelektronik selbst hervorgerufen wird. Die Energie, welche beim Neutroneneinfang durch Wasserstoff frei wird, beträgt 2.2 MeV , die maximale Energie der ^{12}B -Elektronen liegt bei 13.4 MeV . Eine zusätzliche Nicht-Linearität der Energieskala könnte bedeuten, dass die Ladung abhängig ist, von der Energie der Ereignisse. Dies muss durch zukünftige Studien genauer untersucht werden.

Zudem war es möglich die Entstehungsrate von ^{12}B zu ermitteln. Ohne jegliche Einschränkung beträgt die gesamte Triggerrate 120 Hz . Durch die Selektionskriterien wurde eine Rate für die Entstehung von ^{12}B von

$$R_{B12} = 113 \frac{^{12}\text{B}}{\text{Tag}} \approx 1.3\text{ mHz} .$$

ermittelt. Durch alle Selektionschnitte und vollständiger Untergrundsubtraktion wurden also die Ereignisanzahl um fünf Größenordnungen minimiert. Die meisten Ereignisse stammen hierbei von Light Noise und radioaktivem Untergrund. Dies zeigt das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, nachdem Light Noise reduziert wurde und man nur noch einen Energiebereich von 4 MeV_H bis 16 MeV_H verwendet hat zur Minimierung der radioaktiven Strahlung. Es beträgt 2.2. Das bedeutet, dass die ^{12}B -Elektronenrate ungefähr doppelt so hoch ist, wie die verbleibende Untergrundrate. Dieser Untergrund wurde dann durch die Untergrundsubtraktion entfernt. Der bestimmte Wert für die ^{12}B -Rate stimmt auch gut mit der Erwartung durch die Monte Carlo Studie [22] überein, in der ca. 100 Ereignisse am Tag erwartet werden.

Myonen können auch Neutronen produzieren, was einen korrelierten Untergrund darstellt. Diese Neutronen wurden durch eine untere Zeitschwelle von 1 ms entfernt, da die Einfangszeiten von Gadolinium mit 0.03 ms und von Wasserstoff mit 0.18 ms unter dieser Grenze liegen.

Ein anderer Teil des zum Myon korrelierten Untergrund bildet das radioaktive Isotop ${}^9\text{Li}$, welches durch Myon induzierte Spallation entstehen kann. Es zerfällt mit einer Lebensdauer von $\tau = 257$ ms, wobei eine maximale Energie von $E_{\text{max}} = 13.6$ MeV frei werden kann [26]. Dadurch sind die Elektronen, die bei den Zerfällen von ${}^9\text{Li}$ und ${}^{12}\text{B}$ frei werden, schwer voneinander zu trennen. Durch [25] wurde berechnet, dass bei gleichen angewendeten Schnitten wie in dieser Arbeit eine Rate von 0.5 Ereignissen am Tag zu erwarten ist, was gerade einmal 0.4% der ${}^{12}\text{B}$ -Rate entspricht.

Zum Schluss konnte noch die Lebensdauer von ${}^{12}\text{B}$ bestimmt werden. Sie beträgt

$$\tau = (26.34 \pm 2.54) \text{ ms} .$$

Der theoretische Wert liegt bei 29.1 ms, also etwas höher als der gemessene Wert. Dies könnte daran liegen, dass es vorkommen kann, dass trotz reduzierter Myonrate, die Zeit zum letzten Myon, nicht zum dem ${}^{12}\text{B}$ induzierenden Myon sein muss. Dadurch wird die Zeit MuDeltaT tendenziell verkürzt, was sich in einer kürzeren mittleren Lebensdauer zeigt.

A Räumliche Verteilung der Ereignisse zwischen 16MeV_H und 21MeV_H

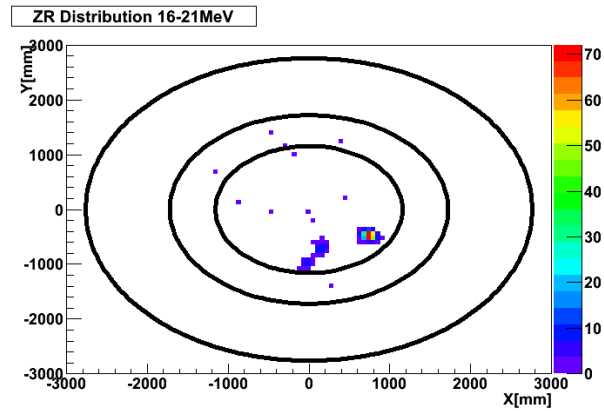


Abbildung 1.1: Verteilung in XY-Ebene

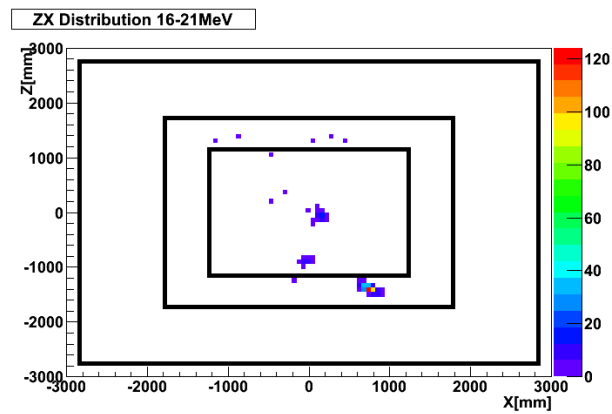


Abbildung 1.2: Verteilung in XZ-Ebene

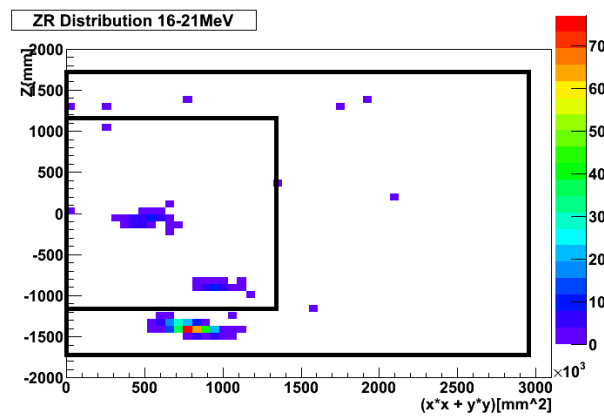


Abbildung 1.3: Verteilung in ZR^2 -Ebene

B Übersicht der Selektionsschnitte

B.1 Vorselektion

Kriterium	Schnitt	Grund
Myonenergie	$E_{\text{Myon}} > 600 \text{ MeV}_H$	geringere Myonrate
untere Energieschwelle	$E_H > 0.8 \text{ MeV}_H$	Untergrunduntersuchung
RMS(Tstart)	$10 \text{ ns} < \text{RMS}(\text{Tstart}) < 40 \text{ ns}$	Light Noise Reduzierung
mq tq	$0 < \text{mq tq} < 0.09$	Light Noise Reduzierung
TRise	$20 \text{ ns} < \text{TRise} < 26 - 125 \cdot \text{mq tq}$	Light Noise Reduzierung
nHit	$\text{nHit} > 10$	Light Noise Reduzierung

Tabelle 12: Schnitte der Vorselektion

B.2 Weitere Optimierung der Schnitte

Zunächst wurden die Ereignisse je nach ihrem Abstand zum vorherigen Myon in Zeitintervalle von je 60 ms geordnet.

Die einzelnen Zeitfenster wurden mit folgenden Korrekturfaktoren auf den Korrekturfaktor des ersten Zeitintervalls normiert, zur anschließenden Untergrundsubtraktion.

Nummer	Zeitfenster [ms]	Korrekturfaktor a_{normiert}
2	61-121	1.030
3	121-181	1.060
4	181-241	1.094
5	241-301	1.167
6	301-361	1.167
7	361-421	1.250
8	421-481	1.250

Tabelle 13: Korrekturfaktor a_{normiert} für jedes Zeitfenster.

Zudem wurden die Hotspots entfernt:

Hotspot oben [m]	$1.2 < z < 2$	$0 < r < 0.5$
Hotspot unten [m]	$-2 < z < -1.6$	$0 < r < 0.45$

Tabelle 14: Veränderte Bereiche der Hotspots.

Am Schluss wurde der Energiebereich der Ereignisse auf die Grenzen von 4 MeV_H bis 16 MeV_H reduziert.

C Neuberechnung der Korrekturfaktoren

Bei der Berechnung der Korrekturfaktoren in der Arbeit wurde bei jedem Zwischenschritt in der Rechnung jeweils nur auf drei Dezimalstellen gerundet. Dadurch ergab sich ein augenscheinlicher Widerspruch dazu, dass die Faktoren exponentiell zunehmen müssen, da sie die exponentiell abfallende Wahrscheinlichkeit für kein Myon kompensieren sollen. Die Faktoren wurden nochmal neu berechnet unter Berücksichtigung von allen Nachkommastellen, um zu überprüfen, wie groß der Effekt ist, der durch die Rundung auf drei Nachkommastellen entsteht. Das Ergebnis befindet sich in der folgenden Tabelle 15.

Zeitfenster [ms]	verwendeten Faktoren	neu berechneten Faktoren	relative Abweichung [%]
61-121	1.030	1.03664838408817	0.641
121-181	1.060	1.07463987223262	1.362
181-241	1.094	1.11402368702667	1.797
241-301	1.167	1.15485085499215	1.052
301-361	1.167	1.19717427269046	2.520
361-421	1.250	1.24104877525650	0.721
421-481	1.250	1.28653120744425	2.840

Tabelle 15: verwendete Korrekturfaktor und genaueren berechneten Korrekturfaktoren, sowie jeweilige relative Abweichung.

Um die gemittelte unkorrelierte Untergrundrate für das erste Zeitintervall zu erhalten wurde die Ereignisrate der sieben Zeitintervalle zwei bis acht mit dem jeweiligen normierten Korrekturfaktor multipliziert und der Mittelwert aus den korrigierten Raten gebildet. Dieser spiegelt die konstante Ereignisrate des unkorrelierten Untergrunds im Zeitintervall eins dar. Um nun die Berechnung der Untergrundraten mit den verwendeten Korrekturfaktoren und den neu berechneten Faktoren zu vergleichen wurde folgendes gemacht: Die Gesamtanzahl der Einträge für jedes Zeitfenster wurde mit dem entsprechenden Korrekturfaktor multipliziert und dann die daraus entstehenden korrigierten Raten aufaddiert. Dies wurde mit den verwendeten und den neu berechneten Faktoren gemacht. Die relative Abweichung zwischen beiden Summen beträgt ca. 1%. Daran erkennt man, dass die in der Arbeit durchgeführte Untergrundsubtraktion zur Selektion der ^{12}B -Elektronen gerechtfertigt ist.

Literatur

- [1] PARTICLE DATA GROUP:
Properties of Neutrinos
<http://pdg.lbl.gov/2011/listings/rpp2011-list-neutrino-prop.pdf>
- [2] BOGDAN POVH, KLAUS RITH, CHRISTOPH SCHOLZ UND FRANK ZETSCHKE:
Teilchen und Kerne
Springer-Lehrbuch (2006)
- [3] J. A. THOMAS, P. L. VAHLE:
Neutrino Oscillations - Present Status and Future Plans
World Scientific (2008)
- [4] DIPLOMARBEIT VON STEFAN SCHOPPMANN:
Zur Messung von Neutrinoereignissen im Double Chooz Experiment
Fakultät der Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen (2011)
- [5] DOKTORARBEIT VON BERND REINHOLD:
Development of a Level-1 Trigger and Timing System for the Double Chooz Neutrino Experiment
Fakultät der Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der RWTH Aachen (2009)
- [6] SNO COLLABORATION:
Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory
<http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0106015>
- [7] F. ARDELLIER ET AL.:
Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13}
<http://arxiv.org/PScache/hep-ex/pdf/0606/0606025v4.pdf>
- [8] DIPLOMARBEIT VON CHRISTOPH ABERLE:
Optimierung der Fluoreszenzcharakteristik von Flüssigszintillatoren des Double Chooz Reaktor-neutrinoexperimentes
Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts Karls Universität Heidelberg (2008)
- [9] F. ARDELLIER ET AL.:
Letter of Intent for Double Chooz: A Search for the Mixing Angle θ_{13}
<http://arxiv.org/abs/hep-ex/0405032>
- [10] DOKTORARBEIT VON CONRADIN LANGBRANDTNER:
Background, Sensivity and Directionality Studies for the Double Chooz Experiment
Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts Karls Universität Heidelberg (2011)

- [11] BETHGE, WALTER, WIEDEMANN:
Kernphysik
Springer Lehrbuch (2008)
- [12] DIPLOMARBEIT STEFAN WAGNER:
Ionization Quenching by Low Energy Electrons in the Double Chooz Scintillators
Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts Karls Universität Heidelberg (2010)
- [13] CLAIRE THOMAS:
Muon Spallation in Double Chooz
REU, Columbia University and MIT (2009)
- [14] DocDB:
Eu++ 1st Comparison Analysis
<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=2725>
diese Seite ist passwortgeschützt
- [15] PRÄSENTATION VON CARMEN PALOMARES IN EU++ PHONE MEETING:
New Glowing Cut
<http://agenda.ciemat.es/conferenceDisplay.py?confId=201>
diese Seite ist passwortgeschützt
- [16] S. ABE ET AL.:
Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLANDm
Phys. Rev. Lett. 100, 221803 (2008): <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v100/i22/e221803>
- [17] THOMAS SCHWETZ, MARIAM TORTOLA, J.W.F. VALLE:
Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters
<http://arxiv.org/PScache/arxiv/pdf/1103/1103.0734v2.pdf> (2011)
- [18] DIPLOMARBEIT VON JULIA HASER:
Die Datennahmekette des Double Chooz Experiments und ihre Komponenten
Eigenschaften der Photomultiplier und der Frontend-Elektronik
Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts Karls Universität Heidelberg (2010)
- [19] S. ABE ET AL.:
Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND
<http://prc.aps.org/pdf/PRC/v81/i2/e025807> (2010)
- [20] PRÄSENTATION VON DAVID LHULLIER:
Light Noise
<http://agenda.ciemat.es/getFile.py/access?contribId=28&sessionId=3&resId=0&materialId=slides&confId=208>
diese Seite ist passwortgeschützt

- [21] ROOT HOMEPAGE:
<http://root.cern.ch/drupal>
- [22] CALIBRATION SOURCES FROM COSMICS:
Zelimir Djurcic
<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=1303>
diese Seite ist passwortgeschützt
- [23] DOKTORARBEIT VON G. MENTION:
Double Chooz sensitivity and background studies to search for θ_{13} lep- tonic mixing angle.
PhD thesis (2006)
- [24] DOKTORARBEIT CHRISTOPH ABERLE: *erscheint im Oktober 2011*
Fakultät für Physik und Astronomie, Ruprechts Karls Universität Heidelberg
- [25] DANIEL GREINER:
Universität Tübingen, private Kommunikation
- [26] T. HAGNER ET AL.:
Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650500001031>
- [27] BERND REIHNOLD:
MPIK, private Kommunikation
- [28] DocDB:
DC AnalysisComparisonStage 3
<http://www.dchooz.org/DocDB/cgi-bin/private/ShowDocument?docid=2611>
diese Seite ist passwortgeschützt
- [29] UNIVERSITÄT BIELEFELD:
www.physik.uni-bielefeld.de/yorks/pro06/neutrino.ps

Danksagung

Ich danke Prof. Dr. Manfred Lindner, dass er mir die Möglichkeit gegeben hat, an diesem interessanten Experiment teilzunehmen und für die wertvollen Erfahrungen, die ich dabei gemacht habe.

Mein Dank gilt auch meinem Betreuer Dr. Bernd Reinhold für die Hilfe, die Unterstützung und die lehrreiche Zeit.

Zudem danke ich der gesamten DOUBLE CHOOZ Arbeitsgruppe für die Hilfsbereitschaft und die vielen Ratschläge, sowie für die schöne Zeit am MPIK.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 31. August 2011

.....