

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit
im Studiengang Physik
vorgelegt von
Johann Peter Peiffer
aus Bremen

2003

Das Kalibrationssystem für den Äußeren Detektor des Borexino Experiments

Die Diplomarbeit wurde ausgeführt von Johann Peter Peiffer am

Max-Planck-Institut für Kernphysik

unter der Betreuung von

Prof. Dr. Wolfgang Hampel

Das Kalibrationssystem für den Äußeren Detektor des Borexino Experiments

Der Neutrinodetektor Borexino, dessen Hauptziel die Messung der solaren ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos ist, ist zum Schutz vor kosmischer Strahlung in den Gran Sasso Untergrundlabors aufgebaut. Trotz der Reduktion um sechs Größenordnungen verbleibt ein Myonfluss von ca. $1 \text{ h}^{-1}\text{m}^{-2}$, der neben dem primären Myonsignal einen erheblichen sekundären Untergrund durch Spallation an ${}^{12}\text{C}$ -Kernen erzeugt. Die Aktivität durch die so produzierten ${}^{11}\text{C}$ -Nuklide ($t_{1/2} = 20, 38 \text{ min.}$) stört die Messung von pep- und CNO-Neutrinos. Zur Unterdrückung dieses Untergrundes ist Borexino mit einem Myon-Identifikationssystem ausgestattet. Speziell zur Identifizierung des sekundären Untergrundes ist eine präzise Rekonstruktion der Myonspuren nötig, um sogenannte Spallationscuts zu ermöglichen.

Für diese Spurrekonstruktion ist eine Zeitkalibrierung des Äußeren Detektors, mit einer Genauigkeit von 1 ns, notwendig, sowie eine Intensitätskalibrierung mit einer Genauigkeit von einzelnen Photoelektronen.

Das Ziel dieser Diplomarbeit war die Entwicklung eines Kalibrationssystems, das diese Kalibrierung vornehmen kann. Unter Verwendung von LEDs als Lichtquelle, wurde ein solches System entwickelt, in den Detektor integriert und bei zwei Air-Runs des Äußeren Detektors überprüft. Dabei konnte gezeigt werden, dass es die Anforderungen für die Kalibration erfüllt.

The calibration system for the Outer Detector of the Borexino Experiment

The neutrino-detector Borexino has been built underground in the Gran Sasso Laboratories to protect it from cosmic radiation. It's main goal is the measurement of ${}^7\text{Be}$ neutrinos. In spite of its reduction by six orders of magnitude there remains a flux of 1 muon $\text{h}^{-1}\text{m}^{-2}$. Besides the primary muonrelated signal, this produces a substantial secondary background by spallation of ${}^{12}\text{C}$ nuclei. The radioactivity of the resulting ${}^{11}\text{C}$ nuclei ($t_{1/2} = 20, 38 \text{ min.}$) disturbs the measurement of the pep- and CNO-neutrinos. To suppress this background, Borexino was equipped with a multiple muon identification system. But to identify the secondary background, a precise reconstruction of the muontracks is necessary to permit so-called spallation cuts.

For this reconstruction a calibration of the Outer Detector is necessary, with a precision of 1 ns in time and of single photoelectrons in intensity.

The goal of this diploma-thesis was the developement of a calibration system, that is able to perform this calibration. Using LEDs as lightsource such as system was developed and integrated into the Detector. It has been tested during two Air Runs of the Outer Detector and has proven to satisfy the specifications needed for the calibration.

Inhaltsverzeichnis

1	Die solaren Neutrinos	1
1.1	Was sind Neutrinos?	1
1.2	Solare Neutrinos	2
1.3	Nachweismethoden und Experimente	4
1.4	Das historische 'Neutrinorätsel'	7
1.5	Die Ergebnisse von SNO und KamLAND	10
2	Physikalische Zielsetzungen von Borexino	13
2.1	Allgemeine Ziele von Borexino	13
2.2	Über die pep- und CNO-Neutrinos	16
2.3	Der ^{11}C -Untergrund	19
3	Der Neutrino-Detektor Borexino	25
3.1	Der Aufbau des gesamten Detektors	26
3.2	Über den Cherenkov-Effekt	28
3.3	Das Myon-Identifikations-System	31
3.4	Der Äußere Detektor	32
4	Das Kalibrationssystem	35
4.1	Strategie der OD Kalibrierung	35
4.2	Anforderungen an das System	36
4.3	Die Elektronik	37
4.4	VME - Programmierung	42
4.5	Vorgenommene Messungen am System	43
4.5.1	Erste Messungen am Gran Sasso Labor	43
4.5.2	Heidelberger Messungen mit einem 8" Borexino-PMT	45
4.5.3	Heidelberger Messungen mit einem schnellen PMT	55
4.6	Die Integration in den Detektor	61
4.7	Kalibrierung des LED-Systems	62
4.8	Ergebnisse der Air Runs	63
5	Zusammenfassung und Ausblick	67

Abbildungsverzeichnis

1.1	Die Proton-Proton-Fusionskette	2
1.2	Das Sonnenneutrinospektrum nach BP2000	3
1.3	Die gemessenen Neutrinoflüsse im Vergleich mit der Vorhersage aus dem SSM	8
1.4	Die Oszillationsparameter nach SNO und KamLAND	12
2.1	Der CNO-Fusionszyklus	17
2.2	Das Rückstoßspektrum der pep- und CNO-Neutrinos in Borexino	18
2.3	Eine grafische Darstellung eines Spallationscuts	21
2.4	Eine Skizze der Fehler der Spurrekonstruktion	22
2.5	Die Zeit- und Intensitätsverteilung des Cherenkov-Lichts	23
3.1	Die möglichen Neutrino-Elektron Streumoden für solare Neutrinos	26
3.2	Ein schematischer Querschnitt durch den Borexino-Detektor	27
3.3	Eine graphische Veranschaulichung des Cherenkov-Effektes.	28
3.4	Die Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von der Energie des geladenen Teilchens	30
3.5	Ein Photo des Äußeren Detektors im Aufbau	33
4.1	Der Schaltplan des LED-Bords.	40
4.2	Ein Photo des LED-Kalibrationssystems	41
4.3	Ein Blockdiagramm der Software des Kalibrationssystems.	44
4.4	Erste Kennlinien der LEDs	45
4.5	Der Schaltplan des Messaufbaus in Heidelberg.	46
4.6	Die Signale der Heidelberger Messapparatur am Oszilloskop betrachtet.	46
4.7	Ein Histogramm der Intensitätsmessung mit einem QADC	48
4.8	Der Abhängigkeit der Vorverstärkung von der eingestellten Spannung	49
4.9	Eine LED-Kennlinie: Anzahl von Photoelektronen gegen Spannung.	50
4.10	Der Fit einer LED-Kennlinie mit einer Boltzmannfunktion.	50
4.11	Ein Histogramm der Zeitauflösung bei DAC = 1300	51
4.12	Die Zeitauflösung in Abhängigkeit von der eingestellten DAC-Spannung	52
4.13	Ein Fit der Zeitauflösung	52

4.14	Die Abhängigkeit der Zeitauflösung vom Diskriminator-Schwellenwert.	53
4.15	Der 'Timewalk' des Systems.	54
4.16	Die Pulsform des schnellen PMTs für die Heidelberger Messungen.	55
4.17	Vergleich der Zeitauflösung des Systems mit einem 8"-PMT und mit einem schnellen PMT.	57
4.18	Die Zeitauflösung mit dem schnellen PMT, abhängig von der DAC-Spannung. . .	58
4.19	Die Pulsbreite mit dem 8" PMT.	59
4.20	Die Pulsbreite mit dem HESS-PMT.	59
4.21	Der 'Timewalk' mit dem schnellen PMT.	60
4.22	Ein Zeithistogramm bei hoher LED-Intensität.	60
4.23	Ein Zeithistogramm aus den Messungen des Air Runs.	64
4.24	'Timewalk' und Zeitauflösung aus den Messungen des Air Runs.	65
4.25	Einige Histogramme der Ladungsmessung bei verschiedenen Intensitäten.	66

Kapitel 1

Die solaren Neutrinos

1.1 Was sind Neutrinos?

Neutrinos sind neutrale leptonische Teilchen, die ebenso wie die elektrisch geladenen Leptonen (Elektron, Myon, Tau) in drei Flavours vorkommen. Analog zu ihren geladenen Partnern nennt man sie Elektronneutrino, Myonneutrino und Tauneutrino. Das Elektronneutrino wurde bereits 1931 von Pauli postuliert, um die beim Betazerfall gemessene Energie-, Impuls- und Drehimpulsbilanz mit der Energie- und Impulserhaltung in Einklang zu bringen. Dafür war ein Spin $\frac{1}{2}$ Teilchen notwendig, das schwach wechselwirkt (sonst nähme es nicht am β -Zerfall teil), schwer nachweisbar ist, also nicht an der Elektromagnetischen oder der Starken Wechselwirkung teilnimmt (sonst wäre es schon viel früher entdeckt worden) und nach dem Standardmodell keine Masse hat. Inzwischen ist es jedoch experimentell evident, dass Neutrinos Masse haben und zu ihrer Beschreibung somit ein neues theoretisches Modell jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik notwendig ist.

Die Gleichung für den β -Zerfall sieht mit Einbeziehung des Neutrinos so aus:

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad \text{bzw.} \quad \beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

Analog dazu entstehen beim Zerfall von geladenen Pionen ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) Myonen und sogenannte μ -Neutrinos (Nachweis über $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu$) und als dann das Tauon entdeckt wurde, führte das auch auf die notwendige Postulierung des τ -Neutrinos.

1956 wurde das Elektronneutrino durch F. Reines und C. Cowan durch den sogenannten inversen β^+ -Zerfall ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$) erstmalig nachgewiesen ([Rei56]). Zur gleichen Zeit wurde durch R. Davis nachgewiesen, dass sich Neutrino und Antineutrino unterscheiden ([Dav55]), da sie unterschiedliche Reaktionen hervorriefen (analog zu β^+ : $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$ und β^- : $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$).

Das Myonneutrino wurde 1962 von L. Lederman, M. Schwartz und J. Steinberger über die Reaktionen $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ und $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$ nachgewiesen ([Led62]). Dadurch wurde auch gezeigt, dass es sich vom Elektronneutrino unterscheidet.

Das Tauneutrino wurde 2000 von der DONUT Kollaboration nachgewiesen. Wiederum bestätigte sich anhand der auftretenden Reaktionen, dass sich das Tauneutrino von den beiden anderen Flavours unterscheidet ([Pat01]).

1.2 Solare Neutrinos

Die Sonne ist ein Hauptreihenstern mittleren Alters in dem, durch den Gravitationsdruck gezündet, Wasserstofffusion stattfindet. Der thermische Druck durch die bei dieser Fusion freiwerdende Energie wirkt der Gravitation entgegen und führt zu einem Gleichgewichtszustand, der sich auf Astronomischen Zeitskalen (10^9 Jahre) langsam verändert. Diese langsame Veränderung resultiert aus dem durch die Fusion sinkenden Wasserstoffanteil, dem zunehmenden Heliumanteil und der Abstrahlung des Massedefizits in Form von Licht von der Oberfläche der Sonne. Das Massedefizit beträgt 4 t/s, was einer Leistung von $3.8 \cdot 10^{26} W$ entspricht. Der dominante Fusionsprozess ist die Proton-Proton-Fusion (pp-Zyklus). Der CNO-Zyklus (^{12}C -katalysierte Fusion), der stark von der Zentraltemperatur abhängt, trägt bei der Sonne nur zu ca. 1,5% zu der Energieproduktion bei. Massereichere Sterne haben aufgrund des größeren Gravitationsdrucks eine höhere Zentraltemperatur. Daher wird mit zunehmender Sternmasse der CNO-Prozess immer wichtiger, bis er zum dominanten Fusionsprozess wird ([Bah01]).

Außer elektromagnetischer Strahlung entstehen bei der Fusion auch Elektron-Neutrinos verschiedener vom Zyklus abhängiger Energien (Maximal 18 MeV). Da diese nur schwach wechselwirken und dementsprechend einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt (WQ) mit Materie haben ($\sigma_{\nu e} = 1,7 \cdot 10^{-41} cm^2 E_{\nu}/GeV$ für Neutrino-Elektron Streuung), können die meisten die Sonne ungehindert verlassen und erreichen die Erde 8 Minuten (Lichtlaufzeit Sonne-Erde) nach ihrer Produktion im Sonneninneren. Im Gegensatz dazu ist die mittlere freie Weglänge für Photonen im Sonneninneren so klein, dass die Zeitskala der Strahlungsdiffusion für Photonen in der Größenordnung 10^5 Jahre liegt. Auf diese Weise eröffnen die Neutrinos, anders als die Photonen, einen Blick in das Innere der Sonne.

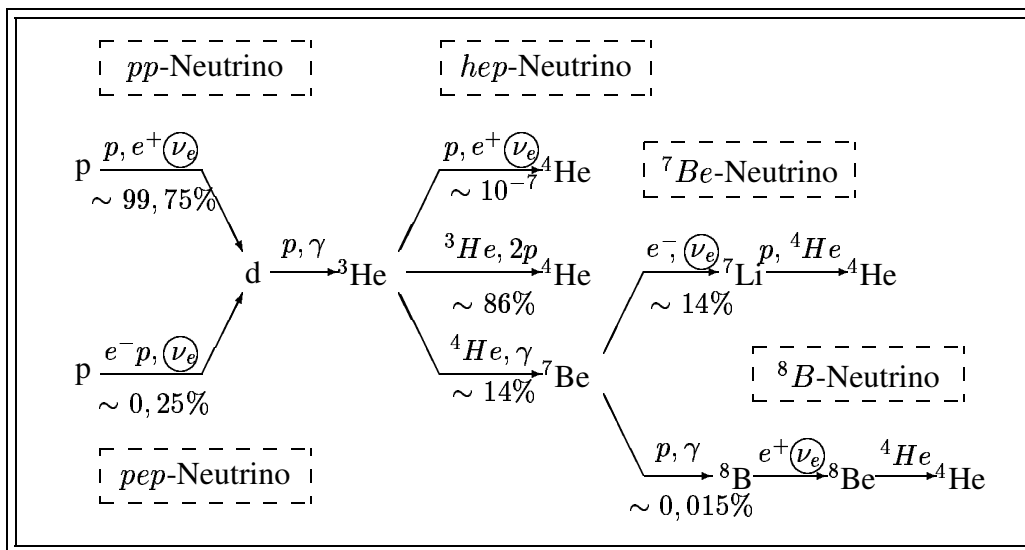
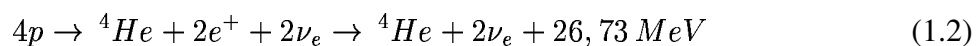


Abbildung 1.1: Die Proton-Proton-Fusionskette: Dargestellt sind die grundlegenden Reaktionen, die dabei auftretenden Neutrinos (eingekreist) und die Verzweungsverhältnisse der pp-Fusionskette ([Bet39], [Bah89]).

Abbildung 1.1 zeigt den in der Sonne dominanten pp-Zyklus. Die Reaktionsgleichung der Fusion von Wasserstoff zu Helium lautet:



unter Einbeziehung der Annihilierung der beiden Positronen mit Elektronen.

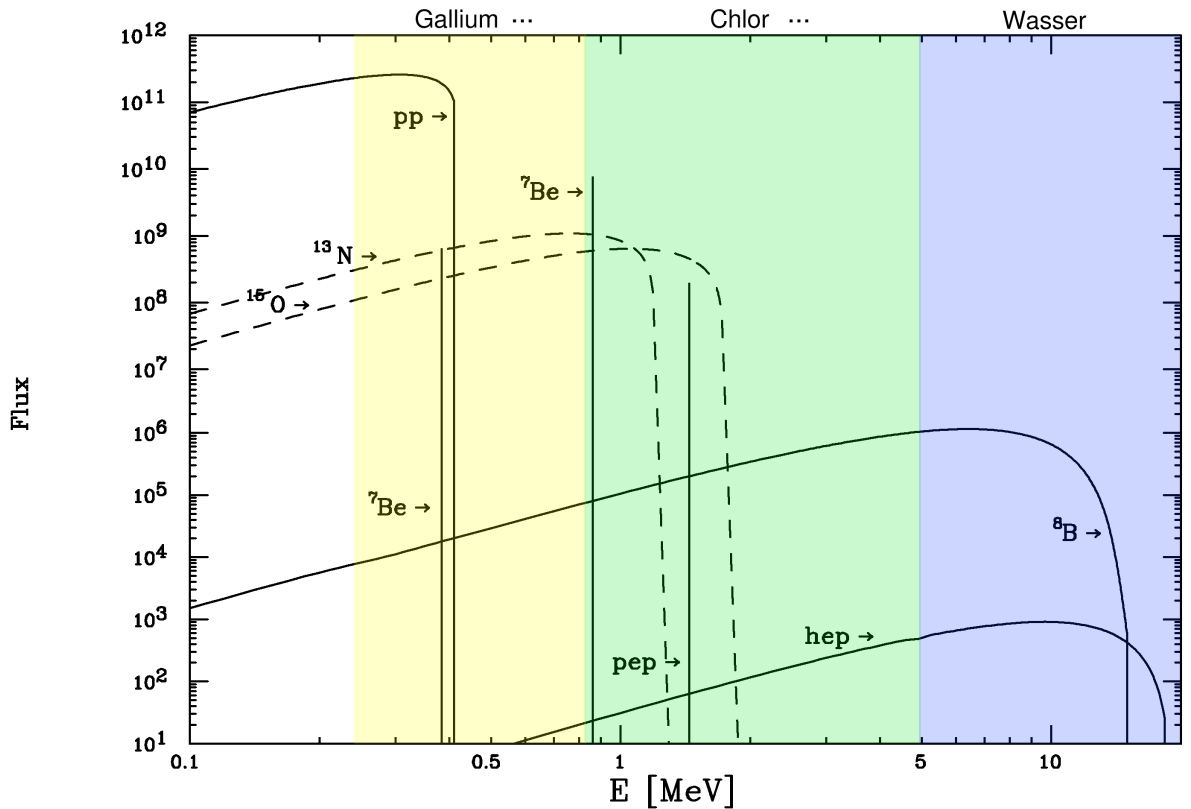


Abbildung 1.2: Das Neutrinospektrum resultierend aus den Fusionsreaktionen der Sonne. Die Flüsse sind in $\text{MeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ für kontinuierliche Spektren und für Linien in $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ angegeben [Bah01]. Die Energieschwellen der verschiedenen Nachweismethoden, radiochemisch mit Gallium (Gallex/Sage) und Chlor (Homestake) oder über Cerenkovlicht in Wasser (Super-Kamiokande) sind durch unterschiedliche Farbschattierungen angedeutet. Die zwei ${}^7\text{Be}$ -Linien kommen dadurch zustande, dass die Reaktion zu 90% zum Grundzustand und zu 10% zum angeregten Zustand des ${}^7\text{Be}$ führt.

Die bei den verschiedenen Schritten des Fusionszyklus emittierten Neutrinos werden nach dem Ausgangselement des jeweiligen Schrittes bezeichnet. Also pp-, pep-, ${}^7\text{Be}$ -, ${}^8\text{B}$ -, (und CNO-) Neutrinos. Das daraus resultierende erwartete Energiespektrum ist in Abbildung 1.2 gezeigt.

Im Mittel tragen die Neutrinos ca. 2% der bei der Fusion entstehenden Energie. Daher lässt sich der gesamte Neutrinofluss aus der von der Sonne abgegebenen Elektromagnetischen Strahlungsleistung abschätzen. Diese beträgt: $P_{sol} = 3,8 \cdot 10^{26}\text{W} = 2,4 \cdot 10^{45}\text{eV/s}$. Mit dem mittleren Erdbahnradius $R_E = 1,5 \cdot 10^8\text{km}$ ergibt sich die Abschätzung des Neutrinoflusses aus der Formel:

$$\phi_\nu \approx \frac{1}{4\pi R_E^2} \cdot \frac{2P_{sol}}{0,985 \cdot 26,7\text{MeV}} = 6,5 \cdot 10^{10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1.3)$$

Damit ist die Sonne (von der Erde aus betrachtet) bei weitem die stärkste Quelle für Neutrinos im Energiebereich $<18\text{MeV}$. Daher bietet sie sich auch als Quelle für Neutrinoexperimente an, die das Ziel haben die Neutrinoeigenschaften selbst näher zu untersuchen.

1.3 Nachweismethoden und Experimente

Es gibt allgemein zwei Möglichkeiten wie Neutrinos mit anderen Teilchen wechselwirken können. Die eine geschieht über den neutralen Strom der schwachen Wechselwirkung, also durch Austausch eines Z^0 -Bosons. Diese sogenannte 'Neutral Current' Reaktion (NC) ist ein elastischer Streuprozess. Die andere Wechselwirkungsart erfolgt über den geladenen Strom der schwachen Wechselwirkung, also über den Austausch eines W^+ - oder W^- -Bosons. Dieser Streuprozess, die sogenannte 'Charged Current' Reaktion (CC), ist mit einem Ladungsübertrag und damit mit einer Umwandlung der jeweiligen Teilchenart verbunden.

Diese beiden Wechselwirkungen können jeweils entweder an Elektronen oder an Nukleonen bzw. Kernen erfolgen. So erhält man vier unterschiedliche Nachweisreaktionen.

1. Neutrino-Elektron Streuung über die NC Reaktion ($\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$).
2. Neutrino-Elektron Streuung über die CC Reaktion ($\nu_x + e \rightarrow \nu_e + x$) (Vergleiche auch Kapitel 3).
3. Kernstoß/Kernanregung über NC ($\nu_x + (A, Z) \rightarrow \nu_x + (A, Z)$, ggf. $+\gamma$).
4. Kernumwandlung über CC ($\nu_x + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + x^-$).

Die Reaktionen Punkt 3. und 4. führen im Fall von Deuterium beide zum Zerbrechen des Kerns (über NC ($\nu_x + d \rightarrow \nu_x + n + p$) oder über CC ($\nu_x + d \rightarrow p + p + x^-$)). Man kann sie daher, bei Verwendung von Deuterium, bzw. schwerem Wasser als Target, unter dem Begriff 'erzwungener Kernzerfall von Deuterium' zusammenfassen.

Das x steht dabei für e , μ oder τ . Im Fall der solaren Neutrinos sind jedoch die Reaktionskanäle der CC Reaktion, an denen die schwereren Leptonen beteiligt sind unterdrückt, da die Neutrinoenergie mindestens so groß sein muss wie die Ruheenergie des in dem Prozess erzeugten Leptons. Die maximale Energie der solaren Neutrinos beträgt 18 MeV. Zur Erzeugung eines Myons sind mindestens 106 MeV notwendig, für ein Tauon 1,78 GeV. Daher ist der CC Prozess im Fall solarer Neutrinos nur für Elektronen möglich.

Zur Messung der Nachweisreaktionen gibt es verschiedenen Methoden:

- Radiochemisch: Die Nachweisreaktion ist die Kernumwandlung über den inversen Elektron Einfang Prozess (EC): $\nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^-$. Wenn der resultierende Kern radioaktiv ist (mit nicht zu langer Halbwertszeit), kann jedes einzelne Atom über seinen Zerfall nachgewiesen werden. Diese Nachweismethode wurde mit dem Homestakeexperiment als erste für die solaren Neutrinos realisiert.

Homestake Das erste der Sonnenneutrinoexperimente war Homestake (R.Davis et al. [Dav68] Nobelpreis 2002). Das Ziel war es, den Fluss der solaren Neutrinos zu messen und so eine Überprüfung des Standard-Sonnenmodells vorzunehmen. Dazu wurden 615t Perchlorethylen (C_2Cl_4) in einem großen Tank in der Homestakemine in South Dakota (USA) gelagert. Mit einer erwarteten Rate von ca. 1 Ereignis pro Tag (SSM, [Bah01]) wird ein Atom des Isotops ^{37}Cl in ^{37}Ar umgewandelt ($\nu_e + ^{37}Cl \rightarrow ^{37}Ar + e^-$). ^{37}Ar ist radioaktiv und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 35 Tagen. Aus der Anzahl der Zerfälle lässt sich der Neutrinofluss berechnen. Nun sind aber einzelne Zerfälle in einem so großen Tank nicht nachweisbar. Daher musste das Argon ausgespült und in Zählrohre gefüllt werden. Dazu mussten erst neue Extraktionsapparaturen entwickelt

werden. Zwar lässt sich Ar als Edelgas gut von anderen Stoffen trennen, jedoch die hier notwendige Extraktion von ca. 20 aus 10^{35} Atomen war nie zuvor versucht worden. Die erfolgreiche Durchführung dieses Experiments war eine technische Meisterleistung und wegweisend für alle Folgeexperimente.

Die Energieschwelle der Nachweisreaktion des Homestake Experiments war 814 keV, d.h. es tragen hauptsächlich die 8B -Neutrinos zum Signal bei, aber in geringerem Maße auch die 7Be -Neutrinos. Die SSM-Vorhersage ist $7,6 \pm 1,3$ SNU¹ ([Bah01]). Nachgewiesen wurden jedoch nur $2,56 \pm 0,16(stat) \pm 0,16(sys)$ SNU ([Cle98]) (vergleiche Abbildung 1.3). Das ist ca. 1/3 des erwarteten Wertes.

Gallex/GNO, Sage Gallex/GNO (Gallium Neutrino Observatory [GNO00]) und SAGE (Soviet-American Gallium Experiment [Sag02]) sind zwei weitere radiochemische Detektoren, die Gallium als Targetmaterial benutzen (Reaktion $^{71}Ga + \nu_e \rightarrow ^{71}Ge + \beta^-$).

Die Energieschwelle ist hier mit 233 keV sehr niedrig, so dass die pp-Neutrinos ca. 53% des erwarteten Signals ausmachen. Doch da radiochemische Detektoren nur ein integrales Ergebnis liefern und kein Energiespektrum, kann man nicht trennen, welcher Teil des gemessenen Signals aus welchem Zweig des Fusionszyklus stammt. Auch hier wurde ein Defizit gemessen:

Die Erwartung aus dem SSM lag hier bei 128 ± 9 SNU ([Bah01]) und der gemessene Wert von GNO+Gallex liegt bei $69,3 \pm 4,1(stat) \pm 3,6(sys)$ SNU ([Gal99, GNO02, GNO03]) und SAGE liefert $70,8 \pm 5,3(stat) \pm 3,7(sys)$ SNU ([Sag02]) (Abbildung 1.3).

Damit messen die Galliumexperimente ca. 55% der aus dem SSM erwarteten Rate.

- Cherenkov Detektor: Da die solaren Neutrinos Energien im MeV Bereich haben, erhalten die Elektronen aus der Neutrino-Elektron Streuung und aus dem erzwungenen Deuteriumzerfall relativistische Geschwindigkeiten. Wenn die Geschwindigkeit des Elektrons dadurch größer ist als die Lichtgeschwindigkeit in dem umgebenden Medium (welche um den Brechungsindex kleiner als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c ist) geben die Elektronen sog. Cherenkov-Strahlung in einem Kegel in Flugrichtung ab (vergleiche Abschnitt 3.2). Die emittierte Cherenkovstrahlung wird dann mit Photomultipliern nachgewiesen die um das Medium herum platziert werden. Die Lichtausbeute ist von der Größenordnung einige 100 Photonen pro Elektron im MeV Bereich.

Die Neutrino-Elektron Streuung ist über den NC-Prozess für alle drei Neutrino-Flavours möglich. Zusätzlich findet der CC-Prozess statt. Da dieser aber bei den Energien der solaren Neutrinos nur für Elektronenneutrinos möglich ist, hat man für den Elektronenneutrinonachweis in Cherenkovdetektoren einen sechsfach höheren Wirkungsquerschnitt als für die andern beiden Flavours. Radiochemische Detektoren sind hingegen ausschließlich auf Elektronenneutrinos empfindlich, da nur der CC-Prozess den inversen Kernzerfall auslöst.

Ein Vorteil ist, dass man mit Cherenkov-Detektoren eine Richtungsinformation gewinnt, da das Licht ja in Flugrichtung des Elektrons abgestrahlt wird. So kann man nachweisen, ob das nachgewiesene Neutrino von der Sonne kam oder von einer anderen Quelle.

Allerdings ist der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung an Elektronen noch geringer als der für die Wechselwirkung mit Nukleonen. Für die bisher gebauten Wasser-Cherenkov-Detektoren ist außerdem die Energieschwelle höher. Dies kommt daher, dass in den unteren Energiebereichen die natürliche Radioaktivität einen zu starken Untergrund darstellt um eine

¹1 SNU = Solar Neutrino Unit = 1 Reaktion pro 10^{36} Targetatome pro Sekunde

Messung möglich zu machen. Auch Elektronen aus manchen β^- -Strahlern sind energiereich genug, um Cherenkovlicht auszulösen und die Elektronen des Mediums können auch durch hochenergetische γ über den Comptonprozess beschleunigt werden. Da man aus dem Cherenkovlicht nicht unterscheiden kann, was ein Elektron beschleunigt hat, kann man nur in Bereichen messen, die oberhalb der Energie der meisten radioaktiven Zerfälle liegt. Außerdem muss die Energie der Elektronen oberhalb der Cherenkovschwelle liegen (Abschnitt 3.2).

Kamiokande/Super-Kamiokande Kamiokande, in der Kamioka-Mine in Japan, war ein Cherenkov-Detektor, der zum Zweck der Untersuchung des Protonzerfalls gebaut wurde. Als Medium dienten 3000 Tonnen Wasser. Dabei trugen atmosphärische Neutrinos zum Untergrund bei. Doch nach intensiver Reinigung des verwendeten Wassers und somit einer Untergrundreduktion, untersuchte man mit Hinblick auf das 'Neutrinorätsel' auch den Fluß der solaren Neutrinos. Super-Kamiokande ist der Nachfolger dieses Experiments mit einem größerem Volumen (50000 Tonnen Wasser) und verbesserter Reinheit ([SK02]). Die Energieschwelle lag bei Kamiokande bei 8 MeV. Bei Super-Kamiokande ist sie aufgrund der größeren Reinheit bei 5 MeV. Aufgrund dieser hohen Energieschwelle können diese Detektoren nur den 8B -Neutrinofluss der Sonne messen. Die hep-Neutrinos liegen zwar auch in diesem hohen Energiebereich, da sie aber nur $\sim 10^{-4}$ des solaren Neutrinoflusses ausmachen, liefern sie keinen signifikanten Beitrag zum gemessenen Signal.

Für Kamiokande war der gemessene Neutrinofluss $2,80 \pm 0,19(stat) \pm 0,33(sys) \cdot 10^6 cm^{-2} s^{-1}$. Das entspricht einem Verhältnis von $0,492^{+0,034}_{-0,033}(stat) \pm 0,058(sys)$ zwischen gemessenem und vom SSM vorhergesagten Neutrinofluss ([Kam96]). Super-Kamiokande lieferte ein Verhältnis von $0,451 \pm 0,05(stat)^{+0,016}_{-0,015}(sys)$ ([SK02]) (Abbildung 1.3)

Sonstige Cherenkov-Experimente: z.B. Baikal mit Wasser als Medium. Amanda/Ice-Cube mit Eis als Medium. SNO mit schwerem Wasser (siehe Abschnitt 1.5)

- Szintillationsdetektor: Auch Szintillationsdetektoren können den Neutrino-Elektron Streuprozess nachweisen. Die Energie der Elektronen wird durch Molekülstöße und Rekombination der Elektronen mit den Atomen des Szintillators teilweise in Licht umgewandelt. Die Lichtausbeute ist mit rund 10^4 Photonen pro MeV um zwei Größenordnungen über der Lichtausbeute der Cherenkovdetektoren. Dies führt zum einen zu einer besseren Energieauflösung und zum anderen zu einem verbesserten Signal/Untergrund Verhältnis. Daher haben Szintillationsdetektoren bei hinreichender Reinheit eine erheblich niedrigere Energieschwelle.

Wenn man die Neutrino-Elektron-Streuung als Nachweisreaktion nutzt, misst man mit Szintillationsdetektoren ein relatives Energiespektrum der Neutrinos. D.h. man mißt für monoenergetische Neutrinos ein compton-artiges Spektrum der Elektronenenergie und kann aus der Position der Kante die Energie der Neutrinos ausrechnen. Neutrinos, die über einen ausgedehnteren Energiebereich verteilt sind, führen zu einem entsprechend verbreitertem Rückstoßenergiespektrum. Natürlich ist auch hier die Radioaktivität ein unerwünschter Untergrund. Jedoch hat man mit der Analyse der Pulsform (also der Energiesignatur die ein geladenes Teilchen im Detektor erzeugt) ein Werkzeug, um zumindest α -Zerfälle als solche zu erkennen und zu diskriminieren.

Eine Information über die Richtung des Neutrinoeinfalls erhält man mit Szintillationsdetektoren im Gegensatz zu Cherenkovdetektoren nicht, da der Lichtblitz im Szintillator in keine spezifische Richtung, sondern isotrop in alle Richtungen ausgestrahlt wird.

Experiment: Borexino (Kapitel 2 und 3), KamLAND (Abschnitt 1.5)

Auch die Kernumwandlung durch Neutrinos lässt sich mit Szintillationsdetektoren nachweisen. Als Beispiel wäre hier das LENS-Projekt zu nennen ([LENS02]) das als Targetkern ^{115}In ver-

wendet, das durch den inversen EC-Prozess unter Aussendung eines Elektrons in ^{115}Sn umgewandelt wird. Der ^{115}Sn Kern befindet sich nach der Reaktion in einem angeregten Zustand, der mit einer Halbwertszeit von $4,76 \mu\text{s}$ über einen Zwischenzustand, der eine Halbwertszeit von 16ps hat, in den Grundzustand zerfällt. Diese drei schnell aufeinanderfolgenden Signale liefern eine charakteristische Signatur, die zu einer guten Untergrundunterdrückung führt. Die Energieschwelle ist hier durch die Differenz der Kernniveaus von ^{115}In und ^{115}Sn gegeben und beträgt 114keV . Damit liegt die Energieschwelle von LENS deutlich unter den bisher erreichten Energieschwellen und LENS würde somit vor allem pp-Neutrinos detektieren.

1.4 Das historische 'Neutrinorätsel'

Die erste Motivation für ein Sonnenneutrinoexperiment (Homestake) war die Überprüfung des Standardsonnenmodells (SSM), also ob die Energie in der Sonne tatsächlich durch die postulierten Fusionszyklen produziert wird. Diese Überprüfung führte zu einem überraschenden Ergebnis. Es wurden zwar Neutrinos nachgewiesen, jedoch nur etwa $1/3$ der erwarteten Rate ([Cle98]). Dafür gab es verschiedene Erklärungsansätze. Die naheliegendsten waren, dass entweder das SSM oder das Experiment noch Fehler hatten.

Helioseismologische Messungen ergaben eine sehr gute Bestätigung des SSM ([Bah01]). Dies schloss einige der Erklärungsansätze aus, doch ließ sich daraus keine Aussage über den ^8B -Fluss treffen. Eine mögliche Erklärung blieb, dass eventuell die nuklearen Wirkungsquerschnitte anders waren als vom Standardmodell vorhergesagt. Zur weiteren Untersuchung dieses Phänomens wurden daher andere Sonnenneutrinoexperimente gebaut. Diese hatten andere Energieschwellen und z.T. andere Nachweismethoden. Auch diese Experimente wiesen Neutrinos nach - jedoch ebenfalls zu wenig. Nur war das Defizit bei diesen Experimenten geringer (siehe Abbildung 1.3).

Damit stand man vor einem mehrfachen Rätsel: Systematische Fehler der Experimente als Ursache für das Defizit konnten mit recht großer Sicherheit ausgeschlossen werden, da die verschiedenen Experimente, mit unterschiedlichen Messverfahren, unabhängig von einander ein Defizit maßen. Also war der erste Teil des Rätsels, dass die experimentellen Daten nicht mit dem SSM übereinstimmten. Der zweite Teil des Rätsels war, dass die Experimente unter Annahme einer konstanten Reduktion des Neutrinoflusses nicht übereinstimmten. Das Defizit schien von der Energieschwelle abhängig zu sein.

Neutrinooszillationen als Erklärungsansatz Dies führte zu einer weiteren möglichen Erklärung. Das 'Verschwinden' der Elektronneutrinos aus der Sonne ließe sich auch durch eine Umwandlung der Elektronneutrinos in einen anderen Flavoureigenzustand erklären. Die Radiochemischen Detektoren 'sehen' nur Elektronneutrinos, und die Cherenkovdetektoren haben für ν_μ und ν_τ einen 6-fach geringeren Wirkungsquerschnitt als für ν_e . Daher würde eine Umwandlung wie ein Verschwinden erscheinen.

Solch eine Umwandlung ist möglich, wenn die Flavoureigenzustände der Neutrinos nicht gleich der Masseeigenzustände sind, sondern Mischungen davon (analog zu den Zustandsmischungen bei den Quarks). Wenn diese Masseeigenzustände nun unterschiedliche Massen haben, werden sie beim bewegten Neutrino auseinanderlaufen was dazu führt, dass die Flavoureigenzustände oszillieren. Das heißt, dass sie sich zeitabhängig und reversibel ineinander umwandeln. Natürlich setzt das voraus, dass mindestens einer der Masseeigenzustände ungleich 0 ist.

Im Fall der Sonne haben wir eine Quelle für Elektronneutrinos. Nun gibt es eine von der Entfernung, der Massedifferenz und der Energie abhängige Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutrino bei

Total Rates: Standard Model vs. Experiment Bahcall-Pinsonneault 2000

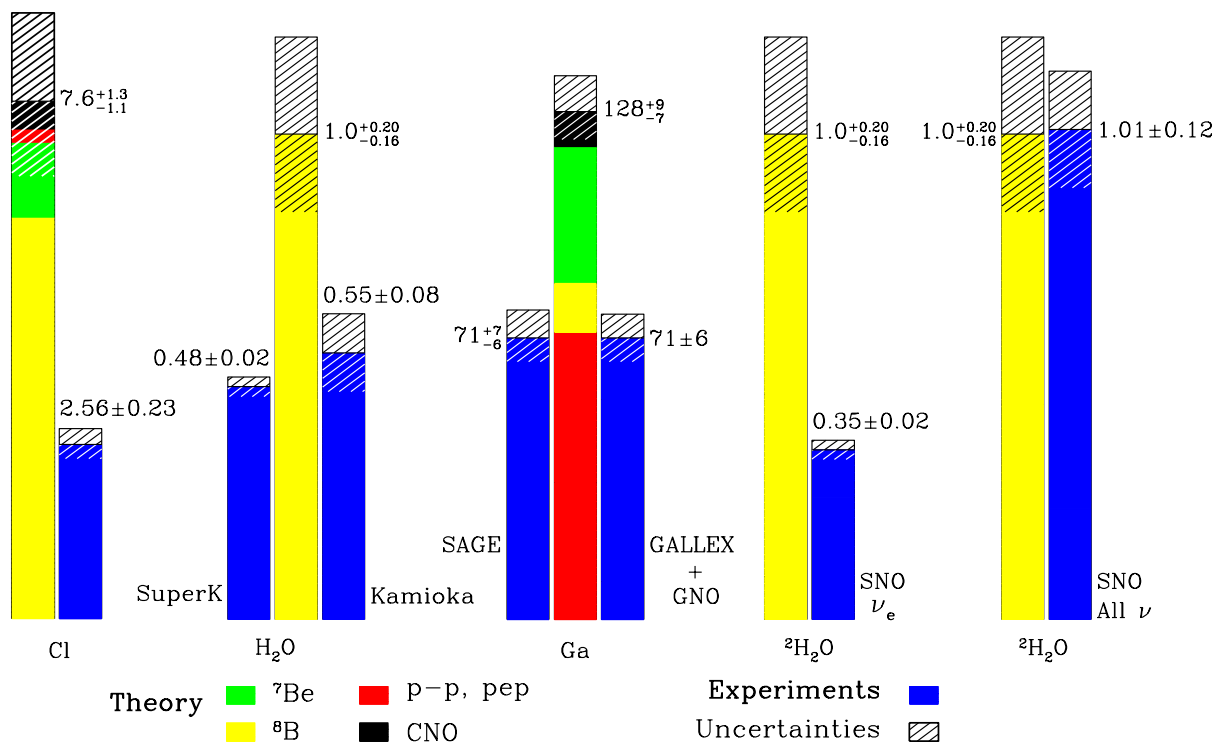


Abbildung 1.3: Die linken drei Säulengruppen zeigen einen Vergleich der Resultate der ersten fünf Sonnenneutrinoexperimente mit den Erwartungswerten aus dem SSM ([Bah01]). Rechts sind die Ergebnisse von SNO für Elektronneutrinos und alle Neutrinoarten zu sehen. Die Beiträge der verschiedenen Neutrinoquellen aus dem pp-Zyklus (pp, pep, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$) und aus dem CNO Zyklus zum vorhergesagten Wert sind farbig markiert.

seinem Nachweis beispielsweise als ein Myonneutrino erscheint. Diese Überlagerung der Masse-eigenzustände kann man analog zu den Quarkzustandsmischungen durch eine Mischungswinkelmatrix (analog zur Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix) beschreiben. Die in dieser Matrix auftretenden Mischungswinkel beeinflussen ebenfalls die Oszillationswahrscheinlichkeit. Für den vereinfachten, zweidimensionalen Fall (nur Oszillation zwischen e- und μ -Neutrinos) sieht die Matrix so aus:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\Theta & \sin\Theta \\ -\sin\Theta & \cos\Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Daraus lässt sich die Wahrscheinlichkeit ausrechnen, ein Elektronneutrino nach der Laufstrecke R (in Metern) als Myonneutrino nachzuweisen:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} \sin^2 2\Theta \cdot \left(1 - \cos\left(2,35 \frac{\Delta m^2 \cdot R}{E_\nu}\right)\right) \quad (1.5)$$

(mit der Energie des Elektronneutrinos, E_ν , in MeV und der quadratischen Massedifferenz Δm^2 in eV^2 . Die Größe $E/\Delta m^2$ wird als Oszillationslänge L bezeichnet. Dieses Modell wird als Vakuumoszillation (kurz: VO) bezeichnet [Pon57].

Man kann sich auch ganz anschaulich aus der Unschärferelation klarmachen, warum solche Oszillationen nur möglich sind, wenn Neutrinos eine endliche Ruhemasse haben. Z.B. beim Elektron kann sich die Impulsunschärfe nur in einer Unschärfe von v äußern, da die Masse eindeutig ist. Bei Neutrinos (dank Überlagerung der drei Arten aus der Elektroschwachen Theorie) kann auch eine Änderung der Ruhemasse (d.h. der Art) zu der Unschärfe beitragen. Aus $\Delta x \Delta p \propto \hbar$ ergibt sich $\Delta x \propto \hbar/\Delta p$. Aus der relativistischen Energie-Impuls Beziehung $p^2 c^2 = E^2 - m^2 c^4$ ergibt sich nach den Fehlerfortpflanzungsregeln $\Delta(p^2 c^2) = \Delta E^2 + c^4 \cdot \Delta m^2$. Nimmt man an, dass die Energie scharf bestimmt ist, so ist die Unschärfe des Impulses nur von der Unschärfe der Masse abhängig. Aus $p = \frac{1}{c} \sqrt{E^2 - m^2 c^4}$ leitet sich nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungssatz unter Vernachlässigung der Energieunschärfe ab:

$$\Delta p = \frac{c^4 \cdot \Delta m^2}{2c\sqrt{E^2 - m^2 c^4}} = \frac{c^2}{2p} \cdot \Delta m^2 \quad (1.6)$$

Damit erhält man $\Delta x \propto \hbar/\Delta p \propto 1/\Delta m^2$. Also ist die Strecke, über die eine Änderung der Masse um Δm , also eine Umwandlung in eine andere Neutrinoart, möglich ist umgekehrt proportional zur quadratischen Massedifferenz. Anders ausgedrückt: Wenn die Neutrinos keine Masse hätten, wäre auch der Masseunterschied 0 und somit wäre eine Umwandlung des Flavours nicht möglich (bzw. für $\Delta m \rightarrow 0$ geht $\Delta x \rightarrow \infty$).

Der MSW-Effekt Bei dem Durchgang durch Materie kann ein zusätzlicher Effekt auftreten. Durch kohärente Vorwärtsstreuung an Elektronen kann es zu einer resonanten Verstärkung der Oszillationswahrscheinlichkeit kommen ([Wol78, Mik85]). Dieser Effekt ist abhängig von der Elektronendichte. Er führt dazu, dass die Oszillationslänge L durch eine materiomodifizierte Oszillationslänge L_m ersetzt und auch der Mischungswinkel modifiziert wird (Θ_m). Diesen Effekt bezeichnet man als Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt, kurz: MSW-Effekt.

In der Sonnenneutrino-physik kann dieser Effekt durchaus eine Rolle spielen, zumal die Neutrinos nach ihrer Entstehung im Kern der Sonne $7 \cdot 10^5 \text{ km}$ Materie durchqueren, bevor sie die Sonnenoberfläche erreichen. Aus den bisherigen Messungen hatten sich verschiedene mögliche Parameterbereiche herauskristallisiert, die sich durch die Größe des Wertes Θ und der quadratischen Massedifferenz unterscheiden. Im Einzelnen waren das die Small-Mixing-Angle-Solution (SMA) bei $\Delta m^2 \sim 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\sin^2(2\Theta) \sim 10^{-2}$, die Large-Mixing-Angle-Solution (LMA)

bei $\Delta m^2 \sim 10^{-5} eV^2$ bis $10^{-4} eV^2$ und $\sin^2(2\Theta) \sim 1$ und die LOW-Lösung mit $\Delta m^2 \sim 10^{-7} eV^2$ und $\sin^2(2\Theta) \sim 1$.

Auch reine Vakuumoszillationen waren lange Zeit noch mit den Daten verträglich. Nach den neuesten Ergebnissen von SNO ([SNO02]) und KamLAND ([Kam03]) ist jedoch nur noch der LMA-Bereich als wahrscheinliche Lösung des Sonnenneutrinorätsels übriggeblieben (siehe Abschnitt 1.5).

Da die Neutrinooszillation auch abhängig von der Energie ist und die verschiedenen Experimente unterschiedliche Energieschwellen haben, erklärt die Oszillationstheorie nicht nur das Defizit der Neutrinos, sondern auch die Tatsache, dass das Defizit bei den verschiedenen Experimenten unterschiedlich groß ausfiel. Die Untersuchung der atmosphärischen Neutrinos durch (Super-)KamLAND lieferte weitere Hinweise auf die Richtigkeit der Oszillationstheorie (Atmosphärische Neutrinos entstehen durch die Wechselwirkung kosmischer Strahlen mit den Atomen der oberen Atmosphärenschichten).

Daher kann das Sonnenneutrinorätsel als gelöst betrachtet werden. Auch dass die Oszillationen durch KamLAND mit Hilfe von Reaktor-Antineutrinos, also von Sonnenneutrinos unabhängig, ebenfalls nachgewiesen wurden stützt die Oszillationstheorie. Damit kann man es als gesichert betrachten dass die Neutrinos eine nichtverschwindende Ruhemasse haben, durch eine quantenphysikalische Zustandsmischung richtig beschrieben werden und daher oszillieren.

Allgemein gibt es zwei Arten von Experimenten, um diese Oszillationen zu untersuchen. Die eine Art sind sogenannte "Disappearance-Experimente", die ein Verschwinden eines Teils eines erwarteten Neutrinoflusses nachweisen. Zu diesem Typ gehörten z.B. die ersten drei Sonnenneutrinoexperimente (Homestake, KamLAND und Gallex). Eine andere Art von Experiment wären "Appearance-Experimente", die einen Neutrinofluss eines Flavours nachweisen, der ohne Oszillationen nicht auftreten sollte. So z.B. das geplante Opera-Experiment, bei dem vom CERN aus ein Myon-Neutrinostrahl auf das Gran-Sasso-Labor gerichtet wird. Der Opera-Detektor ist empfindlich auf Tau-Neutrinos (eigentlich Tau-Produktion durch Tau-Neutrinos) und soll so die Oszillationsparameter für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ bestimmen [Opera97].

1.5 Die Ergebnisse von SNO und KamLAND

SNO Das Sudbury Neutrino Observatory (SNO) ist ein Cherenkov Detektor, der mit schwerem Wasser gefüllt ist. So kann er außer der Neutrino-Elektron Streuung auch den erzwungenen Deuteriumzerfall als Nachweisreaktion nutzen (vergleiche Abschnitt 1.3).

Dabei ist der Wirkungsquerschnitt der NC Reaktion ($\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$) für alle drei Neutrino flavours gleich groß. Das freiwerdende Neutron dient dem Nachweis der NC-Reaktion. Es wird im schweren Wasser moderiert und kann mit einem Atomkern rekombinieren. Dabei sendet der Kern charakteristische γ -Strahlung aus die nachgewiesen wird. Beimengungen von Fremdatomen mit hohem Einfangquerschnitt für Neutronen erhöhen die Rekombinationsrate und damit das gemessene Signal. Als nächste Stufe ist geplant, 3He -Zählrohre im Detektor zu platzieren um die Trennung des NC-Signals vom CC-Signal und vom Untergrund zu verbessern.

Die CC Reaktion ($\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$) ist bei den Energien der solaren Neutrinos nur für Elektronneutrinos möglich. Sie wird über das Elektron nachgewiesen, das Cherenkov-Licht erzeugt.

Durch diese beiden komplementären Prozesse kann der Detektor zwischen Elektronneutrinofluss und Gesamtneutrinofluss unterscheiden. Über den NC-Deuteriumzerfall wurde der Gesamtfluss der solaren Neutrinos zu $(5,09^{+0,44}_{-0,42}(stat) \ ^{+0,46}_{-0,43}(sys)) \cdot 10^6 cm^{-2} s^{-1}$ bestimmt.

Der Fluss der Elektronen-Neutrinos, über den CC-Deuteriumzerfall gemessen, beträgt $(1,76 \pm 0,05(\text{stat}) \pm 0,09(\text{sys})) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Als dritte Nachweisreaktion geht die Neutrino-Elektron-Streuung in die Berechnung der Flüsse ein, die für alle drei Flavours möglich ist, jedoch einen sechsfach höheren WQ für Elektronen-Neutrinos hat. Sie wird ebenfalls über ihr Cherenkovlicht nachgewiesen.

Der vom SSM vorhergesagte Fluss ist $(5,05^{+1,0}_{-0,8}) \cdot 10^6 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, was im Rahmen der Fehler mit dem gemessenen Gesamtfluss übereinstimmt. Daher sind die SNO-Daten sowohl eine Bestätigung des SSM als auch der Oszillationstheorie, da ja offenbar die 'fehlenden' Elektronen-Neutrinos als andere Neutrino-Flavours ankommen ([SNO02]). Eine grafische Darstellung der Ergebnisse ist in Abbildung 1.3 zu sehen. Die vierte Säule von links zeigt den Neutrino-Fluss über die CC-Reaktion gemessen. Die rechte Säule zeigt die Ergebnisse der NC-Messung.

KamLAND Nach Abschluss der Messungen mit Kamiokande (und dem Bau des neuen, größeren Super-Kamiokande Cherenkov-Detektors) wurde an der Stelle des alten Kamiokande-Detektors ein neuer Detektor auf Flüssigszintillatorbasis gebaut: KamLAND (Kamioka Liquid scintillator Anti Neutrino Detector). Die Aufgabe dieses Detektors ist der Nachweis von Reaktor-Antineutrinos von den umliegenden Atomkraftwerken und die Messung eines eventuellen Defizits. Auch dieses Experiment lieferte ein Defizit und eine weitere Eingrenzung der Oszillationsparameter ([Kam03]). Zusammen mit den Daten der anderen Experimente (Global Fit²) bleibt nur noch ein kleiner Bereich in der LMA-Region übrig (Abbildung 1.4).

Da dieses Experiment nicht mit Sonnen-Neutrinos arbeitet, ist es auch unabhängig von eventuellen Fehlern im Verständnis der Quelle (also speziell Fehlern im SSM). Die hier als Quelle dienenden Spaltungsreaktoren der umliegenden Atomkraftwerke sind gut verstanden und ihr Energieausstoß - und damit der Neutrino-Fluss - ist bekannt. Das Defizit in diesem Fluss kann somit als Beweis für die Richtigkeit der Oszillationstheorie gewertet werden.

Die aktuellen Werte zum Zeitpunkt dieser Diplomarbeit sind: $\Delta m^2 = (7,1^{+1,0}_{-0,3}) \cdot 10^{-5} \text{eV}^2$ und $\Theta = (32^{+1,7}_{-1,6})^\circ$ und die Sicherheit, dass Neutrinos tatsächlich eine Ruhemasse haben und oszillieren beträgt mehr als 7σ ([SNO03]).

²'Global Fit': Parameterberechnung für das SSM+Oszillation aus allen bisher verfügbaren experimentellen Daten

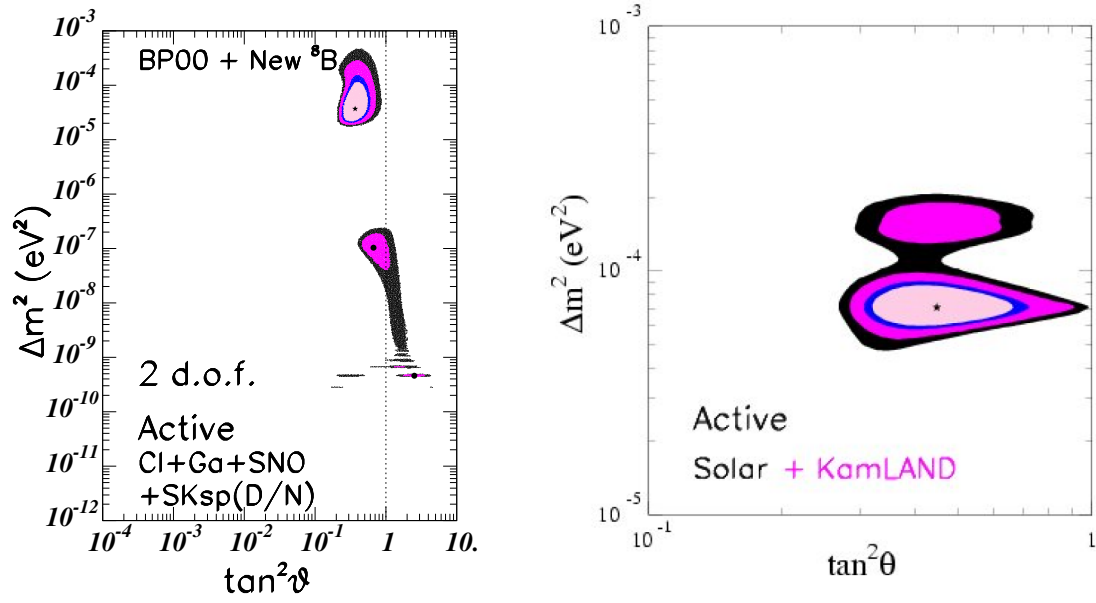


Abbildung 1.4: Der übriggebliebene Bereich der Neutrinooszillationsparameter. Links nur durch den Global Fit aller solaren Neutrinodaten, rechts nach Einbeziehung der KamLAND Daten ([Kam03]).

Kapitel 2

Physikalische Zielsetzungen von Borexino

2.1 Allgemeine Ziele von Borexino

${}^7\text{Be}$ -Neutrinos Das Hauptziel von Borexino ist die Messung des solaren Neutrinoflusses bei mittleren Energien, insbesondere des Flusses der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos, in Echtzeit. Die Hauptmotivation war zunächst die genauere Bestimmung der Oszillationsparameter durch die Messung des Neutrinodefizits in Abhängigkeit von der Energie. Sowohl Homestake als auch Gallex konnten nur einen integralen Fluss über ihren gesamten Sensitivitätsbereich messen und Kamiokande hatte eine so hohe Energieschwelle (8 MeV bei Kamiokande, 5 MeV bei Super-Kamiokande), dass nur die hochenergetischen ${}^8\text{B}$ -Neutrinos der Messung zugänglich waren. Außerdem wird Borexino gegenüber den Cherenkov-Detektoren eine besser Energieauflösung haben (Kapitel 3.1).

Des weiteren ist die Energieschwelle von Borexino bei genügender Reinheit (siehe z.B. [Bor02b]) bei $E_{min} = 250 \text{ keV}$. Die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos haben eine Energie von $E_\nu = 862 \text{ keV}$. Die Energie der Neutrinos wird durch Stoßprozesse auf die Elektronen im Szintillator übertragen. Die Größe des Energieübertrags ist abhängig vom Streuwinkel. Daraus resultiert ein comptonartiges Rückstoßspektrum, d.h. die kinetische Energie der Elektronen ist über ein Plateau verteilt mit einem stufenartigen Abfall bei der maximalen Energie. Bei den ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos liegt diese Kante im Energiespektrum bei 610 keV. Daher wurde für die Datenauswertung ein Energiefenster von 250-800 keV gewählt. Unterhalb dieses Bereichs dominiert der radioaktive Untergrund durch ${}^{14}\text{C}$.

Der verwendete Szintillator ist eine Kohlenwasserstoffverbindung. Zwar ist er aus Mineralöl hergestellt, welches ja naturgemäß schon mehrere Jahrmillionen unterirdisch lagert. D.h. der kosmogene Anteil an ${}^{14}\text{C}$ ist verschwindend gering, da die Halbwertszeit von ${}^{14}\text{C}$ ja nur 5730 Jahre beträgt. Dennoch enthält das Mineralöl einen je nach Lagerstätte variierenden radiogenen Anteil von ${}^{14}\text{C}$. Dieser entsteht durch den Einfang von Neutronen an Stickstoff ($n + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{14}\text{C} + p$). Die Neutronen stammen aus dem Zerfall von U und Th in dem Gestein das die Lagerstätte umgibt. Da sich ${}^{14}\text{C}$ chemisch nicht von ${}^{12}\text{C}$ trennen lässt, kann man einen gewissen Anteil von ${}^{14}\text{C}$ im Kohlenstoff des Szintillators nicht ausschließen.

Nach der Veröffentlichung der KamLAND Ergebnisse ([Kam03]) tritt die genaue Bestimmung der Oszillationsparameter etwas in den Hintergrund. Doch bleiben genug Fragen, die einen Neutrino-Szintillationsdetektor für niedrige Energiebereiche notwendig machen. Einige neue Aufgaben werden sogar dadurch, dass die Oszillationsparameter nun mit einiger Genauigkeit bekannt sind, überhaupt erst möglich. Unter anderem kann man nun wieder das ursprüngliche Ziel der Sonnenneutrino-physik aufzugreifen und mit Hilfe der Neutrinos das Standardsonnenmodell überprüfen. Es bleiben noch einige theoretisch unsicheren Beiträge zur Luminosität der

Sonne experimentell zu bestimmen. So ist zum Beispiel der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinofluss aus dem SSM nur mit einer Unsicherheit von 10% vorhergesagt ([Bah01]) und für den Beitrag des CNO-Zyklus, der nach der Theorie 1,5% der Energieproduktion der Sonne ausmacht ([Bah01]), existiert experimentell bisher aus den 'Global Fit' Rechnungen nur eine Obergrenze von 7,5%. Jedoch sind die Daten auch immer noch mit einem verschwindenden CNO-Neutrinofluss verträglich ([Bah02]).

Die beste Überprüfung des SSM wäre natürlich eine Messung des pp-Flusses selbst. Dieser ist jedoch so niederenergetisch, dass er sich bisher der direkten Messung in Echtzeit entzieht. Jedoch besteht eine direkte Beziehung zwischen dem pp und dem pep-Prozess, die mit einem Fehler von 1% ([Bah01]) bekannt ist. Das heißt, dass man aus einer Messung des pep-Flusses auch den pp-Fluss bestimmen kann.

Wie in der Einleitung bereits erwähnt ist Borexino eventuell dazu in der Lage, pep- und CNO Neutrinos nachzuweisen und damit diese Überprüfung des SSM vorzunehmen. Da dies einen wesentlichen Teil meiner Diplomarbeit darstellt, gehe ich darauf und auf die Schwierigkeiten dies zu verwirklichen in den Abschnitten 2.2 und 2.3 näher ein.

Supernovaneutrinos 99% der freiwerdenden Energie bei einer Supernova werden in Form von Neutrinos und Antineutrinos emittiert, die durch Paarbildung in thermischen Reaktionen entstehen. In geringerer Zahl entstehen Elektronneutrinos bei dem Kollaps des Kerns zu einem Neutronenstern (Umwandlung von p in n durch Rekombination mit den freien Elektronen des Sterns) und in noch geringerem Maße Elektron-Antineutrinos bei den Fusionsprozessen in der Schockwelle der Supernova. Eine solche Supernova, genauer die Supernova SN1987A in der großen Magellanschen Wolke, wurde 1987 von Kamiokande im 'Neutrinolicht' beobachtet (ebenso von einem weiteren Neutrino-Experimenten, IMB). Eine genauere Messung eines solchen Ereignisses, insbesondere die Messung des Energiespektrums dieser Neutrinos, wäre sehr aufschlussreich über die Prozesse die bei einer Supernova ablaufen und über die bisher nur wenig empirische Daten existieren. Das Beobachtungspotential von Borexino für Supernovaneutrinos ist in [Cad02] dargestellt.

Theoretisch lässt sich aus dem Laufzeitunterschied zwischen energiereichen und energieärmeren Neutrinos die absolute Neutrinomasse bestimmen. Das wäre ein weiterer Schritt in der Neutrinophysik, da die Oszillationsexperimente ja nur dazu in der Lage sind die quadratische Massendifferenz zu messen, nicht aber die absolute Neutrinomasse. Jedoch haben hier terrestrische Experimente (insbesondere die der nächsten Generation, wie z.B. KATRIN [Kat01]) die deutlich bessere Sensitivität.

Geoneutrinos Eine wesentliche Quelle der Eigenwärme unseres Planeten ist nach den gängigen geophysikalischen Modellen neben dem Gravitationsdruck die natürliche Radioaktivität der Erde. Die Zerfälle aus den Uran- und Thoriumketten sind dabei dominant und sind für etwa 90% dieser radioaktiv generierten Energie verantwortlich. Macht man Annahmen über Konzentration an U und Th im Erdinneren, kann man die Energieproduktion der Erde berechnen. Im Laufe der Erdentwicklung sind durch geochemische Prozesse Unterschiede in der Konzentration an schweren Elementen in Erdkruste und Mantel aufgetreten. Da diese geonukleare Energie in den Theorien der Dynamik der Erde eine wichtige Rolle spielt, wäre die Überprüfung der gesamten U- und Th-Verteilung in der Erde von einiger Bedeutung für die Geophysik. Eine Möglichkeit dazu wäre die Messung des Flusses der in diesen Zerfällen entstehenden Antineutrinos an verschiedenen Orten. Die Energien im Bereich zwischen 0 und 3,3 MeV liegen. Zum Nachweis und der Identifizierung dieser Antineutrinos eignen sich besonders protonenreiche Flüssigszintillatoren wie Borexino und KamLAND, von denen Borexino vom Konzept her die deutlich größere Reinheit und damit bessere Sensitivität aufweist. Die Nachweisreaktion ist $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, bei

der die kinetische Energie des Positrons und die charakteristische 511 keV Annihilationsstrahlung des Positrons korreliert mit dem darauf folgenden Neutroneneinfang nachgewiesen werden ([Rag98]).

Magnetisches Moment der Neutrinos Die Messung von (Anti-)Neutrinos aus künstlichen Quellen ($^{51}\text{Cr}, ^{90}\text{Sr} \dots$) bietet zum Einen eine Überprüfung der Kalibration. Zum Anderen ließe sich, nachdem eine unabhängige Kalibrierung des Detektors erfolgt ist, mit solchen künstlichen Quellen auch untersuchen, ob Neutrinos ein magnetisches Moment besitzen. Falls dies der Fall sein sollte, könnten sie in einem äußeren magnetischen Feld durch den sog. Spin-Flip-Mechanismus, bei dem der Spin des Teilchens umklappt unter Beibehaltung der Bewegungsrichtung, ihre Helizität ändern. Falls es sich bei Neutrinos nicht um Majorana-Partikel handelt (siehe unten, $\beta\beta$ -Zerfall), hätte man nach diesem Prozess rechtshändige Neutrinos bzw. linkshändige Antineutrinos. Diese würden naturgemäß nicht mehr an der Schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Solche Neutrinos nennt man 'steril' (dieser Prozess wurde in der Vergangenheit auch als mögliche Ursache des solaren Neutrino-defizits vorgeschlagen).

Ein magnetisches Moment des Neutrinos würde auch eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes für die Elektronstreuung bedeuten, da diese nun nicht mehr nur über die Schwache WW ablaufen würde, sondern auch einen elektromagnetischen Beitrag enthält. Dies würde bei Messung mit einer künstlichen Neutrinoquelle als eine Erhöhung der Ereignisrate gegenüber der Erwartung auftreten. Die Empfindlichkeit von Borexino reicht aus, um ein magnetisches Moment von minimal $\mu_\nu \geq 2 \cdot 10^{-11} \mu_B$ nachzuweisen. Wird keine Erhöhung der Ereignisrate gemessen, wäre dies die derzeit beste direkte experimentelle Obergrenze für das magnetische Moment des Neutrinos ([Ian99]).

Long-Baseline Experimente Die sog. Long-Baseline-Experimente sind Experimente mit irdischen Neutrinoquellen (z.B. Reaktoren oder Beschleuniger), bei denen zwischen Quelle und Detektor eine relativ große Entfernung besteht (Größenordnung einige 100km). Sie haben den Vorteil, dass der Neutrinofluss gut bekannt ist, da die Leistung des Reaktors bzw. die Luminosität eines Beschleunigers direkt messbare und ggf. sogar einstellbare Größen sind. Des Weiteren bietet sich eine einfache Untergrunddiskrimination an, da die Quelle abgeschaltet werden kann, um ein reines Untergrundsignal zu messen. KamLAND war sehr erfolgreich bei der Eingrenzung der Oszillationsparameter mit Hilfe von Reaktor-Antineutrinos ([Kam03]).

Auch Borexino wird in der Lage sein, Reaktor-Antineutrinos durch inversen β -Zerfall nachzuweisen. Für diese Messung wäre die Energieschelle bei 1,8 MeV. Da in Italien keine kommerziellen Atomkraftwerke existieren, wäre die Distanz für solche Experimente (Entfernung zu den nächsten Atomkraftwerken) ca. 800km. Damit ließen sich die Oszillationsparameter im Bereich $\Delta m^2 > 10^{-6} \text{eV}$ und $\sin^2 2\Theta > 0,3$ überprüfen und weiter eingrenzen ([Sch99]).

$\beta\beta$ -Zerfall Die Tatsache, dass Neutrinos nur linkshändig beobachtet werden und Antineutrinos nur rechtshändig, wurde im Standardmodell zunächst als Hinweis gedeutet, dass sie tatsächlich masselos sind. Denn ein Teilchen, das eine Ruhemasse hat bewegt sich langsamer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Damit gibt es immer ein Bezugssystem, das sich schneller bewegt als das Teilchen selbst und in dem die Helizität des Teilchens somit umgekehrt erscheint. Also müssten Neutrinos eine kleine Beimischung der umgekehrten Helizität haben. Dass dies nicht beobachtet wird, wurde auf verschiedene Weise interpretiert. Unter anderem wurde postuliert, dass die rechtshändigen Neutrinos bzw. linkshändigen Antineutrinos zwar existieren, aber nicht beobachtet werden können, da sie nicht mehr an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Man spricht dann von 'sterilen' Neutrinos.

Eine andere Theorie postuliert, dass die Neutrinos Majorana-Partikel sind, dass es also keinen intrinsischen Unterschied zwischen Teilchen und Antiteilchen gibt. Das einzige, was diese voneinander unterscheidet, wäre dann die Helizität. D.h. dass ein Neutrino als Antineutrino erscheint wenn es über seine rechtshändige Komponente beobachtet wird.

Eine Möglichkeit zu überprüfen, ob dies stattfindet, bietet der neutrinolose Doppel- β -Zerfall. Dieser kann auftreten, wenn das Neutrino tatsächlich ein Majoranateilchen ist und außerdem Masse hat. Dann könnte es nämlich an einem Vertex als linkshändiges Neutrino emittiert werden. Wenn es Masse hat, bewegt es sich langsamer als die Lichtgeschwindigkeit und somit gibt es eine rechtshändige Beimischung. Durch diese könnte es an einem zweiten Vertex als Antineutrino absorbiert werden und einen inversen β -Zerfall auslösen. Da in diesem Fall keine Neutrinos entkommen, wird die gesamte Energie im Detektor deponiert und führt zu einer charakteristischen, scharfen Linie am Endpunkt des Energiespektrums ([Sch97, Kla00]).

Wenn man dem Szintillator in Borexino einen Doppelbetastrahler (^{136}Xe , ^{116}Cd , ^{100}Mo) beimischt, ließe sich damit ein großvolumiges $\beta\beta$ -Experiment zur Bestimmung der effektiven Neutrinomasse durchführen ([Bel01, Cac00]).

2.2 Über die pep- und CNO-Neutrinos

Die Startreaktion des Proton-Proton Fusionszyklus, der die Hauptenergiequelle der Sonne darstellt, läuft zu 99,75% über direkte pp Fusion ab, bei der zwei Protonen unter Aussendung eines Positrons zu einem Deuteriumkern verschmelzen.



Die Neutrinoenergie ist dabei über einen Bereich mit $E_\nu \leq 0,42 \text{ MeV}$ verteilt.

Jedoch ist auch ein Elektroneneinfang Prozess möglich, der sogenannte pep-Prozess, bei dem an die Stelle der Positronemission das Einfangen eines Elektrons durch eines der Protonen steht.



Dabei liegt die Neutrinoenergie auf einer scharfen Linie bei $E_\nu = 1,44 \text{ MeV}$.

Dieser Prozess trägt zu 0,25% zu der Startreaktion bei. Dieser geringe Anteil des pep-Prozesses ergibt sich aus der Tatsache, dass er als 3-Körper-Prozess stark unterdrückt ist. Die Unsicherheit des Verhältnisses pp/pep ist ca. 1% ([Bah01]). D.h. wenn es gelingt, den pep-Neutrinofluss zu messen, kann man daraus mit einer 1%-igen Unsicherheit auf den pp-Fluss schließen.

Diese Beziehung zwischen pep- und pp-Fluss bietet eine große Chance, da der pp-Fluss sich bisher aufgrund der geringen Neutrinoenergie der Messung in Echtzeit entzieht. Nur Gallex/GNO und Sage waren bisher in der Lage, überhaupt pp-Neutrinos nachzuweisen. Doch wie schon erwähnt messen diese Experimente nur einen integralen Fluss über alle Energiebereiche. Der pep-Fluss hingegen mit seiner monoenergetischen Linie bei deutlich höheren Energien sollte leichter nachzuweisen sein. Im Fall von Borexino würde diese monoenergetische Linie über ihr Comptonartiges Rückstoßspektrum auftauchen mit einer Maximalenergie (Comptonkante) bei 1,22 MeV, da die im Detektor deponierte Energie vom Stoßparameter zwischen Neutrino und Elektron abhängt.

Eine erfolgreiche Bestimmung des pep-Flusses und damit auch des pp-Prozesses würde eine direkte Überprüfung des wichtigsten Fusionsprozesses des SSM bedeuten.

Im selben Energiebereich liegen auch die CNO-Neutrinos. Der CNO-Zyklus ist ein alternativer Prozess zur pp-Kette, der ebenfalls die Fusion von Wasserstoff zu Helium bewirkt, jedoch unter

der katalytischen Mitwirkung von Kohlenstoffkernen. Abbildung 2.1 zeigt ein Schema des dominierenden Teils dieses Zyklus. Die verbleibenden 0,1% dieser Reaktion laufen über Fluor als Zwischenstadium ab.

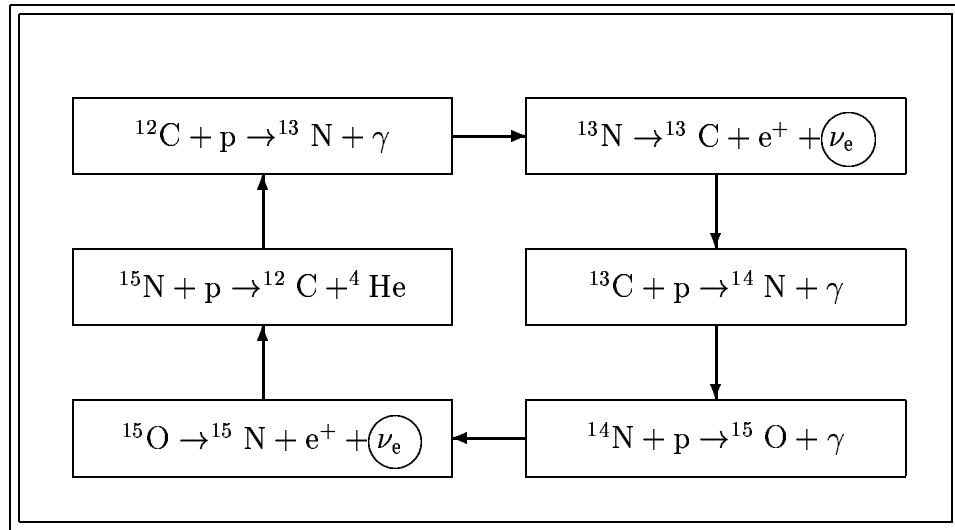


Abbildung 2.1: Der CNO-Fusionszyklus ([Bet39], [Bah89], [Sch97]).

Die Energie der CNO-Neutrinos ist über ein kontinuierliches β -Zerfallsspektrum mit einer Maximalenergie bei $Q_\nu=1,2$ MeV für die N-Neutrinos und $Q_\nu=1,7$ MeV für die O-Neutrinos verteilt ([Bah89]). Gefaltet mit dem Rückstoßprozess im Szintillator ergibt das ein deutlich flacheres Energiespektrum als für die monoenergetische pep-Linie. Da die verschiedenen Beiträge zum Energiespektrum also eine unterschiedliche Form aufweisen, wird es mit genügender Statistik möglich sein, mit einer Analyse des Spektrums die Beiträge der beiden Prozesse im Energiefenster von 0,8-1,4 MeV voneinander zu trennen und so beide Flüsse separat zu bestimmen.

Abbildung 2.2 zeigt das erwartete, mittels des Simulationsprogramms 'Geneb' berechnete Energiespektrum, das von den pep-Neutrinos über den Elektronstoß im Szintillator deponiert wird, mit der Statistik von einem Jahr Messzeit. Außerdem ist auch die erwartete Energiesignatur der CNO-Neutrinos eingezeichnet. Diese unterteilen sich wieder in die Neutrinos aus dem N-Zerfall und die aus dem O-Zerfall (vergleiche Abbildung 2.1). Die Energie ist entlang der x-Achse in Photoelektronen dargestellt. Die Umrechnung ist rund 390 Photoelektronen/MeV. Damit erstreckt sich der Plot von 770 keV bis 2 MeV. Die erwartete Kante des Rückstoßspektrums der pep-Neutrinos bei 1,22 MeV liegt umgerechnet bei 475,8 Photoelektronen.

Die Einheit der y-Achse ist Ereignisse / Jahr / 10-Photoelektronen-Bin. Das ergibt umgerechnet Ereignisse / Jahr / 25,64 keV

Man sieht, dass die O- und N-Neutrinos (blau und rot) jeweils eine kontinuierliche Steigung aufweisen. Das Rückstoßspektrum der pep-Neutrinos hingegen (pink) hat unterhalb von 1,1 MeV ein Plateau. Die schwarze Linie ist der Gesamtfluss, der sich aus diesen drei Beiträgen zusammensetzt.

Zur Analyse des Spektrums fittet man es mit drei Funktionen für die pep-, O- und N-Neutrinos. Die letzten beiden werden dabei als korreliert angenommen, da sie aus dem selben Zyklus stammen. Ob ein solcher Fit durchführbar ist hängt davon ab, ob man den Untergrund in diesem Energiebereich als vernachlässigbar klein annehmen kann. Dies ist nur mit entsprechend guter Untergrundunterdrückung möglich. Je höher der verbleibende Untergrund ist, desto länger ist die notwendige Messzeit um genügend Statistik zu sammeln, dass eine Analyse des Spektrums sinnvoll ist.

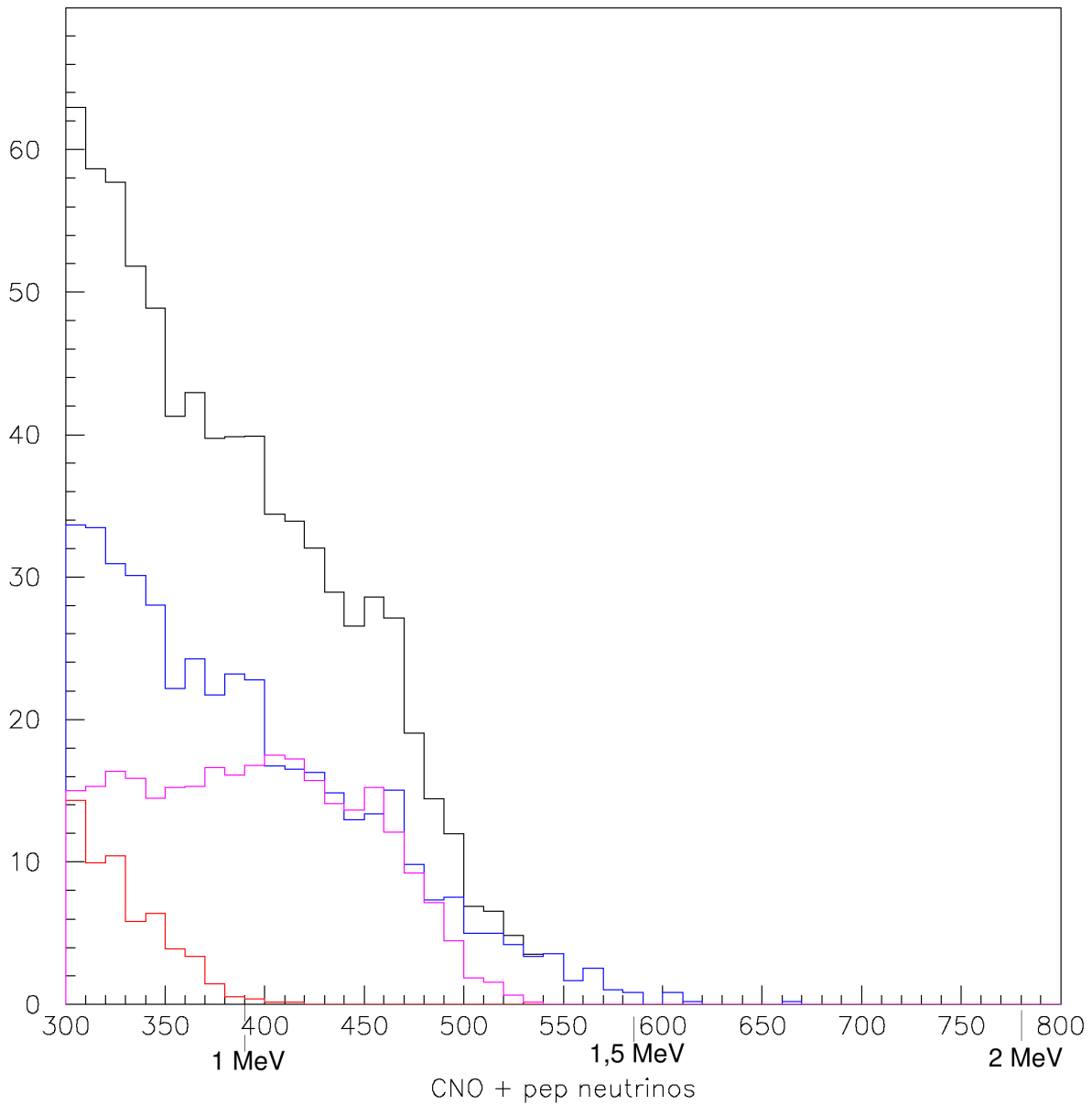


Abbildung 2.2: Das erwartete Rückstoss-Energiespektrum der pep- und CNO Neutrinos in Boraxino. Die x-Achse ist die Energie in Photoelektronen (bei 390 Pe./MeV). Die y-Achse ist die Anzahl der Ereignisse pro Bin pro Jahr (1 Bin = 10 Pe., siehe Text). Die schwarze Linie = Gesamtsignal, Pink = pep, Blau = O und Rot = N.

Die erwarteten Raten in diesem Bereich (genauer: Im Bereich von 0,8-1,3 MeV) unter Einbeziehung der Neutrinooszillationen nach dem LMA-Szenario) sind: 0,1 cpd für die N-Neutrinos, 0,9 cpd für die O-Neutrinos und 0,7 cpd für die pep-Neutrinos ([Cad01]). Das sind respektive 36,5 , 328,5 und 255,5 Ereignisse pro Jahr.

Wenn diese Messung des CNO-Neutrinoflusses gelingt, könnte Borexino damit die erste experimentelle positive Evidenz für den CNO-Prozess liefern. Bisherige experimentelle Daten sind noch mit einem CNO Beitrag von 0% verträglich ([Bah02]) und liefern nur eine Obergrenze von 7,5%.

Der Bereich unterhalb von 800 keV ist für diese Analyse nicht verwendbar, da dort die ${}^7\text{Be}$ -Neutrinoereignisse mit einer erwarteten Rate von 30 cpd (MSW-LMA) dominieren.

2.3 Der ${}^{11}\text{C}$ -Untergrund

Das normale Myon-Veto des Borexino-Detektors schließt nur Ereignisse aus, die unmittelbar nach dem Durchgang des Myons gemessen werden. Auf die Weise werden das Myon und der von ihm ausgelöste Teilchenschauer eliminiert. Jedoch gibt es einen sekundären Untergrund, der durch die Myonen erzeugt wird. Durch Spallation kann ein Myon, entweder direkt oder über seinen Schauer, ein Atom im Inneren Detektor in ein radioaktives Isotop umwandeln. Dieses strahlt dann eventuell mit einer Halbwertszeit, die zu lang ist als das dieser Hintergrund durch ein normales Veto eliminiert werden könnte.

Ein besonders unangenehmer Teil des sekundären Untergrundes ist der ${}^{11}\text{C}$ -Untergrund, da dieser genau im selben Energiebereich liegt wie auch die pep-Neutrino Linie sowie ein guter Teil der CNO Neutrinos. Neutrinos in diesem Energiebereich waren daher bisher nicht der separaten Messung zugänglich da der Untergrund deutlich höher ist als das erwartete Signal. Sie trugen allerdings in geringem Maße zu dem gemessenen Signal von Homestake, Gallex/GNO und SAGE bei. Jedoch lässt sich aus diesen Daten keine explizite Aussage über den pep- oder CNO-Neutrinofluss allein gewinnen.

Die dominierenden Prozesse, die zur ${}^{11}\text{C}$ -Produktion führen, sind die Spallation durch ein γ -Quant aus der Bremsstrahlung des Myons ((γ,n) -Prozess) und die Spallation durch schnelle Neutronen aus dem Myonschauer ($(n,2n)$ -Prozess).

Tabelle 2.1 zeigt einen Vergleich der erwarteten Raten der Neutrinos und des ${}^{11}\text{C}$ -Untergrundes für den Borexino-Detektor. Die Rate des ${}^{11}\text{C}$ -Untergrundes geht auf Messungen des Wirkungsquerschnitts für ${}^{11}\text{C}$ -Produktion durch Spallation zurück, die mit einem künstlichen Myonstrahl durchgeführt wurden ([Hag00]).

Quelle	Rate /d/100t	Energiebereich
pep + CNO	$\sim 1,7$	0,8-1,4 MeV
${}^{11}\text{C}$	$7,4 \pm 0,8$	0,8-1,4 MeV
${}^{11}\text{C}$	$14,6 \pm 1,5$	gesamter Bereich

Tabelle 2.1: *Ratenvergleich: Erwartetes Signal (SSM+LMA Oszillationsmodell) und myoninduzierter sekundärer ${}^{11}\text{C}$ -Untergrund nach den Messungen von T.Hagner am CERN [Hag00, Cad01]*

D.h. es ist eine Untergrundunterdrückung um einen Faktor 10 notwendig, damit die erwartete Signalrate größer ist als die Untergrundrate. Ein einfaches Veto, bei dem nach Durchgang eines

Myons die Datenaufnahme lange genug unterbrochen wird um das Untergrundereignis auszuschließen, scheidet aus, da eine viel zu große Totzeit notwendig wäre.

Die notwendige Totzeit errechnet sich aus gewünschtem Unterdrückungsfaktor und der Halbwertszeit. Diese beträgt bei ^{11}C 20,38 Minuten. Nach dieser Zeit hat man also die Hälfte der Ereignisse ausgeschlossen. Nach 2 Halbwertszeiten 75% etc. Genauer: aus der Formel für die verbleibende Aktivität $A(t) = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{t_{1/2}} \cdot \ln 2}$ ergibt sich für die notwendige Zeit um die Aktivität um einen gewünschten Faktor F zu reduzieren. Der Faktor F ist $A_0/A(t) = e^{\frac{t}{t_{1/2}} \cdot \ln 2}$. Das führt auf $\ln F = \frac{t}{t_{1/2}} \cdot \ln 2$ und somit $t = t_{1/2} \cdot \frac{\ln F}{\ln 2}$.

Für den minimal notwendigen Faktor $F = 10$ ergibt das eine Totzeit von $t = 67,7$ min, also etwas über 1h. Bei der erwarteten Myonrate von 1 pro m^2 pro Stunde würde bereits diese Totzeit den Detektor unbrauchbar machen. Um wirklich verwertbare Daten zu gewinnen, wäre aber sogar eine um eine Größenordnung höhere Untergrundunterdrückung wünschenswert. Also $F = 100$ und damit $t = 135$ min.

Statt eines normalen, den gesamten Detektor betreffenden Vetos ist daher das Ziel, die Myonspur möglichst genau zu rekonstruieren. Wenn durch ein Myon nun ein Neutron aus einem ^{12}C Kern herausgeschlagen wird und so einen ^{11}C Kern produziert, (was nach [Hag00] mit einer Rate von $14,7 \pm 1,5$ pro Tag geschieht) kann man den Einfang dieses Neutrons über seine charakteristische Einfangstrahlung nachweisen. Diese Einfangstrahlung ist ein γ -Quant, mit einer Energie von $E = 2,2$ MeV, das bei der Einfangreaktion $n + p \rightarrow d + \gamma(2,2 \text{ MeV})$ emittiert wird. Dies ist das Signal, dass man einen säulenförmigen Cut um die letzte gemessene Myonspur legt (vergleiche Abb. 2.3). In den nächsten 2 Stunden filtert man innerhalb dieser Säule alle Ereignisse, die im kritischen Energiebereich liegen, heraus. Auf diese Weise verliert man nur wenig Detektorvolumen, und da man nicht für jedes Myon einen solchen Cut erzeugen muss, sondern nur wenn das Neutron aus der Spallation nachgewiesen wurde, ist die lange Totzeit in diesem räumlich und energetisch begrenzten Bereich ist vertretbar.

Der notwendige Radius dieser Säule hängt zum Einen davon ab, wie weit von der Myonspur entfernt ein ^{11}C Kern produziert werden kann. Zum zweiten ist er abhängig davon, wie weit sich das ^{11}C -Atom in den 2 Stunden Vetozeit von seinem Entstehungsort entfernen kann. In einer ruhigen, konvektionsfreien Flüssigkeit bewegt sich ein Atom nur durch Diffusion. Damit ist die Bewegung auf einer Zeitskala von 2 Stunden auf vernachlässigbar klein. Daher wird der Radius der Spallationscut-Säule von der Distanz zwischen Myonspur und Ort der Spallation bestimmt.

Bei der Messung des Wirkungsquerschnitts für die ^{11}C Produktion am CERN wurde auch diese Distanz gemessen ([Hag00]). Das Ergebnis war, dass der Zerfall eines ^{11}C Kerns mit 2σ Wahrscheinlichkeit innerhalb von 45cm Abstand von der Myonspur stattfindet.

Eine Sorge war stets die unbekannt Konvektion, die der fertige Borexinodetektor aufweisen würde. Wenn auf einer Zeitskala von 2 Stunden nennenswerte konvektive Bewegung im Szintillator stattfindet, transportiert diese Bewegung auch die ^{11}C -Atome. Damit ließen sich keine zuverlässigen Aussagen über ihren maximalen Abstand von der Myonspur mehr treffen und ein effektiver Spallationscut wird damit unmöglich.

Die Daten von KamLAND zeigen jedoch, dass in diesem Detektor, der vom Aufbau her Borexino sehr ähnlich ist, keine messbare Konvektion stattfindet. Dies wurde auf folgende Weise festgestellt: Von der Nylonvessel emaniert ^{222}Rn , das mit einer Halbwertszeit von 3,8 Tagen zerfällt. Es zerfällt über die Elemente ^{214}Bi und ^{214}Po in ^{210}Pb . ^{214}Po hat eine kurze Halbwertszeit von $164 \mu\text{s}$, so dass die beiden Zerfälle von Wismut und Polonium fast koinzident auftreten. ^{214}Bi ist ein β^- -Strahler und ^{214}Po emittiert α -Strahlung, beide Zerfälle werden also vom Szintillator nachgewiesen. Durch diese koinzidenten Emissionen kann man diese sog. "Bi-Po Koinzidenzen" gut vom Untergrund unterscheiden. Die Ortsrekonstruktion dieser Ereignisse ergab, dass

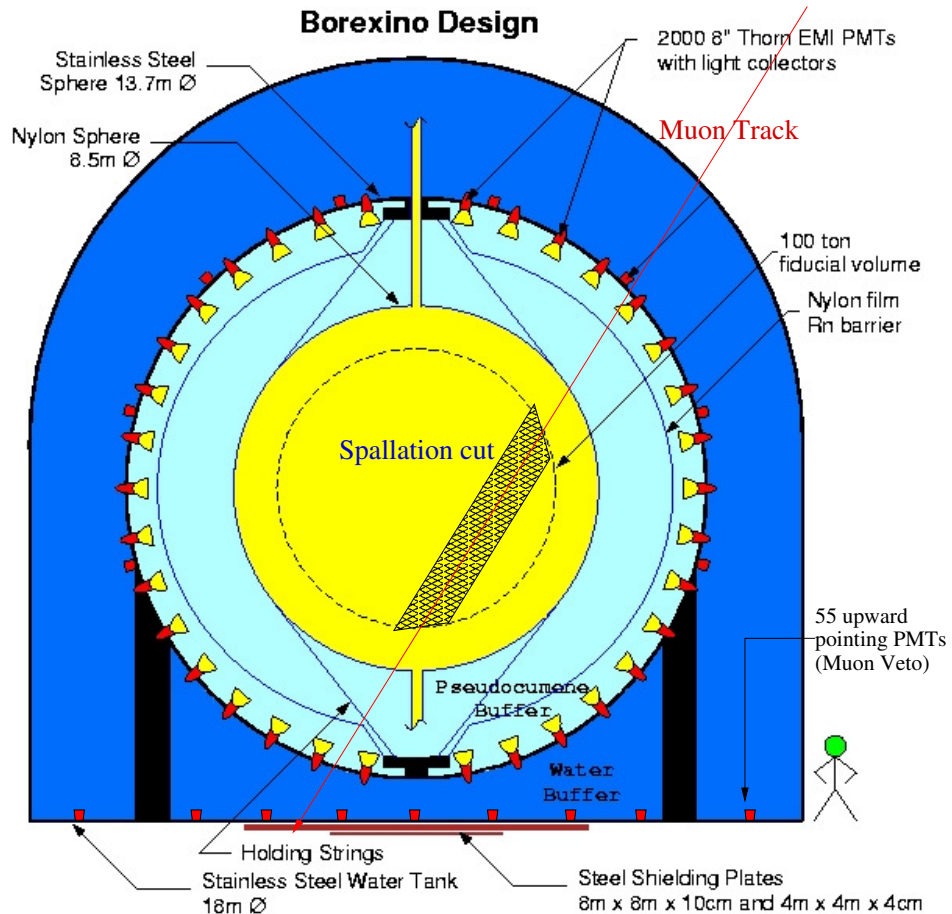


Abbildung 2.3: Eine grafische Darstellung eines Spallationscuts. Die Detektorarchitektur wird in Kapitel 3.1 näher erläutert.

sie alle innerhalb von weniger als 1m von der Nylonvessel entfernt stattfanden. Weiter innen im Detektorvolumen waren keine Bi-Po Koinzidenzen zu finden. Das bedeutet, dass das Radon das von der Vessel emaniert auf einer Zeitskala von 3,8 Tagen eine Strecke von maximal 1m zurücklegt. Zusätzlich sind Thermostaten entlang der senkrechten Achse in dem Detektor montiert. Von diesen emanierte ebenfalls Radon und die Bi-Po Koinzidenzen sind auch hier in einem engen Bereich um die z-Achse verteilt. Das spricht dafür, dass keine Konvektion stattfindet und sich die Rn-Atome nur durch Diffusion fortbewegen ([Sue03]).

KamLAND erreicht diese Unterdrückung der Konvektion durch ein Temperaturprofil bei dem der Detektor unten ein wenig kälter ist als oben. Dies wird aufrechterhalten, indem der Äußere Detektor von unten mit Frischwasser befüllt wird das um ca. 4° kälter ist als die Umgebungstemperatur. Oben wird das temperierte Wasser dann wieder abgepumpt.

Für die Spurrekonstruktion ist es wichtig, dass bei Borexino ebenso verfahren wird, um die Konvektion zu unterdrücken.

Die Genauigkeit der Spurrekonstruktion beeinflusst den für den Spallationscut notwendigen Säulenradius. Wenn Position und/oder Richtung der Spur mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind, muss die Säule entsprechend verbreitert werden, um diese Unsicherheit auszugleichen. Am Rand des Targetvolumens sollte die Positionsunsicherheit nicht mehr als 4,5 cm betragen. Das ist eine Größenordnung unter dem notwendigen Säulenradius, der von dem Abstand der ^{11}C -Produktion von der Myonspur vorgegeben wird, und ist somit vernachlässigbar. Wie man aus der linken Skizze in Abbildung 2.4 entnehmen kann ist die Ortsunsicherheit mit der Winkelunsicher-

heit über $\tan(\Delta\phi/2) = \Delta x/R$ verknüpft. Bei einem Radius von $R = 4,25$ m des Targetvolumens ergibt sich eine maximale Winkelunsicherheit von $\Delta\phi \leq 1,2^\circ$.

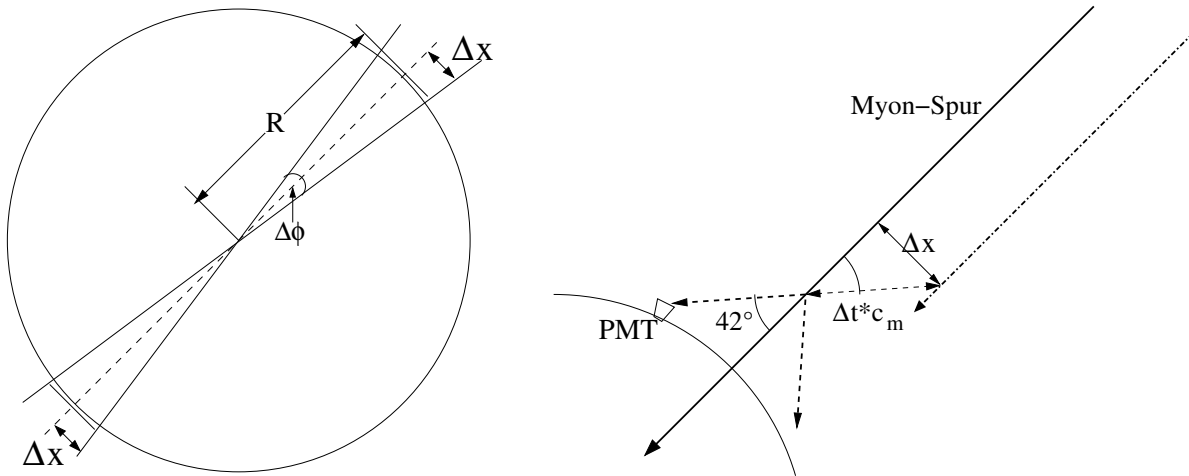


Abbildung 2.4: Eine Darstellung der Abhängigkeit zwischen Winkelgenauigkeit, Ortsgenauigkeit und Zeitgenauigkeit.

Die Spurrekonstruktion erfolgt aus dem Profil der Intensität des Cherenkovlichts. Aus dieser Verteilung der Intensitäten wird der Schwerpunkt berechnet. Dieser ist der Startpunkt für einen Fit mit dem man die wahrscheinlichste Myonspur berechnet. Dieser Fit berechnet die Zeit- und Intensitätsverteilungen des Cherenkovlichts, die aus verschiedenen möglichen Myonspuren resultieren würden. Ausgehend von einer Spur durch den Schwerpunkt werden Neigung und Position so lange verschoben, bis die daraus berechnete Intensitäts- und Zeitverteilung mit der gemessenen übereinstimmt. Die Zeitinformation liefert dabei, wie man aus der rechten Skizze in Abbildung 2.4 entnehmen kann, eine Obergrenze für die Entfernung der Myonspur von dem angesprochenen PMT ($\Delta x = \Delta t \cdot c_m \cdot \sin(\Theta_c)$) und damit eine Randbedingung des Fits. Θ_c ist dabei der Cherenkovwinkel, der, wie in Kapitel 3.2 näher erläutert, bei den auftretenden Myonen 42° beträgt. Abbildung 2.5 zeigt die berechnete Ladungs- und Zeitverteilung für zwei verschiedene Myonspuren. Die Größe der Quadrate entspricht dabei der Intensität des Lichts, während die relative Zeit des Nachweises farbcodiert ist.

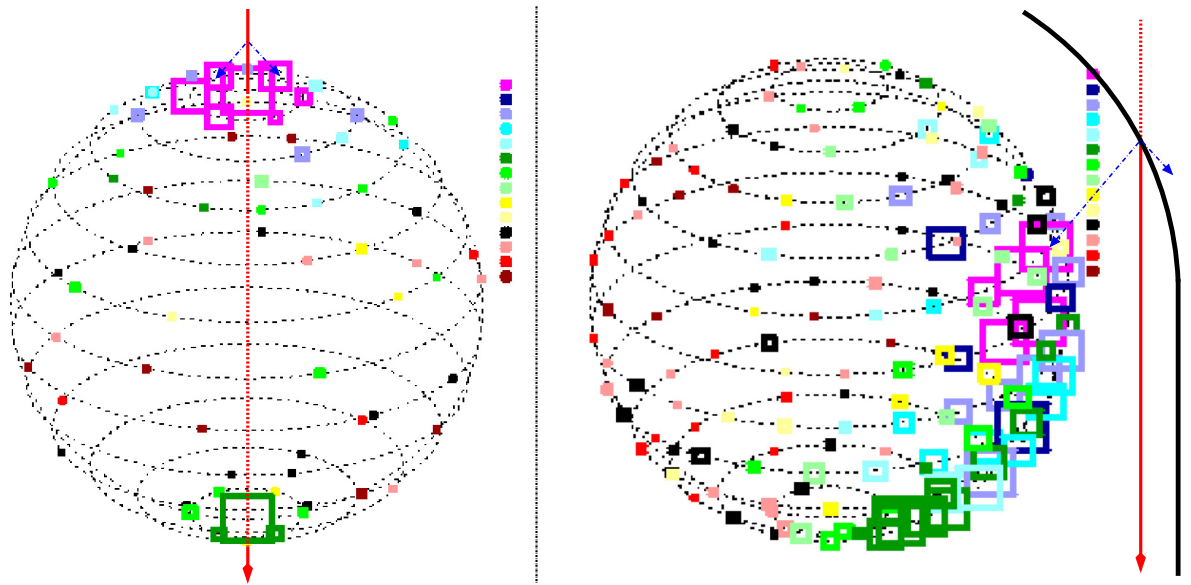


Abbildung 2.5: Zwei aus Monte-Carlo Daten berechnete Zeit- und Intensitätsprofile. Die Größe der Quadrate entspricht der Intensität. Die Farbskala gibt die relative Zeit der Detektion an. Die roten Pfeile sind Myonspuren, die blauen stellen Cherenkovlicht dar. Im rechten Bild ist die Außenwand des Detektors mit eingezeichnet.

Das Ziel der Kalibrierung ist daher zum einen eine Eichung der Intensität mit einer Genauigkeit von einzelnen Photoelektronen und eine Zeitkalibrierung mit einer Genauigkeit von 1 ns zu erreichen. Eine genauere Zeitkalibrierung ist nicht möglich, da die Zeitauflösung der PMTs in der Größenordnung 1 ns liegt. Die Entwicklung eines Kalibrationssystems, das diese Eichung des Äußeren Detektors in Zeit und Intensität vornehmen kann, ist Aufgabe dieser Diplomarbeit.

Kapitel 3

Der Neutrino-Detektor Borexino

Der Borexino-Detektor ist in Halle C des LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso), einer Einrichtung des INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare) in Italien aufgebaut. Das Labor ist von einem Autobahntunnel durch die Abruzzen aus zugänglich und ist durch minimal 1300m Fels gegen die störende kosmische Strahlung abgeschirmt. Dies entspricht einer Abschirmung von 3600 mwe (meter water equivalent).

Der Borexino Detektor ist ein Flüssigszintillator zum Nachweis der Neutrinos (vergleiche Kapitel 1.3). Die Nachweisreaktion ist die Streuung der Neutrinos an Elektronen. Deren Energie wird dann mit dem Szintillator gemessen. Die möglichen Reaktionen zwischen Elektronen und Neutrinos sind:

a) Elastischer Stoß durch den Neutralen Strom (Neutral Current, NC)

$$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e \quad (3.1)$$

b) Reaktion über den Geladenen Strom (Charged Current, CC)

$$\nu_x + e \rightarrow \nu_e + x \quad (3.2)$$

Dabei kann das x für e, μ oder τ stehen. Allerdings ist die maximale Energie der solaren Neutrinos bei 18 MeV. Zur Produktion eines Myons bei der CC-Reaktion ist aber mindestens seine Ruheenergie von ca. 106 MeV notwendig. Daher sind der μ - und der τ -Kanal der CC-Reaktion für Neutrinos niedriger Energien, also auch im solaren Fall, unterdrückt. Daher können nur Elektroneneutrinos über die CC-Reaktion an Elektronen streuen.

b') Reaktion über den Geladenen Strom für niedrige Energien

$$\nu_e + e \rightarrow e + \nu_e \quad (3.3)$$

Abbildung 3.1 zeigt die bei Borexino möglichen Streumoden.

Dabei hängt die Energie, die auf die Elektronen übertragen wird, vom Stoßparameter ab. Daher ist sie bei fester Neutrinoenergie über ein Comptonartiges Spektrum verteilt. Die Maximalenergie errechnet sich aus folgender Formel

$$E_{e;max} = E_\nu / (1 + m_e c^2 / E_\nu) \quad (3.4)$$

Die Energie der Elektronen wird dann über Molekülstöße und Rekombination mit den Atomen des Szintillators in Licht umgewandelt. Die Intensität des Lichts ist proportional zur Energie der Elektronen (genauer zu Szintillatoren und die ihnen zugrunde liegende Physik findet man in vielen Physikbüchern, z.B. [Kno89]).

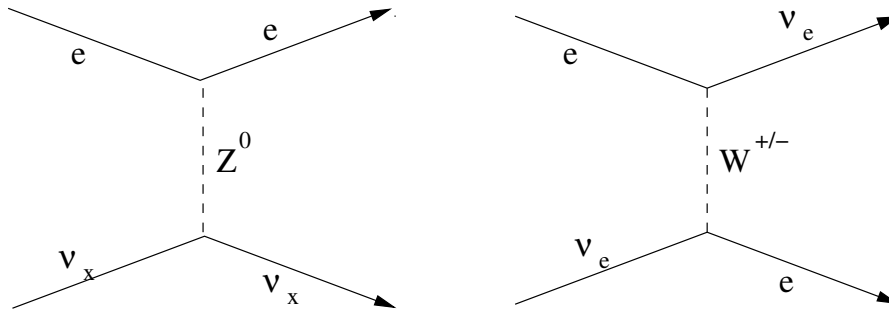


Abbildung 3.1: Die beiden möglichen Neutrino-Elektron Streumoden. Links elastische Streuung über den neutralen Strom, rechts Umwandlung eines Elektrons in ein Elektronneutrino und des Neutrinos in ein Elektron über den geladenen Strom.

Das Szintillationslicht wird mittels der um den Szintillator verteilten Photomultiplier nachgewiesen. Da die Lichtemission eines solches Szintillationsereignisses isotrop ist, bietet sich eine kugelförmige Detektorkonstruktion an, zumal dies für die Ortsrekonstruktion vorteilhaft ist (vergleiche auch Abbildung 3.2).

3.1 Der Aufbau des gesamten Detektors

Der Borexino-Detektor ist zwecks besserer Untergrundreduktion (s.u.) aus mehreren Modulen aufgebaut. Die äußere Hülle ist ein Stahltank mit 18 m Durchmesser und 16,7 m Maximalhöhe. In dem Tank ist eine 13,7 m durchmessende Kugel ebenfalls aus rostfreiem Stahl (SSS - Stainless Steel Sphere) aufgebaut, auf der die Photomultiplier montiert sind. Der Zwischenraum zwischen Außentank und SSS mit einem Volumen von 3000 m^3 wird mit hochreinem Wasser gefüllt und dient zum einen als Abschirmung gegen die Umgebungsradioaktivität (vor allem γ und Neutronen aus den Felswänden) und zum anderen als Myon-Veto Detektor. Dies ist der sogenannte Äußere Detektor (OD - outer detector), auf den ich in Abschnitt 3.4 näher eingehe.

Das Innere der SSS ist mit dem Szintillator gefüllt. Als Szintillator dient Pseudocumol (PC), ein Flüssigszintillator auf Kohlenwasserstoffbasis (genauer: 1,2,4-Trimethylbenzol, $C_6H_3(CH_3)_3$). Das Innere der SSS ist durch zwei konzentrische Nylon-Ballons, 'Outer Vessel' (OV) und 'Inner Vessel' (IV) in drei Bereiche unterteilt. Der Bereich zwischen OV und der SSS ist der sog. 'Outer Buffer' und die OV dient vor allem als Barriere, um das Eindringen von Radon und anderen radioaktiven Gasen, die von der SSS und anderen Bauteilen emaniert werden, in den inneren Detektor zu verhindern. Zwischen den beiden 'Vessels' ist der sog. 'Inner Buffer'. In beiden Pufferbereichen ist dem PC Dimethylphthalat (DMP) beigemischt, das als 'Quencher' wirkt und die Szintillation unterdrückt.

Der Bereich in dem IV ist der Detektionsbereich. Hier ist dem PC als Leuchtstoff Fluor in Form von PPO (2,4-Diphenyloxazol) beigemischt. Diese 300 t PC-PPO Gemisch sind der eigentliche Szintillator. Da jedoch auch die IV in geringem Maße radioaktiv verunreinigt ist und außerdem auch γ -Strahlen, die von Verunreinigungen im Glas der PMTs (Photomultipliertubes) etc. emittiert werden einen Untergrund darstellen, ist die Datenauswertung auf den Kernbereich des Szintillators beschränkt. Diese inneren 100 t 'Fiducial Volume' liefern das auszuwertende Neutrinosignal.

Das Szintillationslicht wird durch 2240 PMTs, die auf der Innenseite der SSS montiert sind, beobachtet. Um die optische Flächenabdeckung auf ca. 30% zu erhöhen und gleichzeitig das

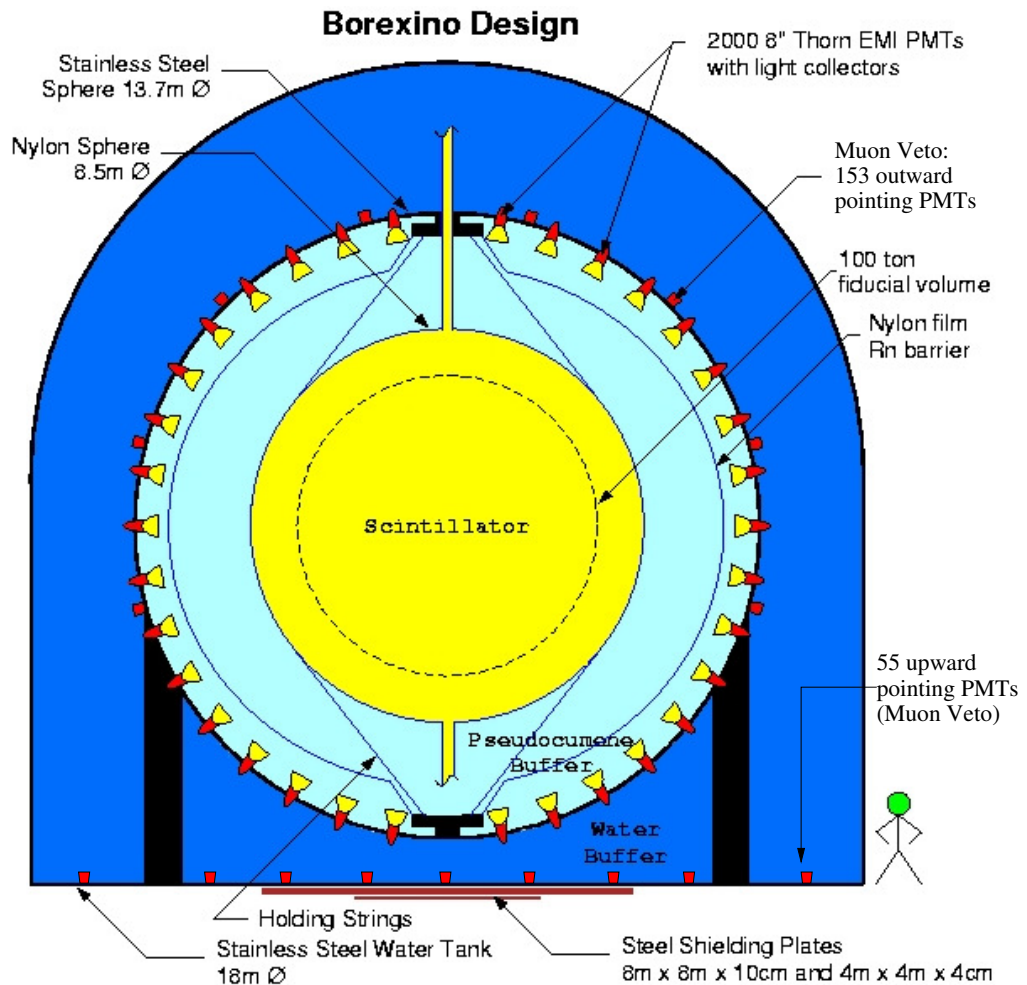


Abbildung 3.2: Ein schematischer Querschnitt durch den Borexino-Detektor.

'Blickfeld' der PMTs auf das Fiducial Volume zu konzentrieren, sind 1866 PMTs mit Lichtkonzentratoren aus Metall ausgestattet. Die Signaleffizienz der PMTs liegt bei durchschnittlich 400 Photoelektronen (pe) pro MeV, womit die mittlere Energieauflösung bei 660 keV bei ca. 5% liegt. Die angestrebte Ortsauflösung beträgt ≤ 15 cm ([Bor02b, Dos00, Man01]).

Doch diese gesamte Konstruktion wäre vergebens, wenn das verwendete Material selbst zu radioaktiv ist. Daher gelten beim Bau und Betrieb des Detektors Reinheitsanforderungen in zuvor nie erreichtem Maße. Jegliche radioaktive Unreinheit sorgt für einen unerwünschten Untergrund, da man schnelle Elektronen aus z.B. β -Zerfällen nicht von solchen unterscheiden kann, die tatsächlich durch Neutrinos beschleunigt wurden. Dabei wird von Außen nach Innen (Äußerer Detektor, Outer Buffer, Inner Buffer, Targetszintillator) die notwendige Reinheit immer höher. Man spricht bei diesem Schema von abgestufter Abschirmung (graded shielding). Einige der notwendigen Reinheitsanforderungen für den Szintillator sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst ¹.

Für die Unterdrückung anderer Untergrundquellen gelten natürlich ebenso hohe Anforderungen. Insbesondere kosmische Myonen stellen trotz der Abschirmung durch 1300 m Gestein (3600 mwe) noch immer einen um 3 Größenordnungen zu hohen Untergrund dar. In Abschnitt 3.3 gehe ich näher auf die Methoden zur Unterdrückung dieses Untergrunds ein.

Eine genaue Dokumentation des Borexino-Detektors findet sich in verschiedenen Veröffentli-

¹Die nötige Reinheit und natürliche Konzentration für ^{40}K bezieht sich auf natürliches Kalium, an dem ^{40}K stets einen Anteil hat und von dem es sich chemisch nicht trennen lässt.

Element	Zerfallsart	$T_{1/2}$	Energie	nötige Reinheit	natürliche Konzentration
^{238}U	α	$4.47 \cdot 10^9 \text{ a}$	4,2 MeV	$1 \cdot 10^{-16} \text{ g/g}$	$2 \cdot 10^{-5} \text{ g/g}$ (in Staub)
^{232}Th	α	$1,4 \cdot 10^{10} \text{ a}$	$\sim 4 \text{ MeV}$	$1 \cdot 10^{-16} \text{ g/g}$	$2 \cdot 10^{-5} \text{ g/g}$ (in Staub)
^{40}K	EC/ β^-	$1,28 \cdot 10^9 \text{ a}$	$\leq 1,3 \text{ MeV}$ $\gamma: 1,46 \text{ MeV}$	$1 \cdot 10^{-14} \text{ g/g}$	$2 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}$ (in Staub)
^{222}Rn	α	3,8 d	5,5 MeV	$1 \mu\text{Bq/m}^3$	15 - 30 Bq/m^3 (Luft)
$^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$	β^-	5730 a	$\leq 156 \text{ keV}$	$1 \cdot 10^{-18}$	$\sim 10^{-12}$

Tabelle 3.1: Einige der Reinheitsanforderungen des Szintillators für Borexino ([Bor02c, Cad01, BfS03]).

chungen ([Bor91, Rag95, Ben96, Bor96, Bor98a, Bor98b, Bor00, Bor02a, Bor02b, Bor02c]).

3.2 Über den Cherenkov-Effekt

Da der Äußere Detektor ein Cherenkov-Detektor ist, will ich hier etwas näher auf den Cherenkov-Effekt eingehen. Dieser wurde 1934 im Laufe seiner Studien von Strahlungsquellen (insbesondere Radium) in verschiedenen Flüssigkeiten von Pavel Cherenkov beobachtet, untersucht und phänomenologisch beschrieben und 1937 von Frank und Tamm mathematisch korrekt formuliert (Nobelpreis 1958 für Cherenkov, Frank und Tamm).

Er tritt auf, wenn sich ein geladenes, relativistisches Teilchen in einem Medium mit einem Brechungsindex $n > 1$ fortbewegt, genauer: wenn es sich schneller bewegt als die lokale Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium, die durch $c_m = c/n$ gegeben ist. Dann nämlich tritt eine Schockwelle (Machscher Kegel) analog zum bekannteren Überschallknall auf. Sie entsteht im elektromagnetischen Feld des Teilchens dadurch, dass sich die Quelle des Feldes schneller bewegt als die Ausbreitungsgeschwindigkeit desselben. Diese Schockwelle erscheint als Lichtblitz, der in einem Kegel in Bewegungsrichtung des Teilchens emittiert wird (Abbildung 3.3).

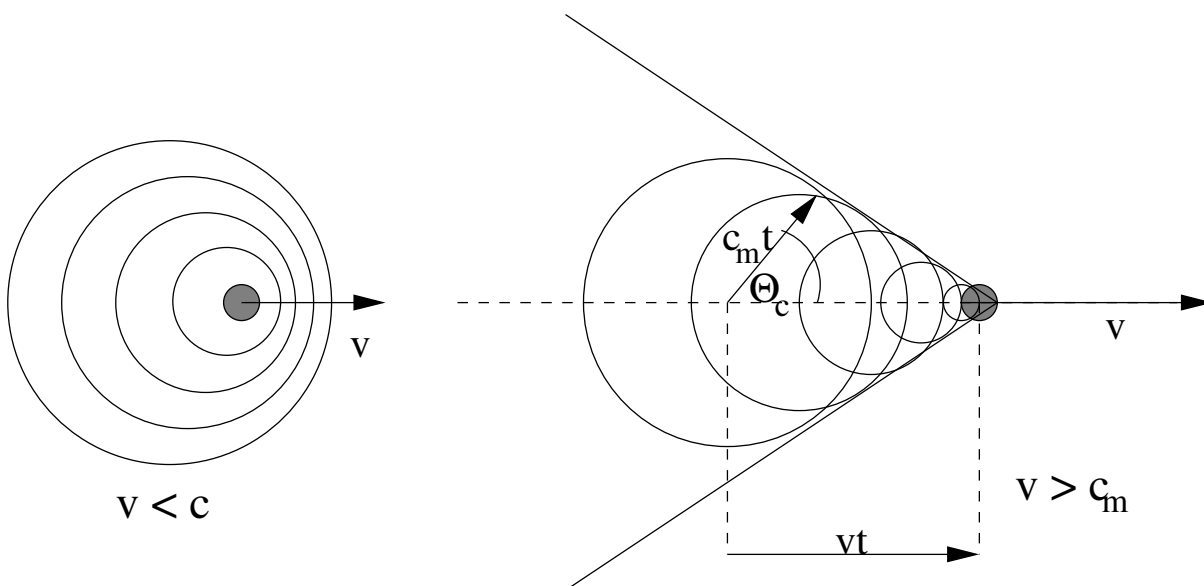


Abbildung 3.3: Eine graphische Veranschaulichung des Cherenkov-Effektes nach [Jac99]. Θ_c ist der Cherenkovwinkel, unter dem das Licht abgestrahlt wird.

Der Öffnungswinkel des Kegels Θ_c ist Abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens und dem Brechungsindex und ist, wie man aus der Grafik 3.3 ableiten kann, gegeben durch $\cos\Theta_c = c_m/v = 1/n\beta$ mit $\beta = v/c$.

Die minimal notwendige Energie für die Emission von Cherenkovlicht lässt sich aus der Formel für die totale Energie eines relativistischen Teilchens ableiten.

$$E^{(tot)} = \gamma m_0 c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.5)$$

Daraus folgt

$$E_{min}^{(tot)} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v_{min}^2}{c^2}}} \quad (3.6)$$

mit $v_{min} = \frac{c}{n} = c_m$

Genauer betrachtet ergibt sich der Cherenkoeffekt aus der Lorentztransformation des elektromagnetischen Feldes einer bewegten Ladung. Aber da diese längere Rechnung zu genau dem selben Ergebnis führt wie obige, graphische Betrachtungsweise, verzichte ich hier auf sie und verweise nur auf die entsprechende Literatur (z.B. [Jac99]).

Im Fall von Wasser ($n = 1,344$) ist die Minimalgeschwindigkeit $v_{min} = 2,232 \cdot 10^8 m/s$. Damit ergibt sich beispielsweise für Myonen mit einer Ruheenergie von $m_0 c^2 = 106 MeV$ eine mindestens erforderliche totale Energie von $E_{min}^{(tot)} \cong 160 MeV$ und für Elektronen mit einer Ruheenergie von 511 keV gilt $E_{min}^{(tot)} = 765 keV$.

Der Cherenkovwinkel für Myonen in Wasser, bei der in den Hallen des LNGS auftretenden mittleren Myonenenergie von 320 GeV ([MACRO]), ist knapp 42° . Er ist bei diesen hohen Energien unabhängig von der Energie, da die Teilchen hochrelativistisch sind und eine Erhöhung der Energie zu keiner signifikanten Erhöhung der Geschwindigkeit führen kann. Daher kann bei sehr hohen Energien die Geschwindigkeit als konstant (c_{vac}) angenommen werden und der Cherenkovwinkel hängt nur noch von dem Brechungsindex des Mediums ab: $\Theta_c = \arccos \frac{1}{n}$.

Nur nahe der Cherenkov-Minimalenergie zeigt der Cherenkovwinkel eine starke Abhängigkeit von der Energie und ist dort, wie aus obiger Formel und Grafik 3.3 zu entnehmen ist, um so kleiner je niedriger die Energie ist. Abbildung 3.4 zeigt die Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von der totalen Energie. Sie errechnet sich folgendermaßen: ²

Geschwindigkeit eines relativistischen Teilchens:

$$v(E) = c \cdot \sqrt{1 - m_0^2 c^4 / E^2} \quad (3.7)$$

Damit ergibt sich:

$$\cos\Theta_c(E) = c_m/v(E) = c_m/c \cdot \sqrt{1 - m_0^2 c^4 / E^2} \quad (3.8)$$

Der Energieverlust eines Teilchens durch Cherenkovstrahlung ist gegeben durch:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{(ze)^2}{c^2} \cdot \int_{\epsilon(\omega) < (1/\beta^2)} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon(\omega)}\right) d\omega \quad (3.9)$$

dabei ist z die Ladungszahl des Teilchens, e die Elementarladung und $\epsilon(\omega)$ die Dispersionsrelation ([Jac99]). Dieser Wert ist nur dann positiv, wenn $\beta^2 \epsilon(\omega) > 1$ gilt. Das bedeutet, dass die

²In der Berechnung des Cherenkovwinkels bezeichnet E die totale Energie $E^{(tot)}$.

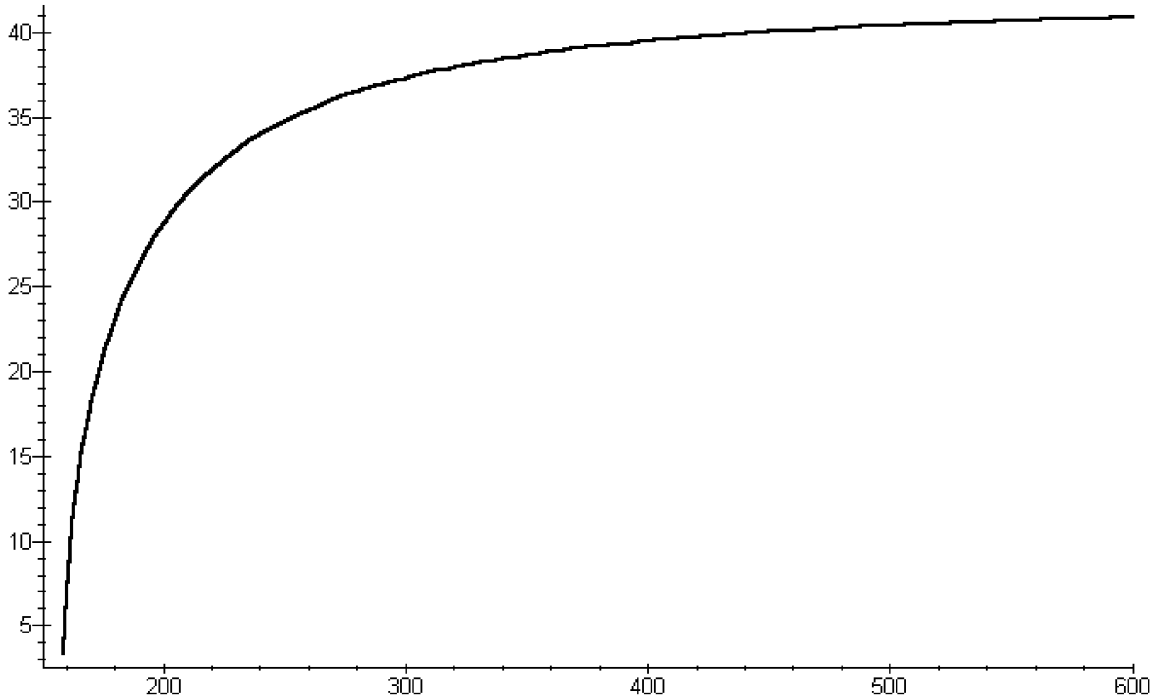


Abbildung 3.4: Ein Plot der Abhängigkeit des Cherenkov-Winkels von der totalen Energie des geladenen Teilchens im Fall von Myonen. Auf der x-Achse ist die Energie MeV aufgetragen und auf der y-Achse der Cherenkov-Winkel in $^{\circ}$.

Cherenkovstrahlung nur in Frequenzbereichen emittiert wird, in denen die Dispersion groß ist (größer als $1/\beta^2$). Das führt dazu, dass Cherenkovlicht in Frequenzbändern auftritt. Im Fall von Wasser ist das der Bereich vom blauen Licht bis ins UV.

Die Anzahl von Photonen pro Wellenlängenintervall und Wegstrecke ist nach [Cas98] durch

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (3.10)$$

gegeben. Dabei ist α die Feinstrukturkonstante und z die Ladungszahl. Im Fall von Borexino ist das $\frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \Theta_c(\lambda)$ da für Myonen $z=1$ und bei den auftretenden Energien $\cos \theta_c = 1/n\beta$. Man sieht also, dass die Anzahl der Photonen proportional zu $1/\lambda^2$ ist, was bedeutet, dass das Cherenkovlicht innerhalb der Frequenzbänder, in denen es auftritt, zu den kurzen Wellenlängen hin intensiver wird. Äquivalent zu Formel 3.10 lässt sich die Anzahl der Photonen auch abhängig von der Energie ausdrücken:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha^2 z^2}{\hbar c} \sin^2 \Theta_c \quad (3.11)$$

Dies lässt sich in die Anzahl der Photoelektronen pro Teilchen umrechnen. Unter Annahme von $z = 1$ ergibt sich:

$$N_{pe} \approx 370 \cdot L \cdot \int \varepsilon_{det}(E) \cdot \sin^2 \Theta_c(E) dE \quad (3.12)$$

Dabei ist L die Wegstrecke, die das Teilchen im Detektor zurücklegt und $\varepsilon_{det}(E)$ die Detektoreffizienz für den Nachweis von Photonen. Sie setzt sich zusammen aus der Flächenabdeckung durch PMTs, der Transparenz des Mediums und der Quanteneffizienz der PMTs. Unter der Annahme einer vollständigen Abdeckung (4π) durch PMTs ergibt die Integration der Formel 3.12 für Borexino $N_{pe} = 45/cm$. Bei der Flächenabdeckung des OD von ca. 1,35% ergibt sich mit

der in Abschnitt 3.4 erläuterten Erhöhung der Effizienz durch Reflektion um einen Faktor 6: $N_{pe} = 3,4$ nachgewiesene Photoelektronen pro cm Myonspur. Da die Myonen typischerweise im OD einige Meter zurücklegen ergibt sich die Größenordnung von einigen hundert bis tausend Photoelektronen, verteilt auf die 208 PMTs.

3.3 Das Myon-Identifikations-System

In der Wechselwirkung von kosmischer Strahlung mit den Atomen der oberen Atmosphärenschichten entstehen Myonen. Das sind energiereiche, geladene Teilchen. In einem Szintillator wie Borexino stellen sie einen unerwünschten Untergrund dar. Obgleich der Fluss kosmisch produzierter Myonen durch die Platzierung 1,3 km unter der Erde um 6 Größenordnungen reduziert ist, beträgt er immer noch 1 Myon pro m^2 pro Stunde. Das entspricht rund 3400 cpd. Das erwartete Neutrinosignal ist etwa 30 cpd (LMA Szenario). Für eine sinnvolle Messung muss der Untergrund durch die Myonen also noch um 3 weitere Größenordnungen reduziert werden.

Das Prinzip eines einfachen Myonvetos sieht vor, einen Detektor für Myonen um den eigentlichen Detektor herum zu bauen. Wenn dieser Äußere Detektor ein Myon nachweist, wird der eigentliche Detektor für eine vorher definierte Vetozeit abgeschaltet (bzw. Daten die zu dieser Zeit genommen wurden werden in der Auswertung nicht berücksichtigt). Im Fall von Borexino gibt es kein Hardwareveto, d.h. der Detektor wird nicht wirklich abgeschaltet. Statt dessen findet die Unterscheidung, ob es sich um ein Neutrinoereignis oder um ein Myonereignis handelt nachträglich in den Daten statt. Wenn also der Äußere Detektor zeitgleich mit dem Inneren Detektor ein Signal liefert, wird das Ereignis verworfen, da es sich dann um ein Myon oder sonstiges schnelles, geladenes Teilchen handelte.

Allerdings es für Borexino nicht ausreichend, nur auf einen äußeren Myon-Veto Detektor zu vertrauen. Zur Verbesserung der Untergrundunterdrückung kombiniert man dieses Verfahren, für das der Äußere Detektor gebaut wurde, mit zwei weiteren Vetoverfahren. Das sind: ein Buffer im inneren Detektor und ein Software-Pulsform Filter. Jedes der Subsysteme für sich hat einen systematischen Fehler von $<5\%$. D.h. weniger als 5% der Myonen werden von einem einzelnen System nicht als solche erkannt. Durch die Kombination der voneinander unabhängigen Systeme ergibt sich eine Effizienz von $(1-0,05)^3 = 0,999875 \cong 99,99\%$ was einer Untergrundunterdrückung um 4 Größenordnungen entspricht.

Das innere Myon Veto besteht aus den 374 PMTs ohne Lichtkonzentratoren. Diese detektieren auch das Licht aus dem Bufferbereich, bei dem es sich wiederum um Cherenkovlicht handelt (da ja die Szintillation durch den Quencher DMP unterdrückt ist). Da ein Neutrinoereignis im Gegensatz zu Myonen im Buffer kein Signal erzeugt, lässt sich aus einem Vergleich der Veto-PMTs mit den PMTs, deren 'Blickfeld' durch die Lichtkonzentratoren auf das Fiducial Volume eingeschränkt ist, eine Entscheidung treffen, ob es sich bei dem gemessenen Ereignis um ein Myon handelte oder nicht.

Der Pulsform-Filter ist eine Analyse der Daten, die eine Bereinigung erlaubt. Er basiert auf der Tatsache, dass Elektronen aus Neutrinoereignissen (oder auch aus β -Zerfällen) ihre Energie punktförmig in dem Detektor deponieren. Myonen hingegen erzeugen entlang ihrer gesamten Bahn Photonen. Daher ist die Zeitverteilung der Elektron-induzierten Photonen vergleichsweise scharf, während die Myoninduzierten Photonen eine erheblich höhere Zeitverteilung aufweisen. Eine genauere Diskussion des kombinierten Myon-Vetos findet sich u.a. in ([Len01]).

Da die Aufgabe dieser Diplomarbeit die Optimierung des Äußeren Detektors ist, werde ich auf diesen im folgenden Abschnitt (3.4) näher eingehen.

3.4 Der Äußere Detektor

Der Äußere Detektor ('Outer Detector' - OD) von Borexino ist ein Wasser-Cherenkov Detektor mit 2150 m^3 Volumen. Wenn ein Myon durch den OD geht, strahlt es in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von $41,9^\circ$ in Vorwärtsrichtung Cherenkovlicht ab. Dieses Licht wird mit 208 PMTs nachgewiesen. Auf diese Weise dient der OD als erste Stufe des Myon Veto: Wenn ein Myon registriert wird, werden die zeitgleich genommenen Daten im inneren Detektor verworfen, um so die Störung durch das Myon zu eliminieren.

153 der 208 PMTs sind auf 8 Ringen auf der SSS montiert und sind radial nach Außen gerichtet. 55 Multiplier befinden sich auf 5 konzentrischen Ringen auf dem Boden des Wassertanks und sind nach oben gerichtet. Das ursprüngliche Konzept ([Len01]) sah vor, dass alle 208 Multiplier auf der SSS montiert sein sollten. Doch hatte dies den Nachteil, dass die unteren 55 Multiplier nur mit reflektiertem Cherenkovlicht arbeiten konnten, da die Myonen ja ausschließlich von oben kommen. Die Platzierung der unteren PMTs auf dem Boden erlaubt die Nutzung des direkten Cherenkovlichts, was die Spurrekonstruktion des durchgegangenen Myons deutlich vereinfacht.

Dass die Myonen vorzugsweise von oben kommen, ist anschaulich zu erwarten da in diese Richtung die geringste Abschirmung durch den darüberliegenden Fels besteht (1,3 km). In horizontaler Richtung müssen die Myonen aufgrund des Profils des Gran Sasso erheblich mehr Fels durchdringen ($\sim 5 \text{ km}$) daher erwartet man aus diesen Richtungen einen erheblich geringeren Fluss an Myonen. Die Messungen von MACRO haben diese Erwartung bestätigt ([MACRO]).

Das Medium im OD ist hochreines, deionisiertes Wasser (Brechungsindex $n = 1,344$) und die ebenfalls von MACRO gemessene mittlere Myonenergie liegt bei 320 GeV. Damit ist sie weit über der Cherenkovschwelle von ca. 160 MeV (siehe Abschnitt 3.2).

Um die Lichtausbeute zu erhöhen, werden sowohl die Wände des Wassertanks als auch die SSS mit einer Folie aus Tyvek abgedeckt, einem weißen, wasserfesten Material, das auch schon bei (Super-)Kamiokande erfolgreich benutzt wurde. Die effektive diffuse Reflektivität für Tyvek ist $R_{eff} \cong 80\%$. Diese Reflektivität erhöht die Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen pro Myon bei der mittleren Energie von 320 GeV um einen Faktor 6 und die Anzahl der getriggerten PMTs um einen Faktor 30 ([Len01]). Diese Erhöhung der Effizienz des Detektors ermöglicht wiederum eine verbesserte Spurrekonstruktion.

Während die Anbringung der Tyvekfolie an den Wänden leicht ist, stellt einen die Anbringung an der SSS vor größere Probleme. Zum einen verlaufen sämtliche HV-Kabel und Lichtleiter entlang der Außenseite der SSS und müssen mit abgedeckt werden. Außerdem sollte die Oberfläche der Tyvekfolie glatt sein und sollte daher nicht auf den Kabeln aufliegen. Des weiteren muss natürlich die Belastung der Folie niedrig genug sein, dass sie nicht reißt, und vor allem darf die Anbringung der Folie natürlich die Optik der PMTs nicht stören.

Um dies alles zu erreichen wurden die PMTs, die hier im OD ein möglichst großes 'Gesichtsfeld' haben sollen und daher natürlich nicht mit Lichtkonzentratoren ausgestattet sind, mit Halterungen aus Teflon für die Folie versehen. Außerdem wurden Stahlringe um die SSS gelegt, auf denen die Folie befestigt wird. Abbildung 3.5 zeigt ein Photo des OD im momentanen Stadium.

Beim Durchgang eines Myons kann man aus der Anzahl der nachgewiesenen Photoelektronen und der Zeitverteilung ihres Nachweises in den verschiedenen PMTs die Energie und Spur des Myons berechnen. Jedoch sind intensive Monte-Carlo Simulationen von Cherenkovprozessen im OD nötig, um zu verstehen, welche Myonspur zu welcher Zeit- und Intensitätsverteilung führt. Diese Studien werden derzeit von Christian Lendvai von der TU München durchgeführt ([Len04]).

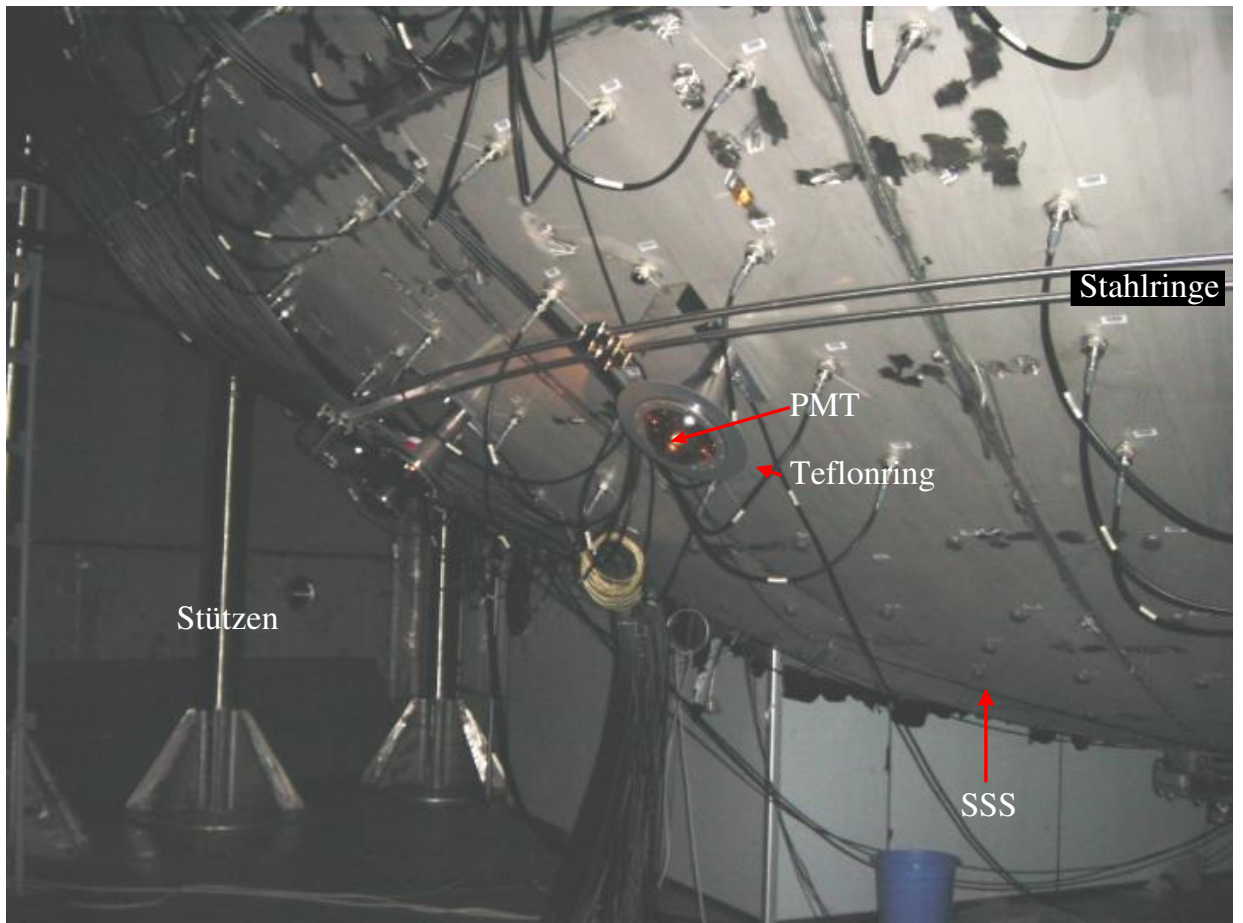


Abbildung 3.5: Ein Photo des OD im Aufbau. Man erkennt zwei der Stahlringe sowie einen PMT mit dem Teflonring zum Befestigen der Folie.

Die Ergebnisse dieser Simulationen werden dann in einen Spurrekonstruktionscode umgesetzt, der aus den Daten des OD die gemessene Myonspur zurückrechnet. Diese wird dann abgespeichert. Im Fall des Nachweises eines Neutrons aus der $\mu + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{C} + n + \mu$ Spallation wird die gemessene Myonspur von der Datenauswertungssoftware verwendet, um den Spallationscut zu setzen wie in Kapitel 2.3 beschrieben.

Kapitel 4

Das Kalibrationssystem

Anmerkung: In diesem Kapitel werden viele Begriffe aus der Elektrotechnik und Informatik verwendet. Ihre genaue Bedeutung ist im Glossar zusammengefasst.

Während der Entwicklungsphase von Borexino wurde entschieden, ein eigenes, unabhängiges Kalibrationssystem für den Äußeren Detektor zu konstruieren. Die Anforderungen waren eine Einstellbarkeit über einen großen Bereich an Intensität (dynamischer Bereich) und eine Zeitauflösung, die besser ist als die Zeitauflösung der PMTs, die im Nanosekunden Bereich liegt. Aus verschiedenen Gründen war die Entscheidung gefallen, LEDs (Light Emitting Diodes) statt z.B eines Lasers zu verwenden. Einer der Gründe war, dass es leichter ist mit LEDs einen großen dynamischen Bereich zu realisieren. Ein weiterer Grund war, dass es leichter ist, eine LED genau zu triggern, d.h. obgleich mit einem Laser deutlich schmalere Pulsbreiten möglich sind, ist es nur sehr schwer möglich, mit einer Genauigkeit von einer Nanosekunde festzulegen, wann dieser Lichtimpuls erzeugt wird. Mit einer LED hingegen ist eine solche Genauigkeit erreichbar. Außerdem war die Entscheidung auch von finanziellen Überlegungen beeinflusst, da ein Lasersystem mit vergleichbaren Eigenschaften deutlich teurer wäre.

Als Grundlage für die Entwicklung wurde ein ähnliches System gewählt, das am MPI-K in Heidelberg für das HESS Experiment (High Energy Stereoscopic System, [Koh99]) entwickelt worden war. Dieses verwendet ebenfalls PMTs, die mit Nanosekundengenauigkeit geeicht werden mussten. Dazu war ein System basierend auf LEDs konstruiert worden ([Aye03]). In Anlehnung an dieses System wurde ein Prototyp des Kalibrationssystems für den OD von Borexino gebaut. Allerdings ist für das Borexino-OD-Kalibrationssystem ein erheblich größerer dynamischer Bereich erforderlich, als es bei HESS der Fall gewesen war. Die Anforderung für Borexino war, dass die Intensität von 'single photoelectron' Ereignissen mit niedriger Sub-Poisson-Statistik bis hin zu mehr als 50 Photoelektronen pro Lichtpuls kontinuierlich einstellbar sein sollte. Bei HESS war eine Intensität der Lichtpulse von wenigen Photoelektronen ausreichend. Daher musste das Design des HESS-Kalibrationssystems geändert und weiterentwickelt werden.

4.1 Strategie der OD Kalibrierung

Zunächst werden die LEDs so eingestellt, dass sie alle gleichzeitig im Single Photoelektron Bereich feuern. Das bedeutet, dass die Intensität der LEDs so niedrig ist, dass nur ein einzelnes Elektron aus der Photokathode herausgelöst wird. Daraus wird die Antwortzeit der verschiedenen Kanäle gewonnen. Zu dieser Antwortzeit trägt sowohl die Messelektronik als auch der jeweilige PMT bei. Dann erhöht man nach und nach die Intensität, um so die Kennlinien der verschiedenen Kanäle aufzunehmen und eventuelle 'Timewalks', also eine Verschiebung der Antwortzeit bei unterschiedlichen Intensitäten, festzustellen.

Diese Informationen bezüglich relativer Antwortzeit und Intensitätsabhängigkeit werden in einer Datenbank gespeichert, auf die die DAQ-Onlinesoftware zurückgreift, um aus den Triggerzeiten der verschiedenen Kanäle die tatsächlichen Ansprechzeiten der PMTs zu errechnen. Aus diesem Zeit- und Intensitätsmuster lässt sich dann die Spur des Myons (oder sonstigen schnellen, geladenen Teilchens) berechnen.

Um die Rekonstruktionssoftware zu testen, ist es auch möglich mittels Monte-Carlo Simulationen die Zeit- und Intensitätsverteilung des Cherenkovlichts von Myonen auf bestimmten Bahnen zu berechnen. Diese Verteilung lässt sich dann in das LED-System einprogrammieren. Auf diese Weise sieht man, ob die Rekonstruktionssoftware die richtige Spur berechnet.

4.2 Anforderungen an das System

Um für die Kalibration geeignet zu sein, muss das System verschiedene Spezifikationen erfüllen: Zunächst einmal sollte die Wellenlänge des LED-Lichtes im Bereich des Cherenkovlichts liegen. In diesem Bereich sind die PMTs besonders sensitiv. Das Maximum der Quanteneffizienz der liegt im nahen UV bei $\lambda = 380 \text{ nm}$. Sie beträgt dort 20%, d.h. dass jedes Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von 20% ein Elektron aus der Photokathode auslöst.

Den Bereich, über den sich die Intensität der LEDs einstellen lässt, ohne dass ihre Leistung dadurch instabil wird, bezeichnet man als 'Dynamischen Bereich'. Dieser muss sich, um eine gute Simulation der Myonspuren zu ermöglichen, vom Bereich der Sub-Poisson-Statistik bis hin zu mindestens 50 Photoelektronen pro Lichtpuls erstrecken. Sub-Poisson-Statistik bedeutet, dass nur ein geringer Anteil der Trigger, die man an das LED-Bord gibt, einen Lichtblitz auslöst, der intensiv genug ist, um ein Photoelektron aus der Photokathode herauszuschlagen. Auf diese Weise ist sichergestellt, dass der Photomultiplier entweder kein Licht detektiert oder nur 1 Photoelektron ausgelöst wird. Der gleichzeitige Nachweis von zwei Photoelektronen hat bei dieser niedrigen Intensität eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit. Im Vergleich dazu hat man, wenn man die Intensität so einstellt, dass fast jeder Trigger ein Photoelektron auslöst, eine nicht zu vernachlässigende Wahrscheinlichkeit, auch zwei Photoelektronen gleichzeitig auszulösen. Eine solche Verteilung folgt der Poisson-Statistik.

$$\text{Poissonverteilung: } P(x; \lambda) = \frac{1}{x!} \cdot e^{-\lambda} \cdot \lambda^x \quad (4.1)$$

In unserem Fall ist x die Anzahl der Photoelektronen und λ der Mittelwert (Photoelektronen/Trigger). Wenn man also die Intensität so wählt, dass nur bei jedem zehnten Trigger ein Photoelektron ausgelöst wird (also $\lambda = 0,1$), ergibt sich für 2 Photoelektronen die Wahrscheinlichkeit $P(2; 0,1) = 4,5 \cdot 10^{-3}$ und damit ein Verhältnis $P(2)/P(1)$ von 0,05. Das bedeutet, dass in 5% der Fälle in denen überhaupt etwas detektiert wird, 2 Photoelektronen gleichzeitig gemessen werden.

Allgemein ist das Verhältnis von 2-Photoelektronereignissen zu Singlephotoelektronereignissen gegeben durch

$$\frac{P(2; \lambda)}{P(1; \lambda)} = \frac{\frac{1}{2} \cdot e^{-\lambda} \cdot \lambda^2}{e^{-\lambda} \cdot \lambda} = \lambda/2 \quad (4.2)$$

Also muss man, um eine bestimmte Unterdrückung der 2-Photoelektronereignisse zu erreichen, die Intensität so einstellen, dass der Mittelwert das Doppelte des gewünschten Verhältnisses $P(2)/P(1)$ beträgt, dass also nur der Bruchteil λ der Trigger überhaupt ein Lichtsignal auslöst.

Eine weitere wichtige Größe ist der sogenannte Jitter. Dieser ist ein Maß für die allgemeine Zeitunschärfe des Systems und setzt sich zusammen aus Zeitfluktuationen der LED, elektronischem

Rauschen und Veränderungen der Anstiegsflanke des Triggerpulses, welche dazu führen, dass die Triggerschwelle zu unterschiedlichen Zeitpunkten überschritten wird. Allgemein bestimmt diese Größe die Zeitauflösung eines Systems. Daher muss der Jitter eines Kalibrationssystems kleiner sein als der Jitter des Systems, das man kalibrieren will.

Des Weiteren muss die Pulsbreite der LED kleiner sein als die der PMTs. Das bedeutet, dass die LEDs weniger lang leuchten als die mittlere Transitzeit der Elektronkaskade im PMT. Auf die Weise ist sichergestellt, dass die PMTs pro Lichtpuls nur ein zeitlich punktuell Signal messen und nicht etwa von einem Lichtpuls mehrfach getriggert werden. Mit der selben Problematik ist verknüpft, dass die LEDs nicht nachleuchten dürfen. Dazu gehört auch, dass die Halterung in der die LED befestigt wird, nicht fluoreszieren darf, was viele handelsübliche Kunststoffe in geringem Maße tun.

Es war also erforderlich, auf dem Markt spezielle, sehr schnelle LEDs zu finden, die Licht mit einer Wellenlänge von 380 nm emittieren und nicht nachleuchten. Des Weiteren war darauf zu achten, dass bei ihrer Einfassung nur nichtfluoreszierende Materialien verwendet wurden. Die Entscheidung fiel auf die UVLED 'NSHU550' des Herstellers Nichia (Datenblatt im Anhang).

In der folgenden Liste sind noch einmal alle Anforderungen an das System stichwortartig zusammengefasst.

- Die Emissionswellenlänge der LED soll im Maximum der Quanteneffizienz der PMTs bei 380 nm liegen.
- Der Dynamische Bereich der LEDs muss sich von Singlephotoelektron Ereignissen mit niedriger Rate bis über 50 Photoelektronen erstrecken, da dies der aus den Monte-Carlo Simulationen ([Len04]) erwartete Bereich im Cherenkov Detektor ist.
- Jede LED sollte einzeln in Zeitverzögerung und Pulshöhe einstellbar sein um so den Durchgang eines Myons simulieren zu können.
- Der Jitter der LEDs muss klein gegenüber dem der PMTs sein
- Die Pulsbreite der LEDs muss kleiner sein als die von PMT, Spannungsteiler und Kabel zusammen. Letztere beträgt 10 ns.
- Es dürfen nur schnelle logische Bauteile verwendet werden, um die vorigen zwei Punkte zu erreichen. Auch sonst darf das System keine langsamen Komponenten enthalten.
- Außerdem dürfen die LEDs nicht nachleuchten.

4.3 Die Elektronik

Das Konzept des Kalibrationssystem sieht vor, dass die LEDs auf VME Platinen montiert werden. Je 12 LEDs wurden auf eine Platine montiert. 18 solcher Platinen werden in ein VME-Crate eingebaut, so dass sie über den VME-Bus ansteuerbar sind. Zum Zweck dieser Ansteuerung wird in dasselbe Crate ein spezieller Computer, der ebenfalls auf einer VME-Platine montiert ist in das Crate mit eingebaut. Wir verwenden hier einen Motorola PowerPC MVME 2302-900.

Die Entwicklung des VME-LED Bords wurde in der Elektronik Abteilung des Max-Planck-Institutes für Kernphysik, Heidelberg, von K. Jänner und N. Bulian durchgeführt. Es wurden nur schnelle CMOS Bauteile verwendet, um eine schmale Pulsbreite von weniger als 10 ns zu erreichen. Um die Programmierung der LEDs zu ermöglichen, sind zwei spezielle Bauteilarten auf

der Platine montiert. Zum Einen sind das sogenannte 12-bit-DAC (Digital-Analog-Converter) Bausteine, von denen drei auf der Platine montiert sind. Sie akzeptieren 12-bit Steuerzeichen (0-4095) für jede ihrer je 4 Kanäle. Das entspricht 4096 Einstellmöglichkeiten pro Kanal und insgesamt einem Kanal pro LED. Entsprechend des digitalen Wertes, der mit diesen Steuerzeichen übergeben wird, legt der DAC an den jeweiligen Output-Kanal einen Teil einer vorher definierten Referenzspannung an. Diese Referenzspannung lässt sich über ein Potentiometer stufenlos einstellen. Damit bestimmt man die Differenz zwischen der Spannung, die beim DAC-Wert 0 an der LED anliegt und der Spannung bei dem DAC-Wert 4095. Die Messungen am System ergaben, dass ein Spannungsbereich von 4V notwendig ist, um den geforderten dynamischen Bereich der Lichtintensität zu erhalten. Bei 4096 Einstellmöglichkeiten ergibt das pro DAC-Schritt eine Spannungserhöhung von knapp 1 mV. Dies ist also die Präzision, mit der sich die Spannung, die an den LEDs anliegt, regeln lässt.

Das zweite wichtige Bauteil ist eine 8-bit Delayline. Sie akzeptiert ein 8-bit Steuersignal, was 256 Einstellmöglichkeiten entspricht. 12 solcher Delaylines sind auf der Platine montiert, für jede LED eine. Ihre Funktion ist es, einen erhaltenen Trigger nach einer Zeitverzögerung an den jeweiligen Kanal weiterzugeben. Diese Zeitverzögerung entspricht dem eingestellten Wert, multipliziert mit der Schrittweite der Delayline. Als Schrittweite wählten wir 0,5 ns. Bei 256 Schritten ist die maximale Verzögerungszeit damit 127,5 ns. Dieser Wert wurde so gewählt, da die Flugzeit eines Myons durch den Detektor 60 ns beträgt. Dies ist auch die maximale Zeitverzögerung zwischen dem zuerst eintreffendem Cherenkovlicht und dem zuletzt detektierten. Damit wäre das auch die Zeitverzögerung die minimal einstellbar sein muss, um den Durchflug eines Myons zu simulieren, wenn man sich auf das primäre Cherenkovlicht beschränkt. Da wir aber auch reflektiertes Licht in die Simulation einbeziehen wollen, entschlossen wir uns, die maximale Zeitverzögerung auf 120 ns zu verdoppeln.

In der Prototypphase stellte sich bereits heraus, dass es nicht ausreicht, nur die gewünschte Spannung an die LED anzulegen, wenn ein Trigger gegeben wird. Die Antwortzeit der LED war zu lang. Es war eine modifizierte Schaltung mit schnelleren Antwortzeiten erforderlich. Daher wurde die Platine dahingehend geändert, dass eine konstante Spannung von 3,96 V an der LEDs anliegt. Dieser 'Offset' ist knapp unterhalb der Schwelle, ab der die LED beginnt, Licht zu emittieren. Solange das Bord aber keinen Trigger erhält, liegt diese Spannung sowohl an der Anode als auch an der Kathode der LED an. So herrscht keine Spannungsdifferenz und es fließt kein Strom. Erhält das Bord nun einen Trigger, so wird dieser invertiert und sorgt für einen raschen Spannungsabfall an der Kathode der LED gegen 0 V. Dadurch liegt nun eine Spannungsdifferenz an der LED an. Der Kondensator, der vor die Anode geschaltet ist (z.B. C3 auf dem Schaltplan, Abbildung 4.1), entlädt sich über die LED, wodurch diese Licht emittiert. Dieser Kondensator hat eine Kapazität von 270 pF. Die Invertierung des Triggers geschieht über ein Differenzierglied und vier schnelle NAND Bausteine (Bezeichnung: 74ACT04). Diese sind vor der Kathode der LED eingebaut und schalten bei Erhalt eines Triggers auf Erde um das Potential gegen Masse, also 0 V, zu ziehen. Es sind vier solcher Bausteine in Parallelschaltung notwendig, damit die Ladung schnell genug abfließen kann. So wird ein schneller Zusammenbruch der Spannung möglich. Über einen einzelnen Baustein wäre der Spannungsabfall zu langsam und zu klein.

Die Geschwindigkeit, mit der die Spannung abfällt, beeinflusst die Steilheit der ansteigenden Flanke des Lichtimpulses. Um die abfallende Flanke ebenfalls steil und den Puls damit schmal zu halten, wurde ein weiterer Kondensator zwischen R4 und POT3 eingebaut (bzw. zwischen dem entsprechenden Widerstand und Potentiometer bei den anderen Baugruppen). Der Kondensator, der eine höhere Kapazität (100 nF) als der Kondensator an der Anode aufweist, entlädt sich über das Potentiometer POT3 ebenfalls. Dadurch wird die Spannung rasch wieder ausgeglichen. So kann kein Strom mehr fließen und man erreicht ein rasches Abschalten der LED, also einen schmalen Puls mit einer möglichst steil abfallenden Flanke. Außerdem wird so das Nachleuch-

ten der LED unterdrückt. Dabei wird die Entladung und damit der Spannungsausgleich durch das Potentiometer verzögert. Den Wert dieser Verzögerung kann man über das Potentiometer einstellen. So kann man die Breite und Höhe der LED-Pulse hardwareseitig regeln. Bei der endgültigen Einstellung beträgt die Pulsbreite weniger als 10 ns. Bei niedriger Intensität sogar weniger als 3 ns.

Wenn man nun über den DAC eine zusätzliche Spannung einstellt, wird diese zum Offset hinzugeaddiert und erhöht so die Spannungsdifferenz, die an der LED anliegt. Daher fließt ein höherer Strom und somit erhält man auch eine höhere Lichtintensität.

Bei der Konstruktion des Bords stellte sich heraus, dass die Originalwerte der Bauteile noch nicht ausreichten um die geforderten hohen Intensitäten zu liefern, die für die Simulation von Myonereignissen und die Kalibration in hohen Intensitätsbereichen erforderlich sind. Daher waren noch weitere Modifikationen des Bords erforderlich. Dazu gehörte der Einbau von größeren Kapazitäten und die Wahl eines höheren Offsets.

Nach Abschluss dieser Modifikationen nahm ich erneute Messungen der Eigenschaften des LED-Bords im Elektroniklabor in Heidelberg vor. Dabei stellte sich heraus, dass in diesen hohen Energiebereichen die Stabilität des Bords nicht mehr gewährleistet war. Auftretende Probleme waren:

- Veränderung der Intensität bei Änderung des Delays um bis zu 50%
- 'Crosstalk' - gegenseitige Beeinflussung einiger Kanäle, was dazu führte, dass die Delayzeit und die Amplitude der betroffenen Kanäle davon abhing, welche Amplitude und Delayzeit man den anderen Kanälen desselben Bords zuwies.
- Bei einigen Kanälen war die Amplitude instabil und zeigte zufällige Fluktuationen. Auf den schlechtesten Kanälen erreichten diese annähernd 100% der eingestellten Amplitude. Hierfür waren aber fehlerhafte Lötstellen verantwortlich. Ein sorgfältiges Nachlöten aller Kontakte konnte dieses Problem eindämmen.
- Einige Kanäle zeigten auch eine Änderung der Delayzeit abhängig von der eingestellten Amplitude. Zwar betrug diese Änderung nur einige Prozent, (~ 5 ns) bei einer geforderten Präzision von 0,5 ns ist diese Änderung jedoch um eine Größenordnung zu hoch.
- ca. 15% der LEDs erwiesen sich als deutlich zu schwach, so dass sie die geforderte Amplitude nicht erreichen konnten und ausgetauscht werden mussten. Weitere 25% erreichten ebenfalls nicht vollständig die geforderte Pulshöhe, jedoch erwies es sich bei diesen als ausreichend, die optische Ankoppelung der LEDs an die Glasfaserkabel mittels eines optischen Gels zu verbessern.

Diese im letzten Punkt erwähnte Verbesserung der optische Ankoppelung muss erhalten bleiben, da sonst ein Nachlassen der Intensität der betroffenen LEDs zu erwarten ist. Nach jedem Entfernen der Glasfaserkabel muss man, bevor man sie wieder mit der LED verbindet, sicherstellen, dass noch genügend optisches Gel aufgetragen ist und ggf. nachfüllen. Zu diesem Zweck wurden die betroffenen LEDs markiert.

Zur Behebung dieser Probleme war es nötig, jeden einzelnen Kanal durchzumessen, etliche elektronische Bauteile auszutauschen, insbesondere etliche Kapazitäten sowie einige Widerstände und Potentiometer. Des weiteren musste die Triggerschwelle jedes einzelnen Kanals sorgfältig mit dem vor die LED geschalteten Potentiometer eingestellt werden. Das dafür vorgesehene Potentiometer ist auf der Platine mit dem Aufdruck 'breite/höhe' gekennzeichnet (z.B. POT3 für Baugruppe 1, vergleiche Abbildung 4.1). Außerdem musste die Position jeder LED genau fixiert

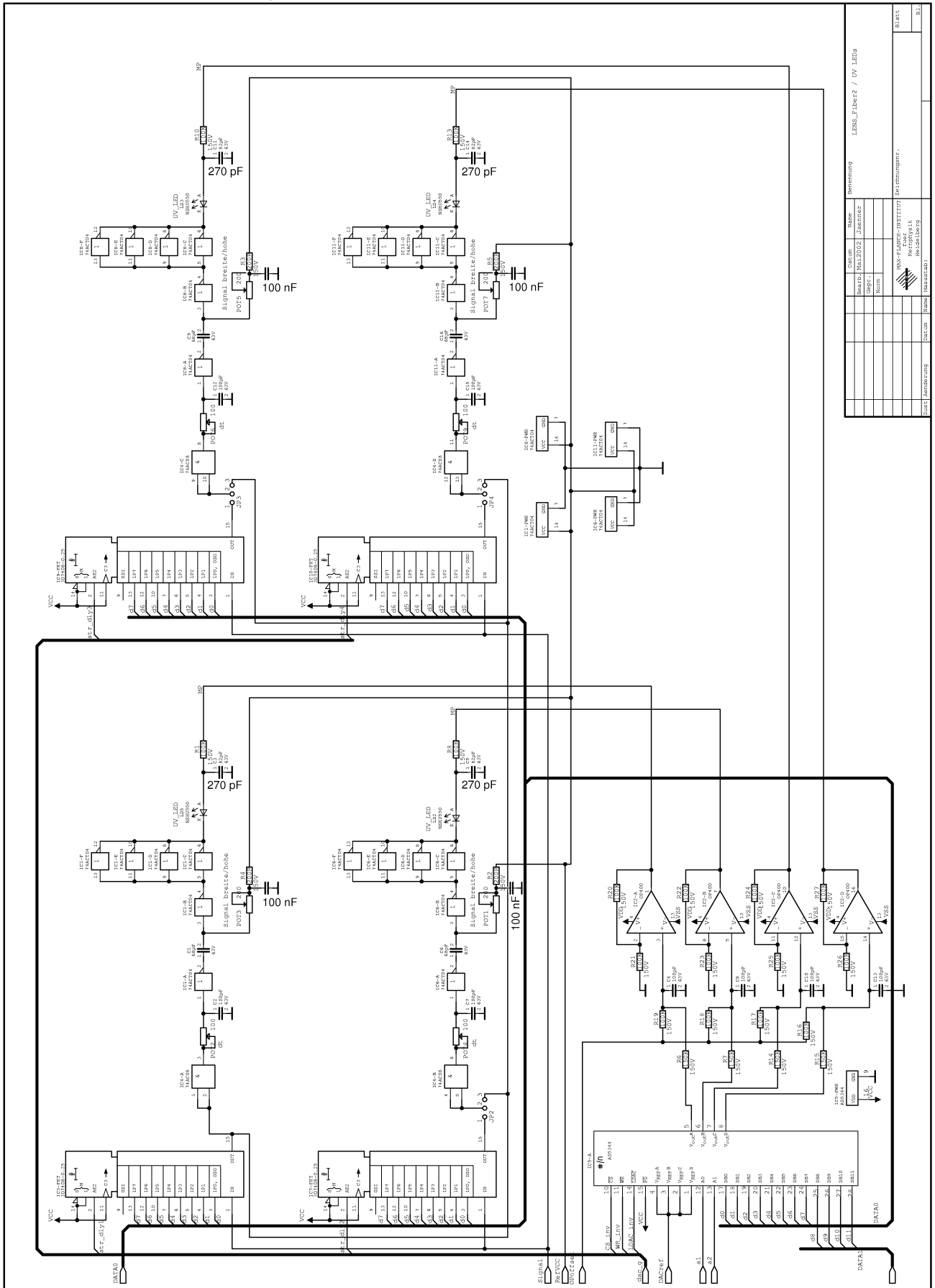


Abbildung 4.1: Der Schaltplan des LED-Bords.

Datum		Name		Bezeichnung	
19.01.2022	19.01.2022	Jacimierz	Jacimierz	LENS_FiberZ / UV_LEDs	
Norm.		Norm.			
WSK-FA-NR.-HEFTTITEL NO.1421018 NO.1421018		WSK-FA-NR.-HEFTTITEL NO.1421018 NO.1421018			
Datum 19.01.2022	Datum 19.01.2022	Name Jacimierz	Name Jacimierz	Bezeichnung LENS_FiberZ / UV_LEDs	Blatt 11

werden. Jede Änderung des Abstandes zwischen der LED und dem Endstück des Glasfaserkabels würde eine Änderung der optischen Ankoppelung und damit der transmittierten Intensität bedeuten.

Nach sorgfältiger Durchführung dieser Korrekturen erfüllten alle Bords die Anforderungen und wurden in einem VME-Crate montiert, in dem auch ein PowerPC zur Ansteuerung der Bords über den VME-Bus eingebaut wurde (Abbildung 4.2).

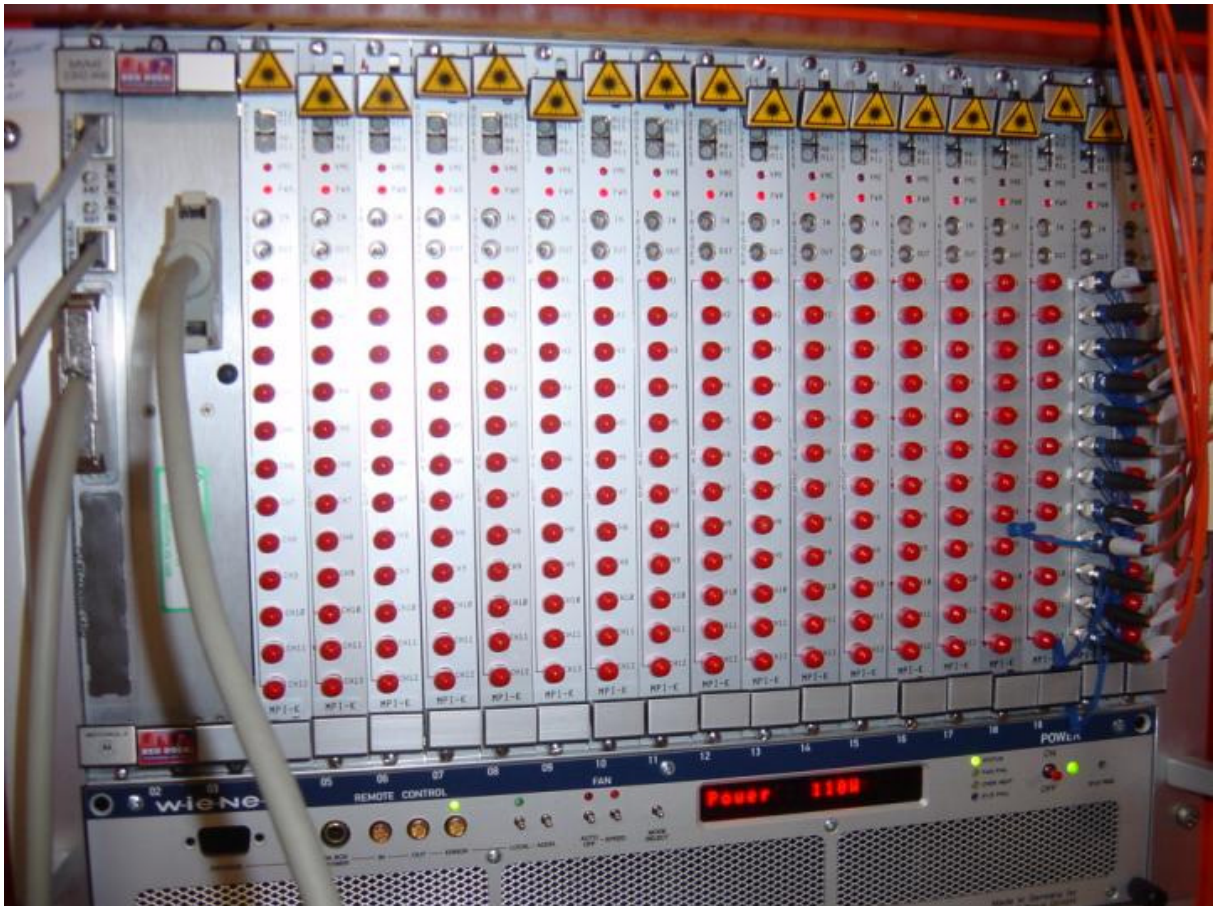


Abbildung 4.2: Ein Photo des LED-Systems, wie es im Gran-Sasso-Labor aufgebaut wurde. Rechts erkennt man 12 angeschlossene Lichtleiterkabel. Links sind der PowerPC samt Netzwerkverbindung zum DAQ-System und die Festplatte zu sehen.

Endgültige Konfiguration:

- 18 Bords à 12 LEDs, insgesamt also 216 LEDs, individuell über den VME-Bus ansteuerbar.
- 1 Motorola PowerPC (MVME2302-900) zur Ansteuerung über Netzwerk oder im Stand-Alone Betrieb.
- optional: 1 Festplatte (9,1 GB; RRT-2H99LG-FP1) mit einer Debian-Linux Installation als Betriebssystem und der in Heidelberg entwickelten Ansteuerungssoftware für den Stand-Alone Betrieb (insbesondere für die Tests und Messungen am System).
- 1 logisches Fan-Out Bord zur gleichzeitigen Ansteuerung aller Triggereingänge der 18 Bords.

- 1 CAENET Controller zur Einbindung in das Slow-Control-System am Borexino.

Das Slow-Control-System bezeichnet dabei das Netzwerk, das unter anderem dem Ein- und Ausschalten der verschiedenen Computer und Geräte (wie dem LED-System) über das Internet dient. Es dient auch dem Zugriff auf die Computer und auf die Daten und ermöglicht so eine Durchführung und/oder Überwachung der Messungen, ohne vor Ort sein zu müssen.

4.4 VME - Programmierung

Zur Ansteuerung der LED-Bords über den VME-Bus ist eine spezielle Software notwendig, die erst noch entwickelt werden musste. Diese Software läuft auf dem PowerPC und schreibt die Werte, die der Benutzer dem System vorgibt auf die entsprechenden VME-Adressen. Wird das VME-Crate allein verwendet, ohne in ein Netzwerk eingebunden zu sein, muss die Software auf der Festplatte installiert sein. Dies ist die sogenannte Stand-Alone Konfiguration.

Ein Mitarbeiter der LENS-Kollaboration, T. Lassere, hatte bereits für die LLBF (Lens Low Background Facility [LENS03]) ein Programm zur Ansteuerung einiger anderer VME-Module geschrieben. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde, basierend auf dieser Software, eine neue Software zur Ansteuerung der LED Bords über den VME-Bus entwickelt und programmiert. Die verwendete Programmiersprache ist C. Die Software verwendet das Grafikinterface "ncurses", das ein Teil vieler C Distributionen ist, und die VME-Treiber die in den CERN-Libraries enthalten sind.

Im Anhang sind die Adressen aufgelistet, an die die Software die Befehle senden muss, um den verschiedenen Kanälen (und damit LEDs) Werte zuzuordnen, die innerhalb des ebenfalls im Anhang aufgelisteten Wertebereichs liegen müssen.

Die programmierbaren Parameter des Bords, die über den VME-Bus gesetzt werden können sind:

- Delay: Eine 8-bit Delayline erlaubt die Variation der Zeitverzögerung zwischen Trigger und LED-Puls in 255 Schritten deren Schrittweite Hardwareseitig zwischen 0 und 3 ns durch ein Potentiometer eingestellt werden kann. Die Schrittweite ist auf 0,5 ns festgesetzt worden, so dass sich ein Delaybereich von 0-127,5 ns ergibt (Eingabe Delay = 0 ... 255).
- Intensität: Ein 12-bit DAC ermöglicht eine Einstellung der Spannung, die zusätzlich zu dem wiederum Hardwareseitig von 0V bis 5V einstellbaren Offset an die LEDs angelegt wird, in 4096 Schritten (Eingabe DAC = 0 ... 4095). Die gesamte Spannungsdifferenz wurde auf 4V, festgelegt, womit sich eine Schrittweite von knapp unter 1mV ergibt. Das entspricht, in der jetzigen Konfiguration mit einem Offset von 4V, einem dynamischen Bereich, der sich von Singlephotoelektron Ereignissen, die der Sub-Poisson-Statistik folgen bis hin zu mehr als 100 Photoelektronen erstreckt.
- Trigger: Kann intern via Software generiert werden und der Triggerausgang (für einen intern generierten oder extern gegebenen Trigger) kann aktiviert oder deaktiviert werden.

Abbildung 4.3 zeigt ein Blockdiagramm der in Heidelberg geschriebenen Stand-Alone Ansteuerungssoftware für das LED-Kalibrationssystem 'vmeui' (VME User Interface). Das Blockdiagramm stellt die Eingabemöglichkeiten und Programminternen Abläufe skizzenartig dar.

In der Headerdatei `vmeui.h` wird festgelegt welche Module geladen werden sollen. Ein Modul ist jeweils ein Subprogramm für die Ansteuerung einer der VME-Steckkarten die in das Crate

eingebaut sind. Ob die jeweilige Karte ansteuerbar ist wird von den Routinen in der Headerdatei ebenfalls überprüft. Die eingebauten Steckkarten können die für das Kalibrationssystem verwendeten LED-Bords sein oder auch andere VME-Module wie der bei den Heidelberger Messungen verwendete QDC und TDC (vergleiche Abschnitt 4.5.2).

Im Blockdiagramm beschränke ich mich auf die Ansteuerung der LED-Bords, also auf den Fall, dass bei 'Modulauswahl einlesen' ein LED-Modul gewählt wird. Dies ist der von mir programmierte, für meine Arbeit relevante Teil des Programms. Die anderen Module mit darzustellen würde mehrere Seiten in Anspruch nehmen und keine wichtigen, neuen Informationen liefern.

Eine Eigenschaft des Programms ist schwierig in einem einfachen Blockdiagramm darzustellen. Jede Menüauswahl und jede Schleife ist so programmiert, dass die Eingabe von 'q' zum Abbruch des gerade ausgeführten Befehls führt und zur Rückkehr in das jeweils übergeordnete Menü. Die Eingabe von 'q' im Hauptmenü ('Modul wählen') führt zur Beendigung des Programms. Weiter ist zu erwähnen, dass bei der Eingabe von 0 als Anzahl der Trigger im Untermenü 'Int. Trigger -> Anzahl einlesen' dazu führt, dass die Abbruchbedingung 'i = Anzahl' nie erreicht wird. 'i' startet mit einem Wert von 1 und wird in jedem Schritt um 1 erhöht und erreicht so nie den Wert 0. Dies ist beabsichtigt und führt zu einer Endlosschleife, also unbegrenzt vielen Triggersignalen. Die Eingabe von 'q' bricht die Schleife und damit die Triggergenerierung ab. Über die Wartezeit, die momentan auf 25ns eingestellt ist, lässt sich die Frequenz einstellen mit der die Triggersignale aufeinander folgen.

Es wurde beschlossen, den Quellcode des Programms zum derzeitigen Zeitpunkt noch nicht zu veröffentlichen. Er ist jedoch kollaborationsintern verfügbar.

4.5 Vorgenommene Messungen am System

4.5.1 Erste Messungen am Gran Sasso Labor

Die Aufnahme von ersten Kennlinien DAC-Pulshöhe mit einem digitalen Oszilloskop am Gran Sasso ergab, dass sich einige LEDs selbst bei DAC=0 nicht im Sub-Poisson Bereich befanden, sondern deutlich darüber (Abbildung 4.4). Da aber die erste Zeit- und Intensitätskalibrierung des OD nur mit Singlephotoelektron Ereignissen stattfinden soll, ist es wichtig, dass man alle LEDs auf Sub-Poisson-Statistik einstellen kann (vergleiche Abschnitt 4.2).

Die Spannung der Photomultiplier ist so gewählt, dass ein Singlephotoelektron Ereignis einer Pulshöhe von 10 mV entspricht. Man sieht an den Kennlinien schon mit bloßem Auge, dass die LEDs Nr. 6, 9 und 11 deutlich zu hoch beginnen. Es waren also noch weitere Justierungen erforderlich.

Dazu stellte ich den Offset jedes einzelnen Kanals auf einen von der LED-Güte abhängigen individuellen Wert ein, um zu gewährleisten, dass bei DAC=0 weniger als 1% der Trigger ein Photoelektron auslösen.

Für die Simulation von Myonspuren, die nach der Kalibrierung zum Test der Spurrekonstruktionssoftware geplant ist, wäre es wünschenswert, wenn sich die LEDs ganz abschalten ließen. Diese Eigenschaft ließ sich nicht realisieren, da durch Fluktuationen im Offset doch immer wieder eine LED zum Leuchten angeregt wird. Glücklicherweise ist diese Eigenschaft für die Kalibrierung auch nicht notwendig. Hier reicht es aus, dass sichergestellt ist, dass nicht mehr als ein Photoelektron ausgelöst wird (Sub-Poisson).

Damit die LEDs bei DAC=0 ganz ausgeschaltet bleiben, müsste man den Offset auf 0 setzen. Das aber wiederum würde die Reaktionszeit der LED verschlechtern und für eine flachere ansteigende Flanke des Pulses sorgen. Außerdem würde das den dynamischen Bereich zu sehr

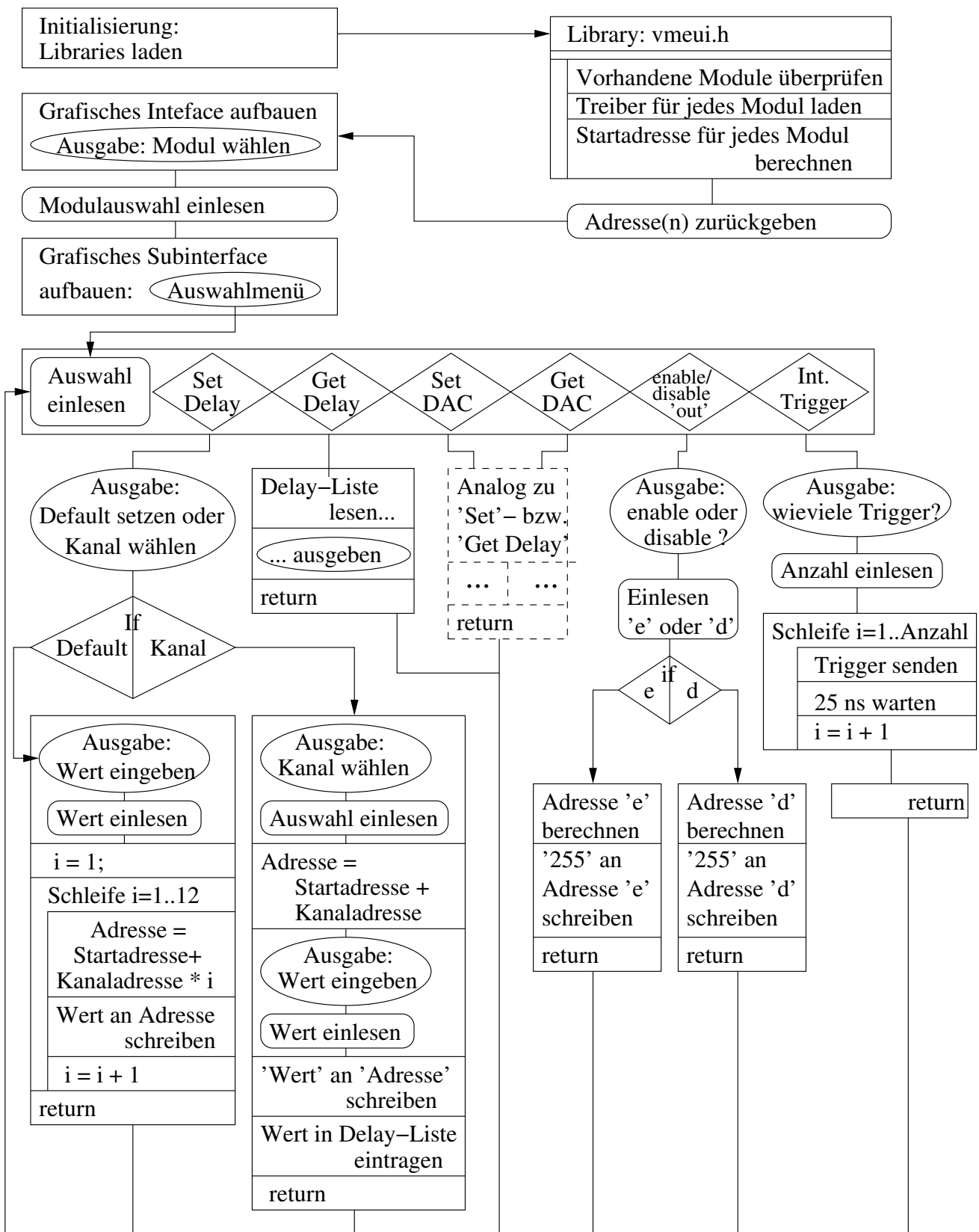


Abbildung 4.3: Ein Blockdiagramm des Programms zur Ansteuerung des LED-Kalibrationssystems.

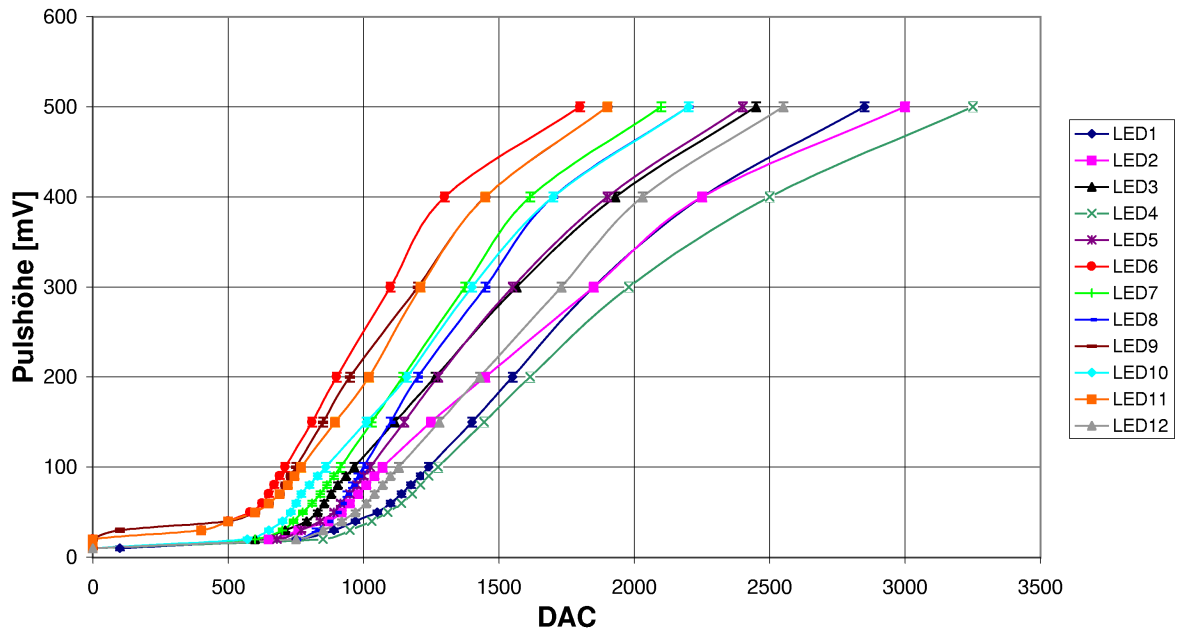


Abbildung 4.4: Erste Kennlinien: Pulshöhe des PMT-Pulses über der an der LED angelegten DAC Spannung aufgetragen.

einschränken, also dazu führen, dass man wieder nur wenige Photoelektronen an maximaler Intensität erreicht. Man könnte zwar das Design des Bords ändern und auf andere elektronische Bauteile zurückgreifen, die größere Spannungsdifferenzen ausgeben, jedoch wären diese wiederum nicht schnell genug. So ist das jetzige Setup der beste Kompromiss zwischen technischer Machbarkeit und wünschenswerten Eigenschaften.

Dennoch kann man in der Simulation sicherstellen, dass einzelne PMTs nicht gepulst werden, indem man die LEDs, die in der Simulation 'dunkel' bleiben sollen, um 127 ns verzögert und in den Daten einen Zeitcut bei 120 ns setzt. So tauchen die LEDs, die auf 127 ns gesetzt wurden, in der Datenauswertung nicht auf. Dieser Zeitcut ist möglich, da eine Abschätzung der Flugzeit eines Myons durch den Detektor und damit der Zeit zwischen dem Eintreffen des ersten und des letzten, direkten Cherenkov-Photons auf einem PMT ein erforderliches Zeitfenster von 60 ns ergibt. Will man auch reflektiertes Licht simulieren, verdoppelt sich maximal der Lichtweg. Also ist die maximal notwendige Zeitverzögerung zwischen der 'ersten' und der 'letzten' LED 120 ns.

4.5.2 Heidelberger Messungen mit einem 8" Borexino-PMT

Aufgrund von Problemen am Gran Sasso - zunächst Abstürze des DAQ Servers und später der Stop jeglicher Aktivitäten in Halle C - mussten die restlichen Messungen nach Heidelberg verlegt werden. Hier baute ich ein Datenaufnahmesystem bestehend aus einem TDC und einem QADC auf, um gleichzeitig Zeit- und Ladungsinformationen gewinnen zu können. Der TDC (Time to Digital Converter) wandelt einen Zeitabstand zwischen zwei Signalen in einen digitalen Wert um. Der QADC (charge Analog to Digital Converter, 'Q' steht für Ladung) integriert über einen Spannungspuls und liefert so einen digitalen Wert, der der Gesamtladung der im Photomultiplier ausgelösten Elektronkaskade und somit der Intensität des gemessenen Lichtes proportional ist. Den Aufbau der Messapparatur zeigt Abbildung 4.5.

Die beiden Module (TDC und QADC) sind auf VME-Platinen montiert. Zur Ansteuerung

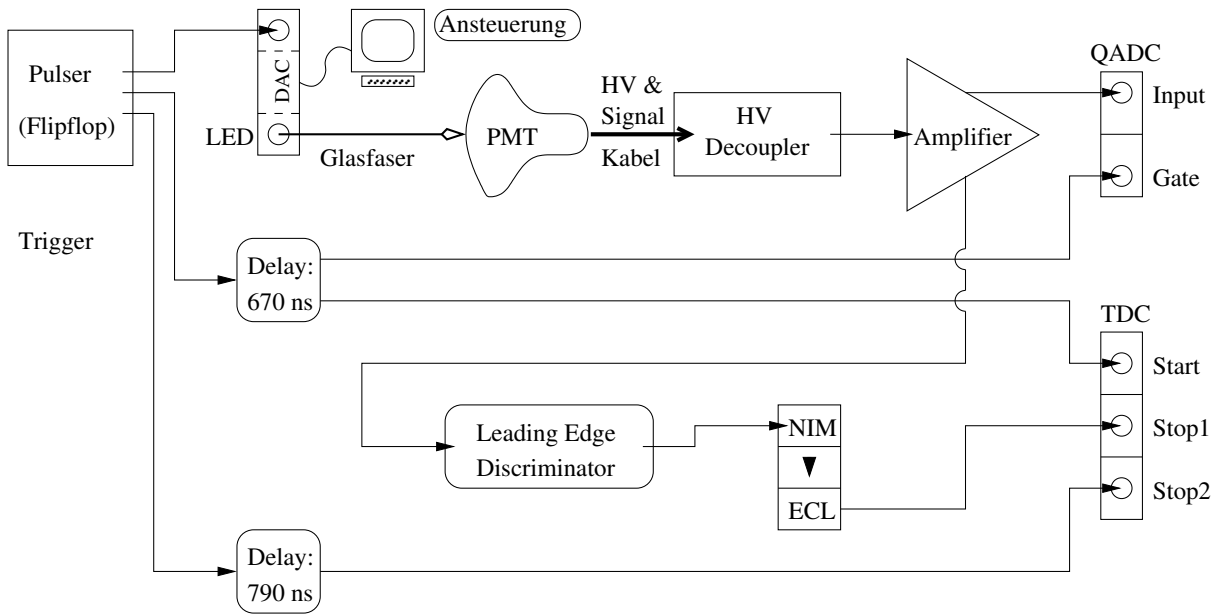


Abbildung 4.5: Schaltplan der Heidelberger Messapparatur für die gleichzeitige Messung von Intensität und Zeitverzögerung des LED Pulses.



Abbildung 4.6: Die verschiedenen Signale der Messung am Oszilloskop betrachtet.

verwendete ich die VME-Software, die ich auch als Basis für mein Programm zur Ansteuerung der LED-Module verwendet hatte.

Außer dem Signal, über das integriert werden soll, braucht der QADC noch ein 'Gate' Signal. Dies ist ein TTL-Signal, das an den 'Gate'-Eingang angelegt wird. So lange über dieses Signal eine negative Spannung am Gate anliegt, integriert der QADC über die am 'input'-Eingang anliegende Spannung. Auf die Weise kann man über die Breite des Gate-Signals kontrollieren wie lange die Integration läuft. Die maximale Signalrate, die der QADC verarbeiten kann, ist dabei 200 Hz.

Das Gate erzeugte ich durch den Trigger, der auch an das LED-Bord angelegt war. Die Gesamtzeit von dem Start-Trigger an das LED Bord über das Leuchten der LED, den Nachweis des Lichts im PMT und der Ausgabe eines Signals am HV-Decoupler beträgt 680 ns. Entsprechend lang verzögerte ich das Triggersignal über eine Delayeinheit. Die Breite des Triggersignals stellte ich so ein, dass es das Spannungssignal vom PMT einhüllte (Abbildung 4.6).

Die abfallende Flanke des 'Gate'-Signals (das ein negatives TTL-Signal ist) dient gleichzeitig als Startsignal für den TDC. Das Signal vom PMT wird an einen Leading-Edge-Discriminator angeschlossen. Dieser gibt ein Standard-NIM-Signal aus, sobald an seinem Eingang ein vorher eingestellter Schwellenwert an Spannung überschritten wird. Das NIM Signal dient (nach seiner Umwandlung in ECL, da der TDC nur ECL Signale akzeptiert) als Stop. Auf die Weise mißt man die Zeit des Eintreffens des PMT Signals relativ zum Trigger. Die Zeitauflösung des TDC ergibt sich aus der gesamten Zeitskala, die ich auf ihren Minimalwert von 140 ns einstellte, und der Anzahl der Kanäle (4096). Damit ergibt sich eine Auflösung von 34,18 ps pro Kanal.

Mit Hilfe dieser Apparatur und mit einem der Borexino-8" PMT (eine genaue Beschreibung dieser PMTs ist in [Ran93] zu finden) nahm ich präzisere Kennlinien auf, und zwar die im PMT gemessene Ladung (in Einheiten von Kanälen) gegen die DAC-Einstellung. Abbildung 4.7 zeigt das Histogramm einer solchen Messung für eine DAC Einstellung von 1000. Man sieht, dass in diesem Bereich, der etwas oberhalb der Single-Photoelektron Bereichs liegt, die Ladungsverteilung wie erwartet der Poisson-Statistik folgt. Der hohe Peak am linken Rand des Histogramms (um Kanal 30 herum) entspricht dem sogenannten Pedestal, das aus technischen Gründen von dem QADC auf jeden Wert der Messung addiert wird. Wenn man die im PMT deponierte Ladung für eine Single-Photoelektron-Ereigniss kennt, kann man die Kennlinien in Einheiten von der DAC-Spannung gegen die Anzahl der Photoelektronen umrechnen.

Als eine Schwierigkeit erwies sich jedoch, die Anpassung des QADCs um Singlephotoelektron-Signale zu messen. Dazu musste das Signal zunächst durch einen Vorverstärker verstärkt werden. Um die unverstärkten Ereignisse bei höheren Intensitäten dann in Einheiten von Photoelektronen auszudrücken, muss man die verstärkt gemessene Singlephotoelektronladung zunächst natürlich wieder durch den Verstärkungsfaktor teilen. Doch die auf diese Weise gewonnenen Werte in Einheiten von Photoelektronen erschienen mir deutlich zu hoch (d.h. die errechnete Ladung eines Singlephotoelektron-Signals war vermutlich zu gering). Daher überprüfte ich den Verstärkungsfaktor auf Linearität.

Das Ergebnis war, wie erwartet, dass die Verstärkung in niedrigen Intensitätsbereichen nicht linear war. Im Singlephotoelektron-Bereich war sie nur 6,4-fach, statt der gewünschten 10-fachen Verstärkung. Abbildung 4.8 zeigt den Verstärkungsfaktor im nichtlinearen Bereich. Am unteren Ende, im Singlephotoelektronbereich weist der Verstärkungsfaktor ein Plateau bei 6,4-facher Verstärkung auf. Das ist nicht verwunderlich, da sich hier die Höhe der Pulse nicht unterscheidet, sondern nur die Rate. Zu höheren Intensitäten nähert sich der Verstärkungsfaktor der 10-fachen Verstärkung, die er etwa ab DAC=1800 (entspricht 15 Photoelektronen) erreicht.

Mit dem korrigierten Verstärkungsfaktor von 6,4 im Singlephotoelektron-Bereich jedoch ergaben sich Maximalintensitäten, die sehr gut mit den Ergebnissen vom zweiten Air-Run des OD (ein

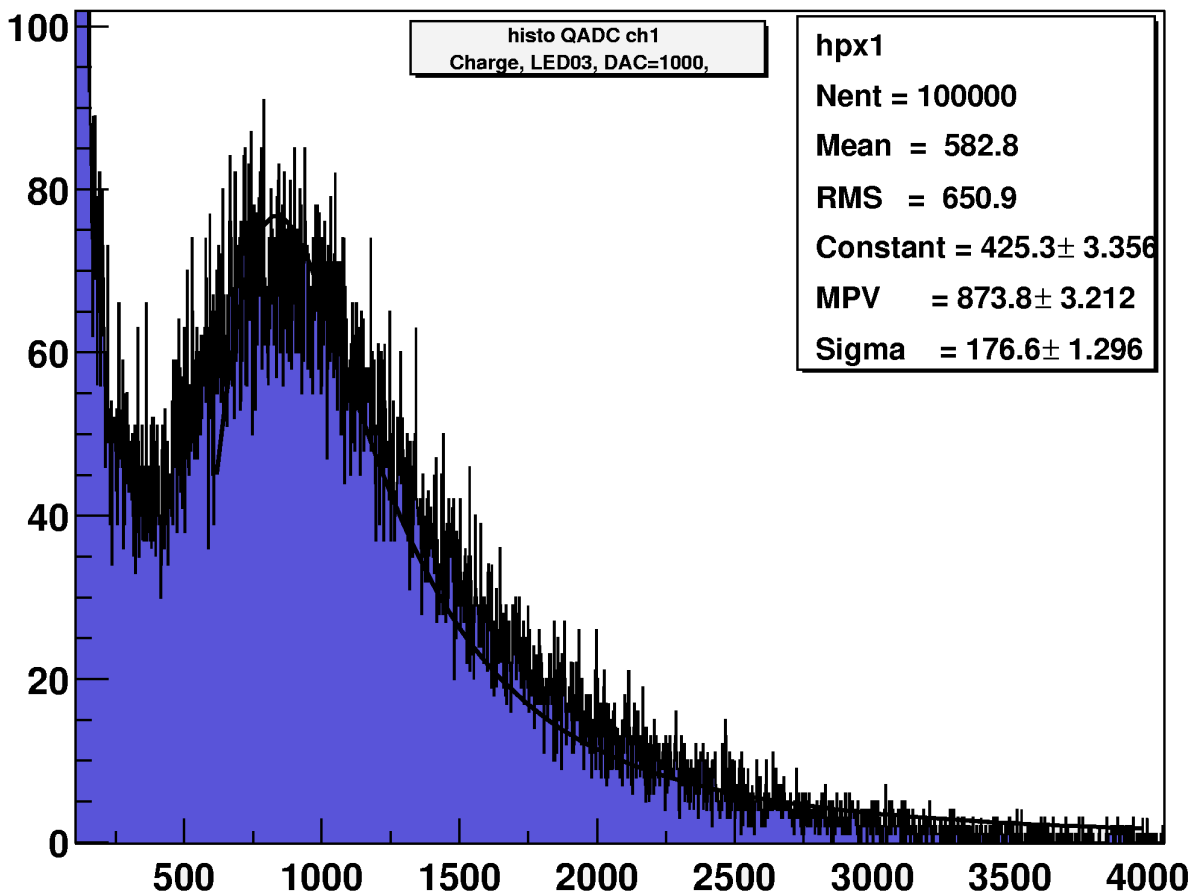


Abbildung 4.7: Ein Histogramm der über den QADC gemessenen Ladung bei DAC = 1000. Diese Ladung ist der Anzahl der Photoelektronen und damit der Lichtintensität proportional. Die Einheit der x-Achse ist hier die Kanalnummer des QADC.

technischer Testlauf des unbefüllten Detektors) am Gran Sasso (Abschnitt 4.8) übereinstimmten (Abb. 4.9).

Um den Grund für diese Abweichung von der Linearität zu untersuchen führte ich genaue Messungen mit einem geeichten, einstellbaren Pulser durch. Dieser liefert Spannungsimpulse deren Ladungsinhalt und Form man einstellen kann. Ich wählte eine Pulsform die dem Puls der PMTs entspricht und maß die Verstärkung bei verschiedenen Pulshöhen. Das Ergebnis war, dass der Verstärker zwar annähernd linear verstärkte (mit einem Faktor von 9,7 bei niedrigen und 10,1 bei hohen Intensitäten), jedoch das Signal verformte. Diese Verformung führte dazu, dass der Hochpassfilter, der nach dem Vorverstärker eingebaut war, einen Teil des Signals abschnitt. Die Verformung ist bei niedrigen Intensitäten relativ gesehen stärker als bei hohen und so ist auch der durch den Hochpass bedingte Verlust bei niedrigen Intensitäten höher.

Den Hochpassfilter aus der Schaltung auszubauen war keine Option, da ein Verstärker auch immer einen Offset auf die Signale addiert. Dieser Offset ist notwendig damit die Verstärkungselektronik richtig arbeitet, aber wenn man ihn nicht herausfiltert, führt er ebenfalls zu einer Unlinearität des Verstärkungsfaktors. Inzwischen wurde aber im Elektroniklabor des MPI-K in Heidelberg ein besserer Hochpassfilter gebaut, der auch die verformten Signale richtig verarbeitet. Daher sollte das Problem der Nichtlinearität der Verstärkung bei zukünftigen Messungen nicht mehr auftauchen.

Die Kennlinien der LEDs lassen sich durch einen Fit der Punkte mit einer Boltzmannfunktion

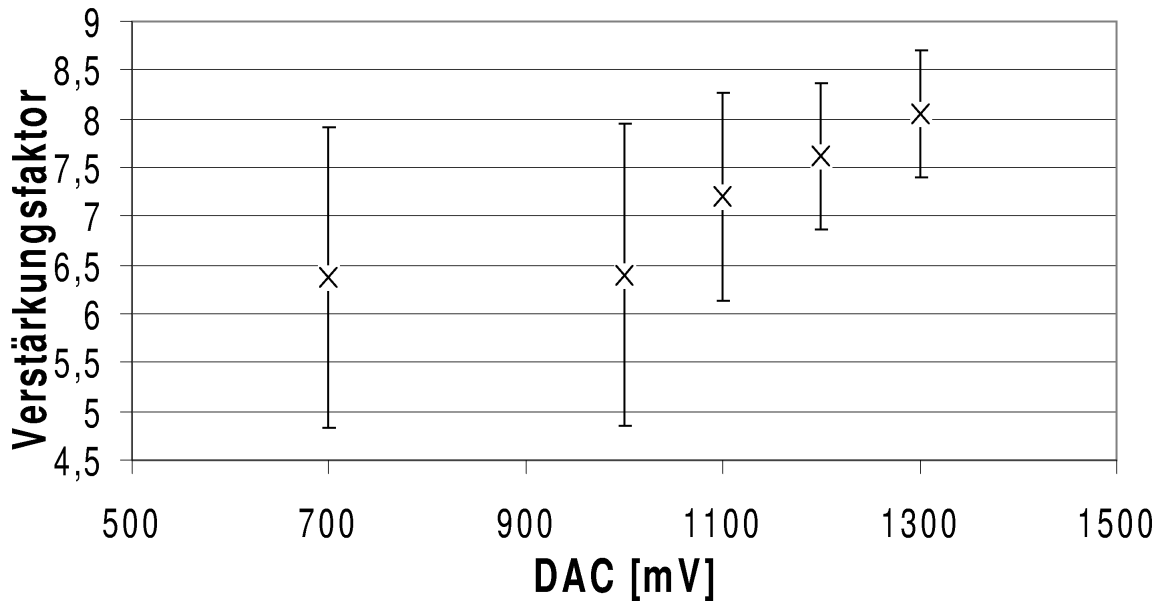


Abbildung 4.8: Verstärkungsfaktor gegen DAC-Spannung.

parametrisieren:

$$y = \frac{A_1 - A_2}{1 + e^{(DAC - DAC_0)/w}} + A_2 \quad (4.3)$$

Mit dieser Funktion ergeben sich die Parameter, aus denen sich berechnen lässt, welchen DAC-Wert man einstellen muss, um eine bestimmte Anzahl Photoelektronen zu erreichen. A_1 ist dabei der untere Grenzwert, dem sich die Kurve zu niedrigen DAC-Werten hin nähert. A_2 ist der obere Grenzwert, bei dem die Lichtausbeute der LED auch bei weiterer Erhöhung der Spannung konstant bleibt, also der Sättigungswert der LED. Dieser Wert liegt aber für unser Bord über der maximal einstellbaren Spannung. DAC_0 ist die Mitte des ansteigenden Teils der Funktion und w ist die Breite des ansteigenden Teils.

Der Parameter A_1 kann dabei vorgegeben werden, da das Bord so gebaut wurde, dass der untere Grenzwert offensichtlich 0 sein muss. Auch die visuelle Extrapolation anhand des Plots bestätigt diesen Wert. Der Plot liefert dann die Werte $A_2 = 129,6 \pm 6,0$ [Photoelektronen]; $DAC_0 = 2875 \pm 72$ [mV]; $w = 541 \pm 43$ [mV] (Abbildung 4.10).

Der nächste Schritt wird sein, diese Funktionen in die Ansteuerungssoftware für die LEDs einzubeziehen, so dass man nur die gewünschte Anzahl von Photoelektronen eingeben muss und die Software die benötigte DAC-Spannung errechnet.

Als nächstes nahm ich den sogenannten Timejitter des gesamten Systems auf. Dazu maß ich in der beschriebenen Weise mit dem TDC die relative Zeit zwischen Trigger und Ankunft des PMT-Signals. Die Ergebnisse einer großen Zahl an Messungen werden in ein Histogramm eingetragen. Die Breite dieses Histogramms ist ein Maß für die Streuung in der Ankunftszeit und diese Größe wiederum bestimmt die Zeitauflösung, also die Unsicherheit, mit der Aussagen über einen gemessenen Zeitpunkt behaftet sind. Abbildung 4.11 zeigt ein solches Histogramm für einen eingestellten DAC-Wert von 1300, was etwa 6 Photoelektronen entspricht (Abbildung 4.9).

Der Jitter ist auch abhängig von der eingestellten Intensität. Singlephotoelektronen streuen über ein erheblich breiteres Zeitintervall als hohe Pulse. Entsprechend ist die Zeitauflösung von der

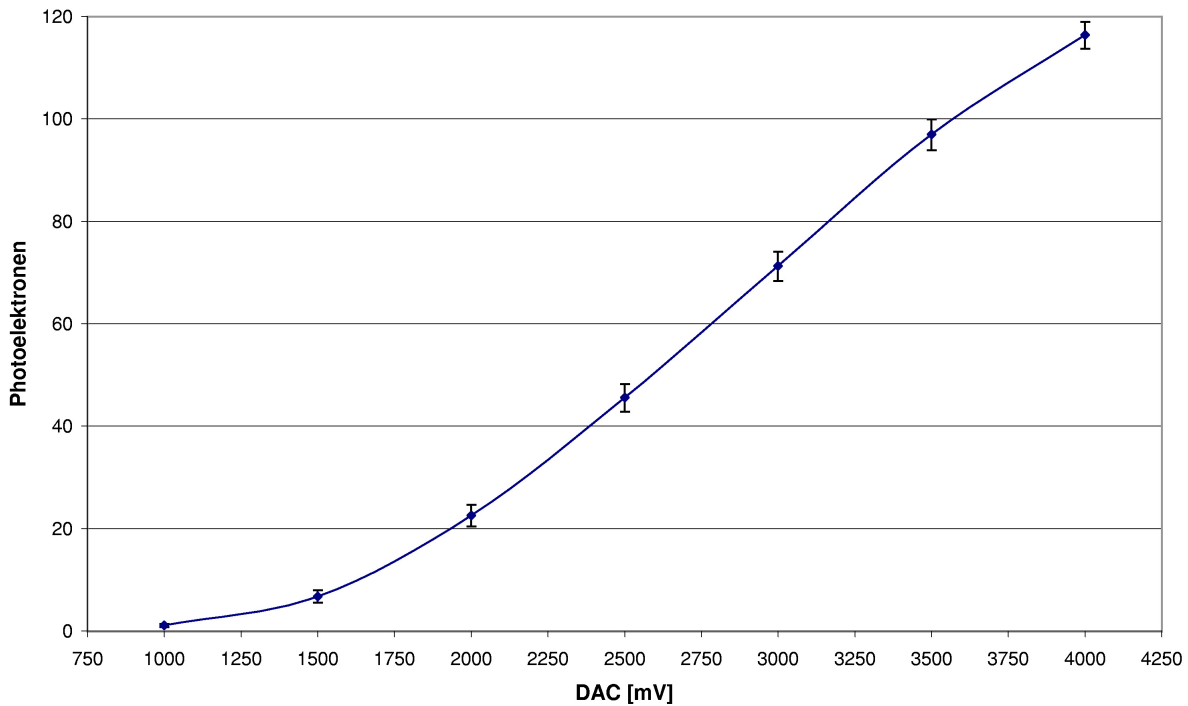


Abbildung 4.9: Korrigierte Kennlinie: Anzahl der Photoelektronen gegen die DAC-Einstellung.

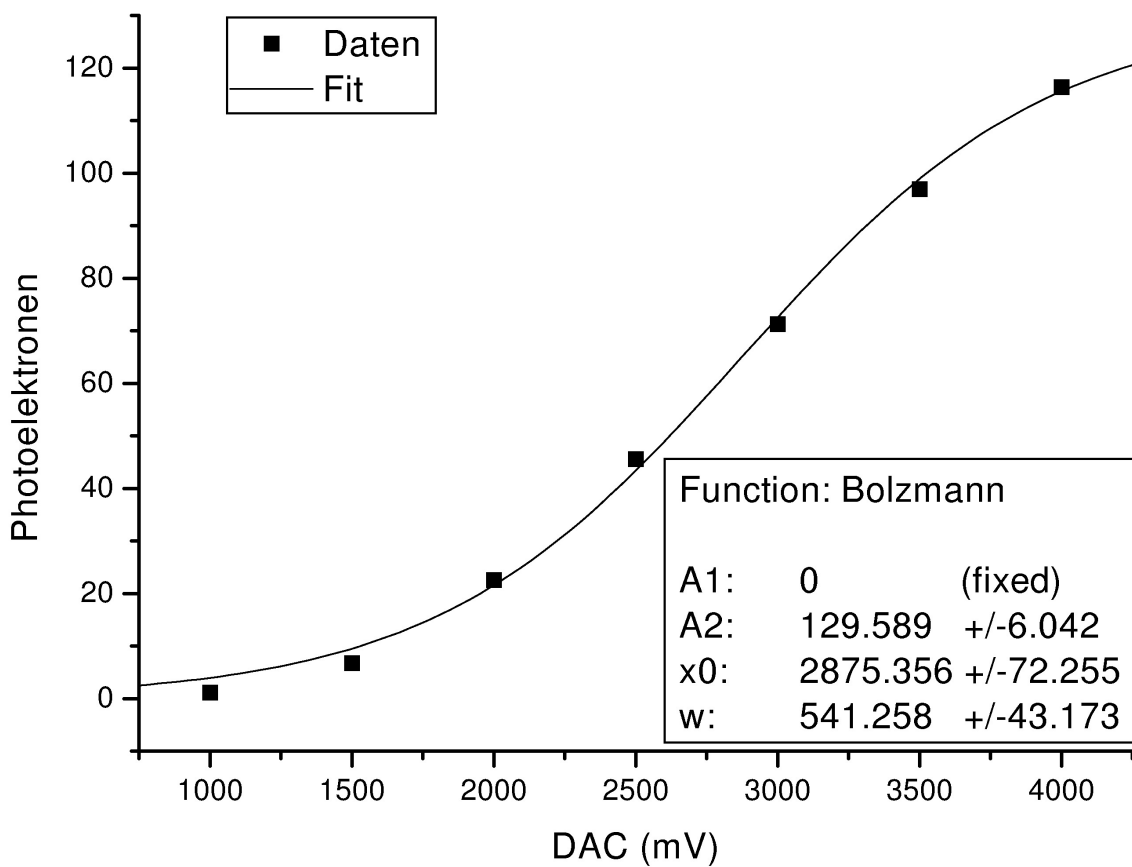


Abbildung 4.10: Der Fit der in Abbildung 4.9 gezeigten Kennlinie mit einer Boltzmannfunktion.

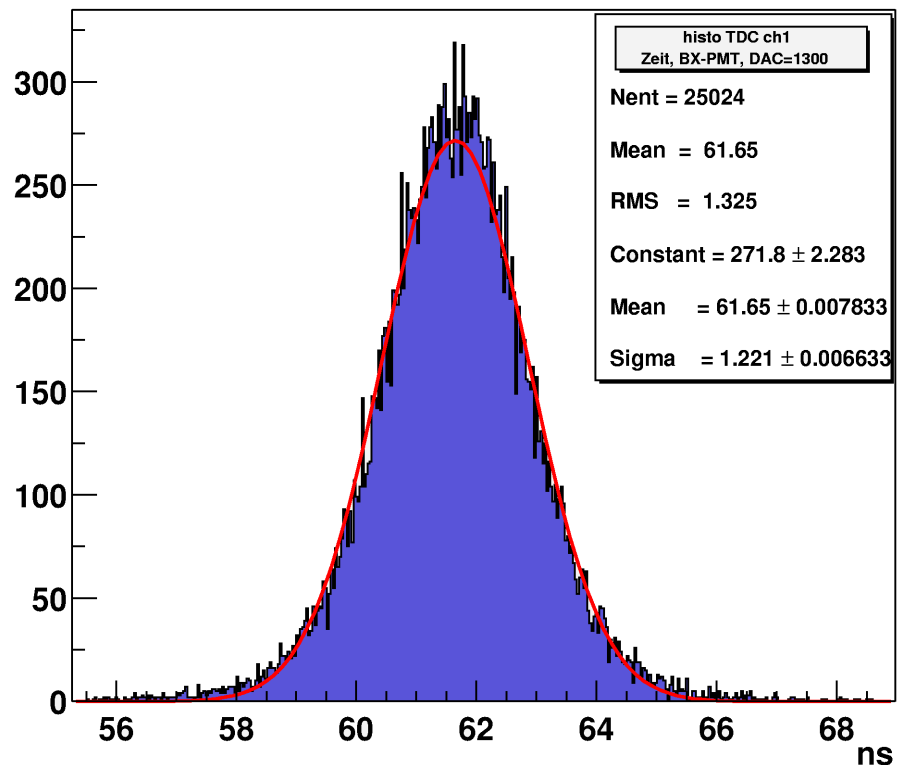


Abbildung 4.11: Zeitauflösungshistogramm bei DAC=1300. Die Zeitunschärfe (Sigma) ist bei dieser Einstellung 1,22 ns.

Anzahl der gleichzeitig ausgelösten Photoelektronen und damit von der DAC-Spannung abhängig (Abbildung 4.12). Unterhalb von DAC = 900 leuchtet die LED nur im Singlephotoelektron-Bereich. D.h. unterhalb von diesem Wert ändert sich nicht mehr die Intensität der detektierten Pulse sondern nur noch die Rate (Sub-Poisson-Statistik). Daher liegen die ersten drei Punkte auf einem Plateau. Der restliche Verlauf der Zeitauflösung in Abhängigkeit von der eingestellten Spannung lässt sich mit einer Exponentialfunktion fiten (Abbildung 4.13).

Außerdem zeigt die Zeitauflösung eine geringe Abhängigkeit von dem Schwellenwert den man am Leading-Edge Diskriminator einstellt. Dies ist ein Effekt der Elektronik, nicht der LED. Für die Messungen verwendete ich einen Schwellenwert, der einem Drittel der Pulshöhe eines Single-Photoelektron Ereignisses entspricht (-3,33 mV). Wie man Abbildung 4.14 entnehmen kann, gewinnt man an Zeitauflösung wenn man den Betrag des Schwellenwertes erhöht. Jedoch verliert man dadurch gleichzeitig an Sensitivität, da einige Ereignisse durch statistische Schwankungen unter der Schwelle bleiben und so verloren gehen. Da der Gewinn an Zeitauflösung, wenn man den Schwellenwert auf die volle Pulshöhe eines Single-Photoelektron Ereignisses (-10 mV) einstellt, weniger als 0,07 ns beträgt (also rund 7%), lohnt es sich nicht den Verlust an Sensitivität in Kauf zu nehmen. Eine weitere Erhöhung des Schwellenwert-Betrages über 10 mV hinaus scheidet auch aus, da man ja an der Messung von Single-Photoelektron Ereignissen interessiert ist.

Eine weitere Messung war die relative Verzögerung zwischen Trigger und gemessenem Signal. Der Zeitpunkt des Eintreffens der Singlephotoelektron-Signale wurde als 0 gewählt. Das Ergebnis war, wie in Abbildung 4.15 zu sehen ist, dass bei höheren Energien die Verzögerung geringer ist. Das ist zunächst nicht verwunderlich, da bei einem höheren Puls die ansteigende Flanke steiler ist und somit den Schwellenwert (Threshold) des Leading-Edge-Discriminators früher überschreitet. Das heißt, dass dieser das Stop-Signal früher an den TDC gibt.

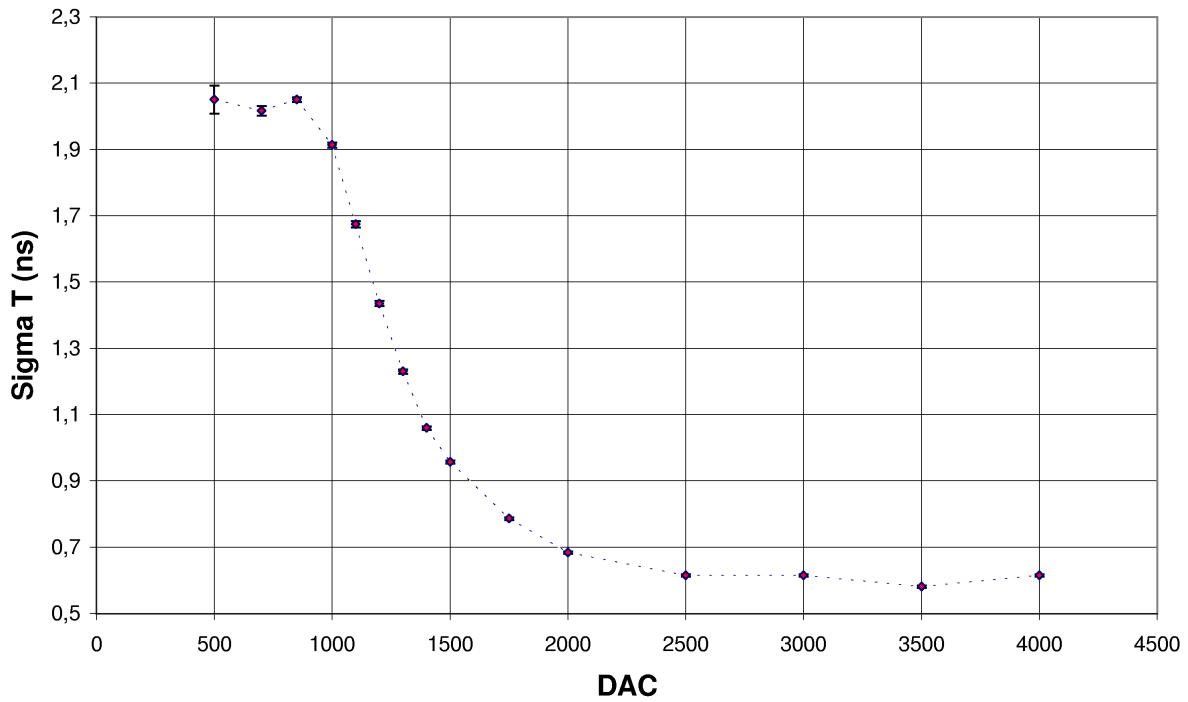


Abbildung 4.12: Zeitauflösung abhängig vom eingestellten DAC-Wert, der der an der LED anliegenden Spannung entspricht.

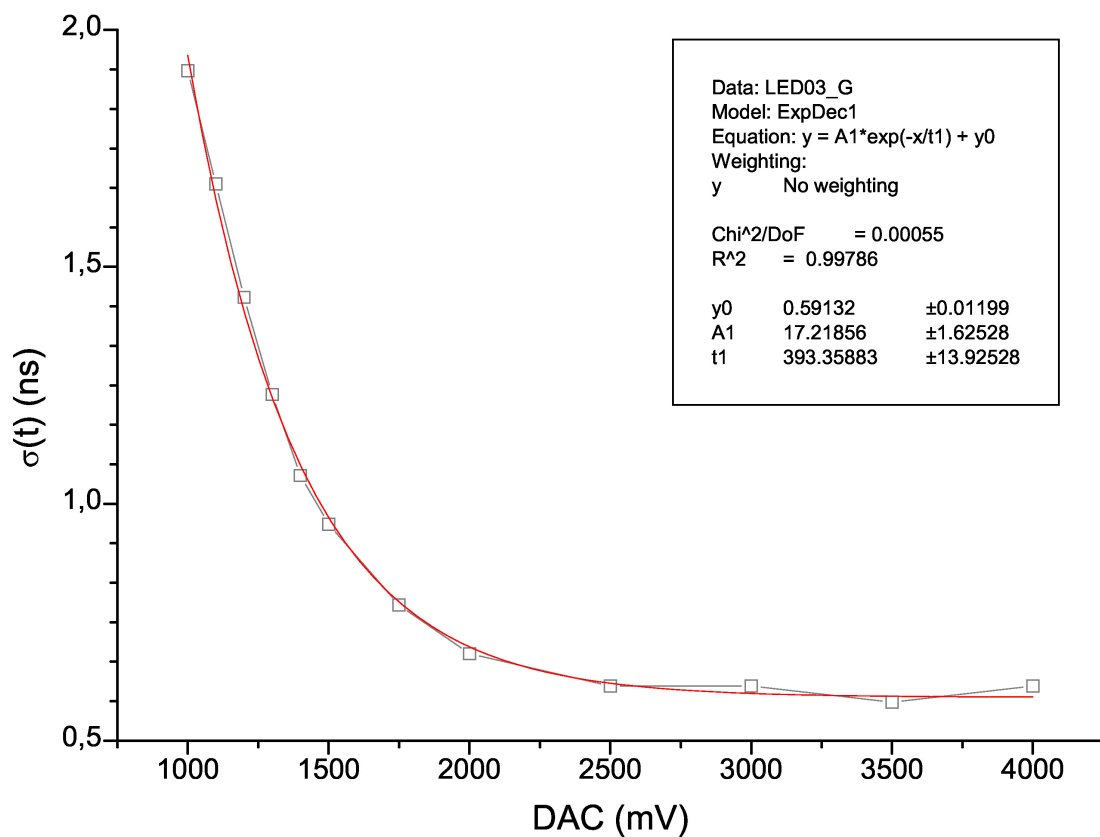


Abbildung 4.13: Ein Fit der in Abb. 4.12 gezeigten Abhängigkeit der Zeitauflösung von der DAC-Spannung.

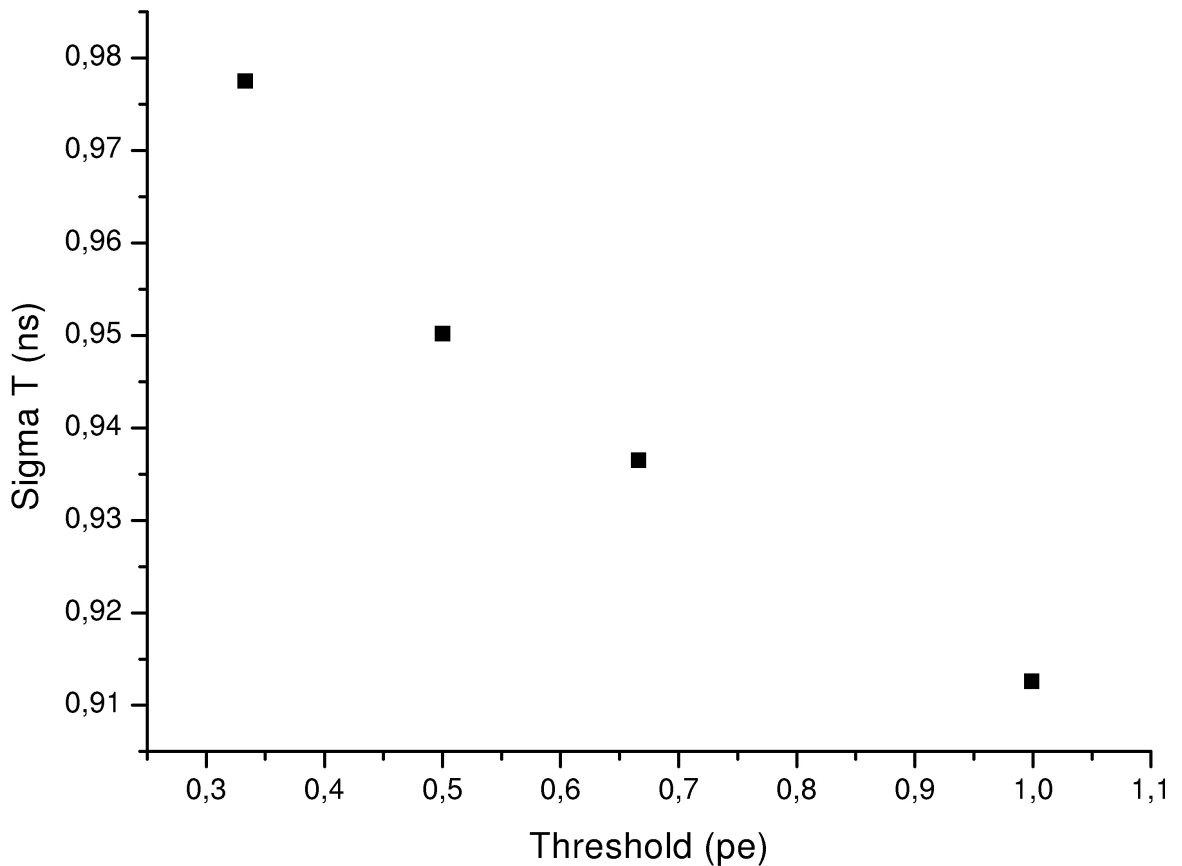


Abbildung 4.14: Die Abhängigkeit der Zeitauflösung von dem Schwellenwert des Leading-Edge Diskriminators. Dieser ist als Verhältnis [Schwellenwert / Pulshöhe eines Single-Photoelektron Ereignisses] angegeben.

Was jedoch überraschend war, war die Größe des Zeitunterschieds. Die Pulsbreite von PMT + Elektronik + LED beträgt 10 ns. Die mittlere Anstiegszeit des Pulses ist bei 3,8 ns. Daher können Unterschiede in der Steilheit der ansteigenden Flanke nicht für die mehr als 7 ns Zeitdifferenz zwischen Singlephotoelektron und DAC=4000 (~ 116 Photoelektronen) verantwortlich sein. Das war ein Hinweis darauf, dass auch die LEDs und nicht nur der Leading-Edge Discriminator einen Beitrag zu diesem 'Timewalk' liefern. Um das genauer zu untersuchen, wiederholte ich diese Messung mit einem anderen, schnelleren Photomultiplier (Abschnitt 4.5.3).

In Tabelle 4.1 sind einige der Ergebnisse (für eine LED) noch einmal zusammengestellt.

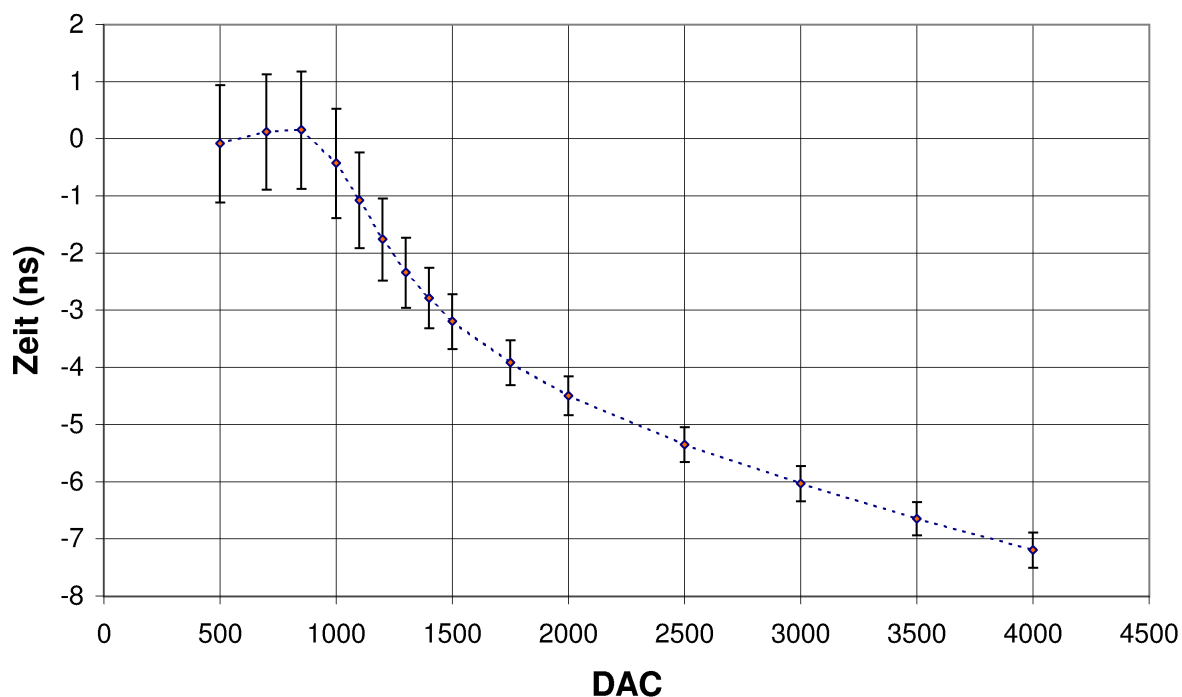


Abbildung 4.15: Relative Zeit des Eintreffens der Signale bei verschiedenen Spannungen.

DAC	Anz. Pe	$\sigma(\text{Anz. Pe})$	T rel.	$\sigma(T)$	$\Delta(\sigma(T))$
500	1	0,6	0	2,05	0,04
1000	1,1	0,6	-0,4	1,914	0,007
1500	6,8	2,4	-3,2	0,957	0,005
2000	23	4	-4,5	0,684	0,004
2500	46	5	-5,3	0,615	0,003
3000	71	6	-6,0	0,615	0,004
3500	97	6	-6,6	0,581	0,004
4000	116	5	-7,2	0,615	0,004

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Heidelberger Messungen (für eine LED) mit einem 8" Photomultiplier. 'Anz. Pe' ist die Anzahl der detektierten Photoelektronen. T ist die Zeit der Detektion relativ zur Zeit der Singlephotoelektron-Ereignisse. $\sigma(T)$ ist die Zeitauflösung.

4.5.3 Heidelberger Messungen mit einem schnellen PMT

Da die oben genannten Messungen nur die Zeitauflösung von LED+PMT+Elektronik gemeinsam aufnehmen und diese von dem PMT dominiert werden sollte, wiederholte ich obige Messungen mit einem schnellen Photomultiplier um die Eigenschaften der LED selbst etwas genauer zu bestimmen.

Zunächst verwendete ich dazu einen 1" Photomultiplier, wie sie am HESS-Experiment benutzt werden (Photonis XP2960). Diese Multiplier sind sehr schnell und haben eine Pulsbreite von nur 3 ns und einen Jitter von 1,9 ns, jedoch handelt es sich dabei um PMTs mit nur 8 Verstärkerschritten (siehe Anhang sowie: [HessPMT]).

Dies führt dazu, dass der Singlephotoelektronpeak nur 3 mV hoch ist und fast im Rauschen, das im Mittel 1 mV Amplitude hat, untergeht. Des weiteren erwies sich dieser Multiplier als sehr gute Antenne, was dazu führte, dass sich das Rauschen verstärkte sobald ich die VME-Elektronik startete, um Messungen aufzunehmen. Daher waren die Daten im Singlephotoelektronbereich unbrauchbar.

Statt des HESS-PMTs verwendete ich deshalb einen Sidewindow-PMT von Hamamatsu (Hamamatsu R1527 P). Dieser hat zwar eine etwas höhere Pulsbreite und einen etwas seltsam geformten Puls (2 Peaks. Siehe Abbildung 4.16). Er hat jedoch sogar noch eine bessere Zeitauflösung als der HESS Multiplier (1,2 ns maximaler Jitter. Im Datenblatt im Anhang 'transit time spread' genannt). Die Doppelpulsform spielt keine Rolle, wenn man den Schwellenwert des Leading Edge Discriminators geeignet einstellt, und zwar so tief, dass der Discriminator nur die erste ansteigende Flanke 'sieht' und die zweite bereits über dem Schwellenwert beginnt.

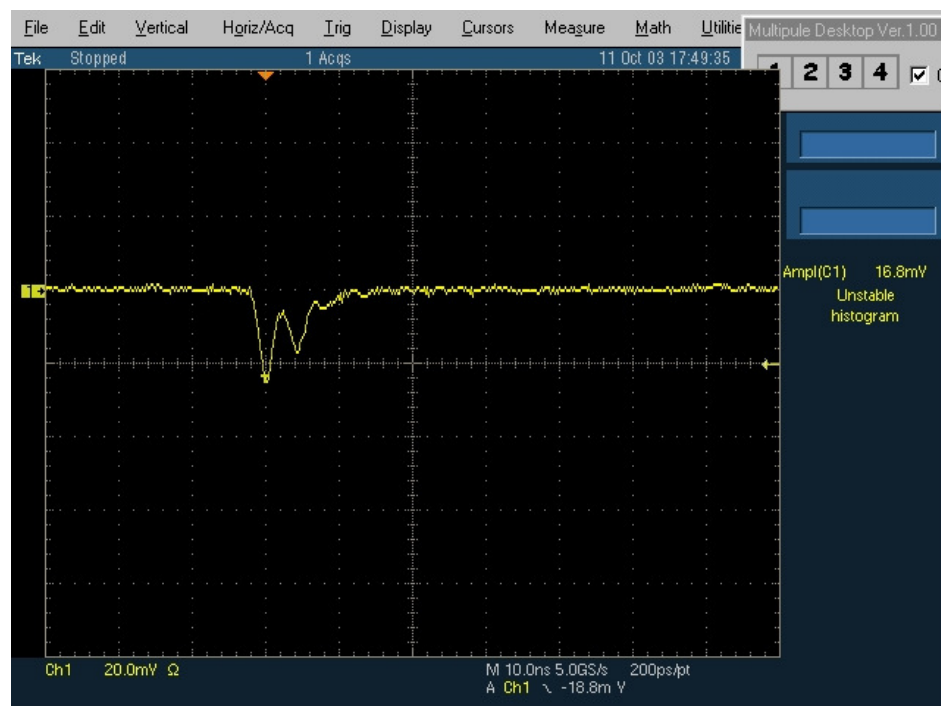


Abbildung 4.16: Die Pulsform des Hamamatsu Photomultiplier Peaks (am Digitalen Oszilloskop aufgenommen).

Ein genaues Datenblatt mit den Eigenschaften des Photomultipliers befindet sich im Anhang. Siehe auch: [Hama].

Durch die Konstruktion mit dem Fenster an der Seite und die nur kleine Photokathode wird das Dunkelrauschen stark eingeschränkt. Außerdem ist der PMT in ein Metallgehäuse eingebaut, um ihn gegen elektromagnetische Störungen von außen abzuschirmen. Mit diesem Photomultiplier maß ich erneut die Zeitauflösung des LED-Systems. Die Ergebnisse dieser Messungen kann man den Abbildungen 4.17 und 4.18 entnehmen.

Aus diesen Messungen lässt sich die Zeitauflösung von LED und Elektronik berechnen:

$$\begin{aligned} (\sigma_{gesamt})^2 &= (\sigma_{LED})^2 + (\sigma_{PMT})^2 + (\sigma_{Elektronik})^2 \\ \Rightarrow (\sigma_{LED})^2 + (\sigma_{Elektronik})^2 &= (\sigma_{gesamt})^2 - (\sigma_{PMT})^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

Nun ist der gemessene Timejitter geringfügig niedriger als der im Datenblatt angegebene Jitter von 1,2 ns. Dabei muss man aber beachten, dass der Hersteller den maximalen Timejitter angibt und der PMT unter guten Bedingungen besser arbeitet. Aber dennoch ist die Tatsache, dass der gemessene Jitter ungefähr mit dem PMT-Jitter übereinstimmt, ein Hinweis darauf, dass der Jitter der LEDs für unseren Fall vernachlässigbar klein ist. Nimmt man einen tatsächlichen PMT-Jitter von $\simeq 1$ ns an ergibt sich aus der Rechnung eine Obergrenze für den LED-Jitter. Mit $\sigma_{PMT} = 1$ ns und $\sigma_{gesamt} = 1,15$ ns ergibt sich $(\sigma_{LED})^2 + (\sigma_{Elektronik})^2 = 0,32$ ns². Dies liefert unter Vernachlässigung des Beitrags der Elektronik eine Obergrenze von $\sigma_{LED} < 0,6$ ns. Die Annahme einer Gleichverteilung der Zeitunsicherheit auf LED und Messelektronik liefert $\sigma_{LED} \simeq 0,4$ ns für den Single-Photoelektron-Bereich. Bei höheren Intensitäten ist der Jitter, wie man Abb. 4.18 entnehmen kann noch um einiges kleiner. Ab etwa DAC = 1500 unterschreitet der Gesamtjitter den Wert 0,4 ns. Der Jitter des PMTs ist, nach der statistischen Fehlerabschätzung, für N Photoelektronen proportional zu $1/\sqrt{N}$. Der Tabelle 4.1 kann man entnehmen, dass DAC = 1500 etwa 7 Photoelektronen entspricht. Damit errechnet sich $\sigma_{PMT} = 0,38$ ns und $(\sigma_{LED})^2 + (\sigma_{Elektronik})^2 = 0,017$ ns². Das ergibt eine Obergrenze von $\sigma_{LED} < 0,13$ ns für diesen Intensitätsbereich.

Des weiteren sieht man aus dem Vergleich der Pulsbreiten mit dem Borexino-PMT und dem HESS-PMT (Abbildung 4.19 und 4.20), dass die 10 ns Pulsbreite des ersteren tatsächlich durch den Photomultiplier dominiert sind und der Puls der LED somit hinreichend schmal ist ($< 3,8$ ns).

Die Ergebnisse der erneuten Messung der relativen Verzögerung bei verschiedenen Intensitäten sind in Abb. 4.21 zu sehen.

Aus dem Vergleich dieser Messung mit der entsprechenden mittels des Borexino-PMTs (Abb. 4.15) ergibt sich aus der veränderten Verzögerungskennlinie und der geringeren Maximalverzögerung, dass diese von der Pulsform abhängig sind. Somit sind wohl zumindest teilweise dem Leading-Edge Discriminator zuzuschreiben. Denn durch die andere Pulsform ist natürlich auch das Verhalten der ansteigenden Kante bei verschiedenen Intensitäten verändert. Das führt zu der unterschiedlichen Form der Verzögerungskennlinien.

Jedoch bleibt trotz schnellerem Photomultiplier die Zeitverschiebung zu größeren Intensitäten hin (Timewalk) recht groß (nun ~ 5 ns statt wie oben ~ 7 ns). Das legt die Vermutung nahe, dass doch ein LED-Effekt an dem Timewalk beteiligt ist. Eine mögliche Ursache dieses Effektes könnten Vorpulse sein ('prepulses'), also dass die LED bei hohen Spannungen früher zu Leuchten beginnt als geplant. Diesen Effekt müsste man mit einem schnellen Photomultiplier sehen können, und zwar sollte er als eine Verzerrung des gausartigen Zeithistogramms auftauchen. Im Histogramm bei hohen Intensitäten (DAC = 4000 \simeq 116 Photoelektronen) sieht man tatsächlich diese Verzerrung (Abbildung 4.22). Die Gauskurve ist zu kurzen Zeiten hin erheblich breiter. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf die statistisch auftretenden Prepulse.

Prepulses des PMTs selbst sind für diesen Effekt mit großer Sicherheit nicht verantwortlich. Diese Eigenschaft der PMT wurde gemessen ([Ran93]). Es treten zwar auch für die PMTs Prepulse

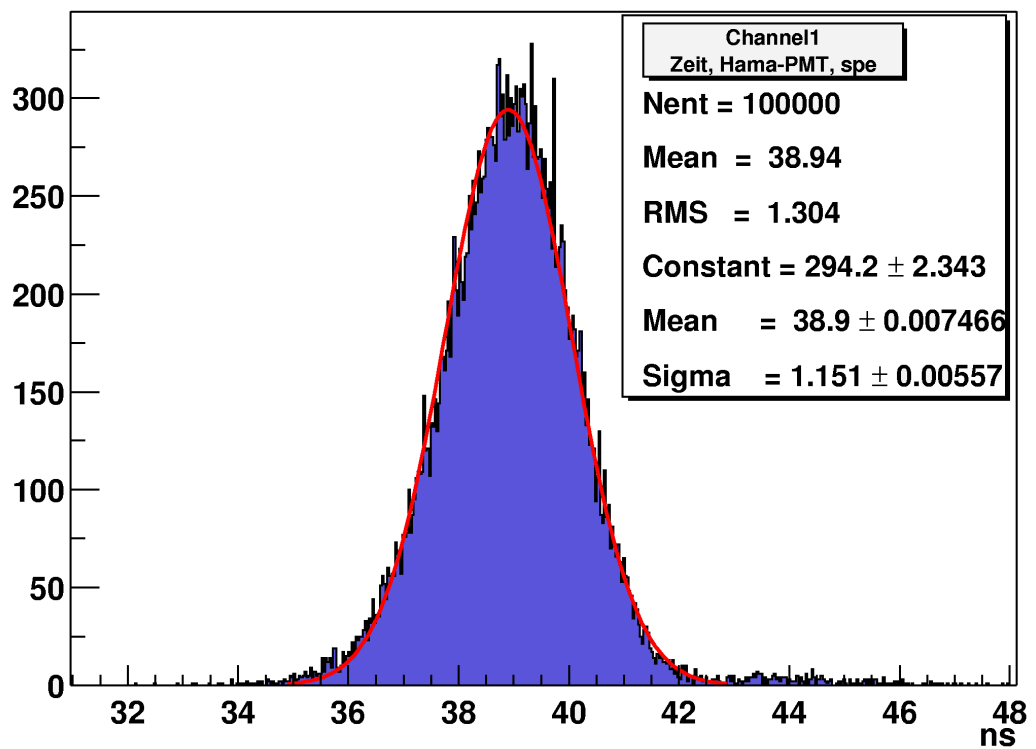
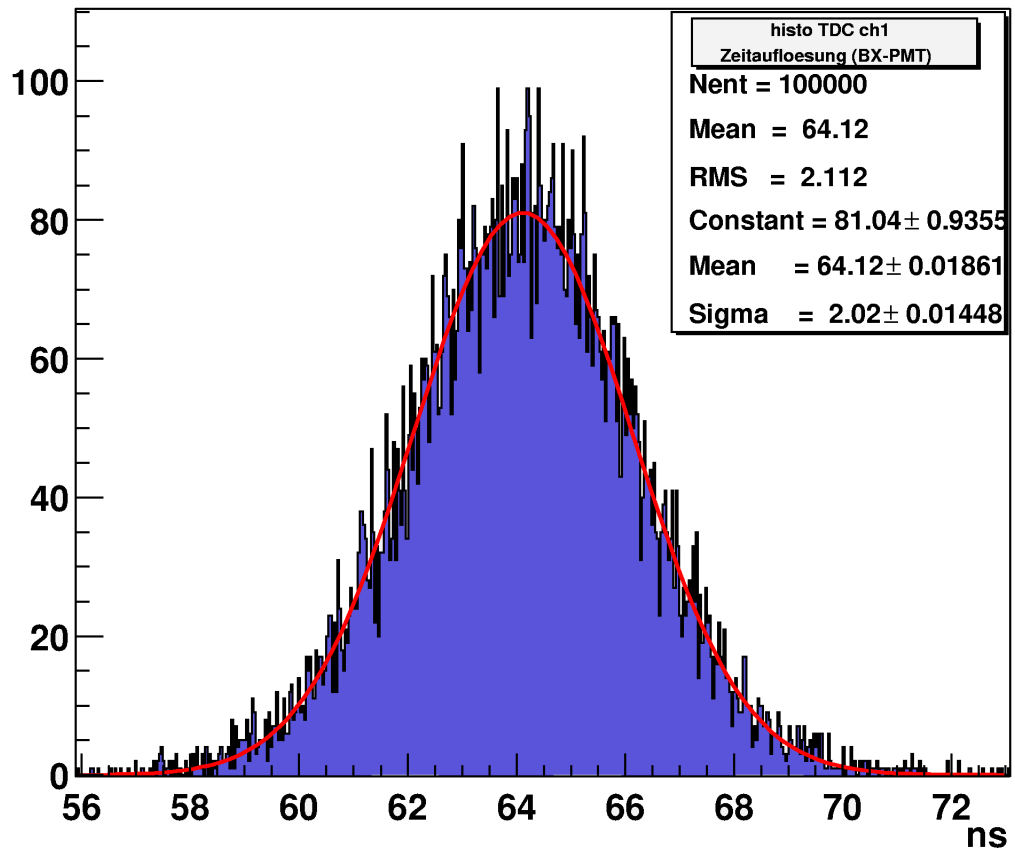


Abbildung 4.17: Vergleich der Zeitaufloesung σ im Singlephotoelektron-Bereich. Wie man aus der Legende am Rand der Abbildungen entnehmen kann, ist mit dem 8" PMT (oben) $\sigma = 2$ ns und mit dem Hamamatsu-PMT (unten) nur 1,15 ns.

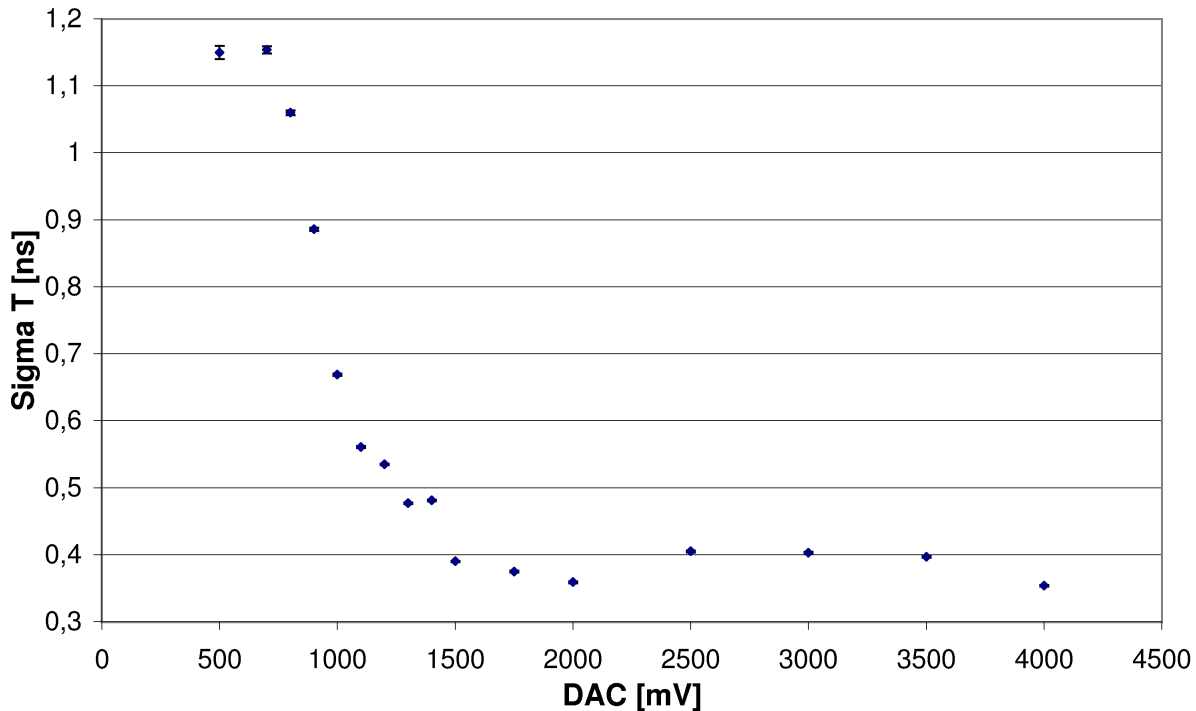


Abbildung 4.18: Zeitauflösung mit dem Hamamatsu PMT abhängig von der DAC-Spannung.

auf, jedoch mit einer Rate die um etwa 2 Größenordnungen unter dem beobachteten Effekt liegt. Daher sind die hier beobachtete Prepulse wohl eine Eigenschaft der LEDs.

Dieser Effekt ist zunächst störend, lässt sich aber, nachdem man ihn erkannt und gemessen hat, durch eine entsprechend modifizierte Software beseitigen, indem man die Zeitverschiebung für verschiedene Intensitäten misst und in eine Datenbank schreibt. Sobald diese Datenbank existiert, kann man (bzw. die entsprechend geschriebene Software) aus der Intensität jedes Kanals den daraus resultierenden Timewalk berechnen und auf die jeweils zugehörige Delayline addieren, d.h. den Trigger um genau das Zeitintervall verzögern, um das die LED bei der jeweiligen Intensität 'zu früh' leuchten würde. Auf die Weise ist sichergestellt, dass alle LEDs gleichzeitig leuchten.

Ein weiteres Ergebnis der Messungen in Heidelberg war die Zeit- und Temperaturstabilität des LED-Systems. Über einen Zeitraum von mehreren Monaten war im Rahmen der Messgenauigkeit keine Abweichung der Intensität bei gleicher Spannung an den LEDs festzustellen. Die Temperatur variierte über einen Bereich von 25°C bis 36°C und auch hier war die Änderung der Intensität nur innerhalb des statistischen Fehlers. Messungen über einen größeren Temperaturbereich als die normalen Schwankungen der Raumtemperatur mittels externer Kühlung oder Heizung führte ich nicht durch. Da der Elektronikraum in den Gran Sasso Untergrundlabors, in dem das LED-System untergebracht ist, klimatisiert ist und auf einer konstanten Temperatur gehalten wird ist das Verhalten der LEDs bei Extremtemperaturen nicht relevant.

Allerdings brauchen die PMTs einige Zeit um stabile Betriebsbedingung zu erreichen. Die Herstellerangabe ist, dass die PMTs die nominalen, konstanten Betriebswerte 30 Minuten nach dem Einschalten erreichen.

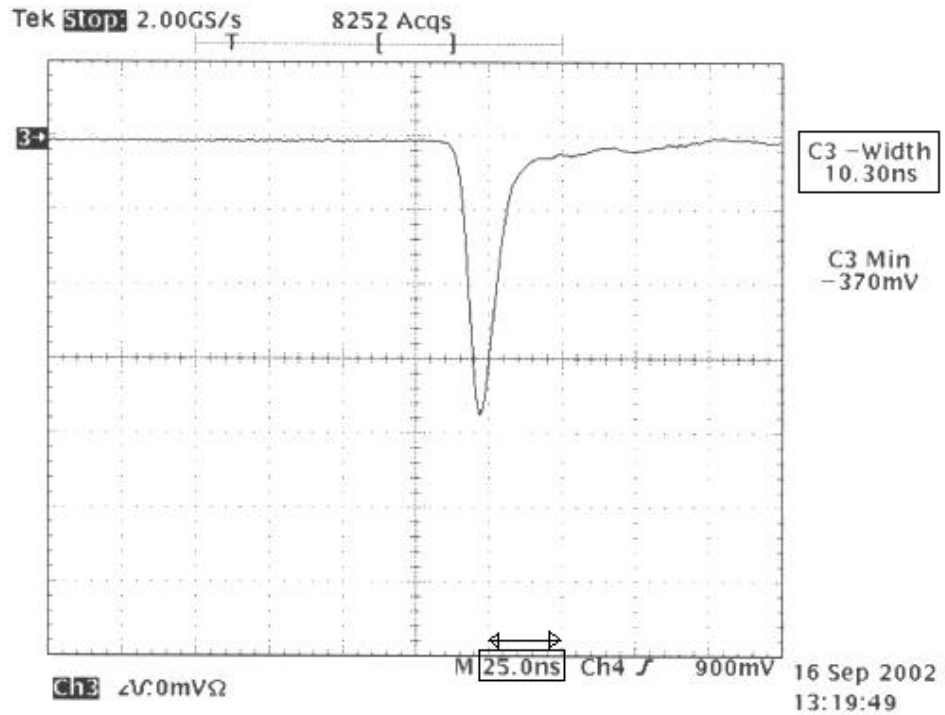


Abbildung 4.19: Die Pulsbreite des Systems mit dem Borexino-Photomultiplier. Ein Kästchen entspricht 25ns. Die Pulsbreite beträgt ca. 10 ns.

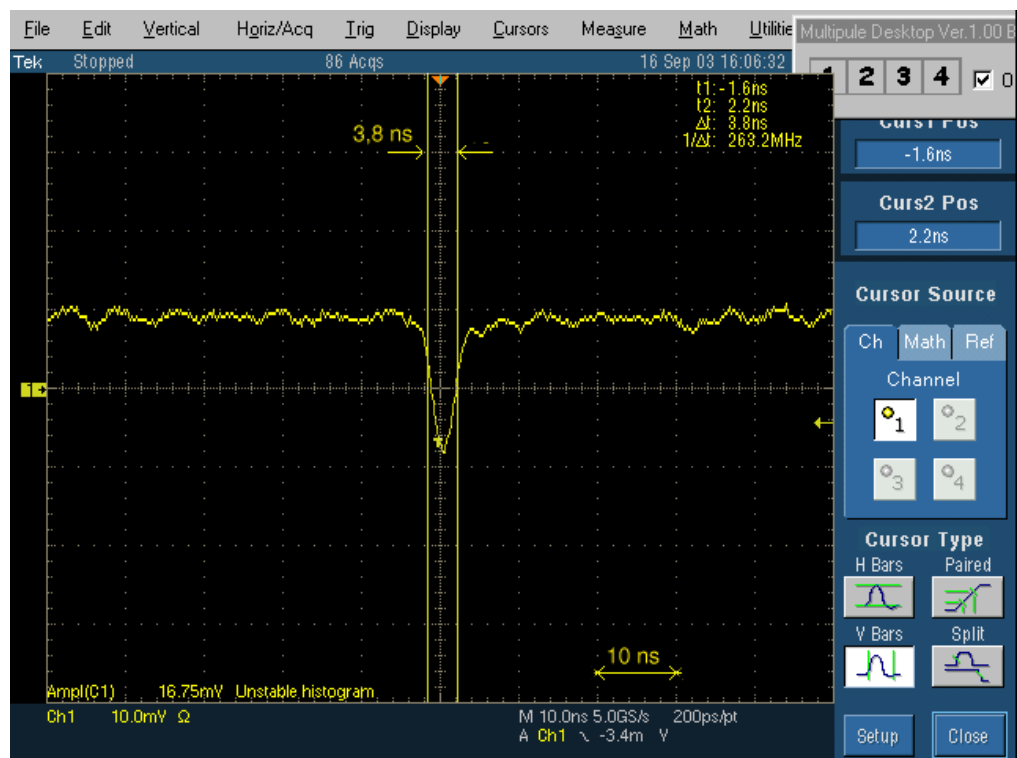


Abbildung 4.20: Die Pulsbreite des Systems mit dem HESS-Photomultiplier. Ein Kästchen entspricht 10 ns. Die Pulsbreite beträgt 3,8 ns.

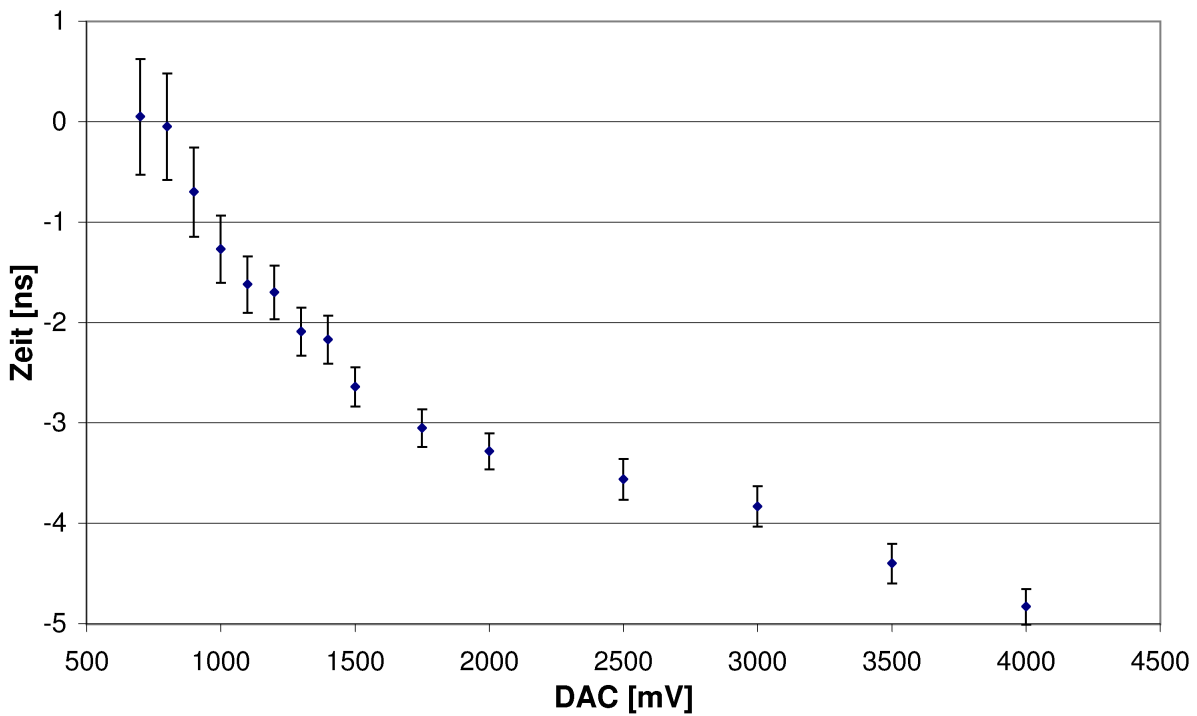


Abbildung 4.21: Amplitudenabhängiger 'Timewalk' mit dem Hamamatsu PMT gemessen.

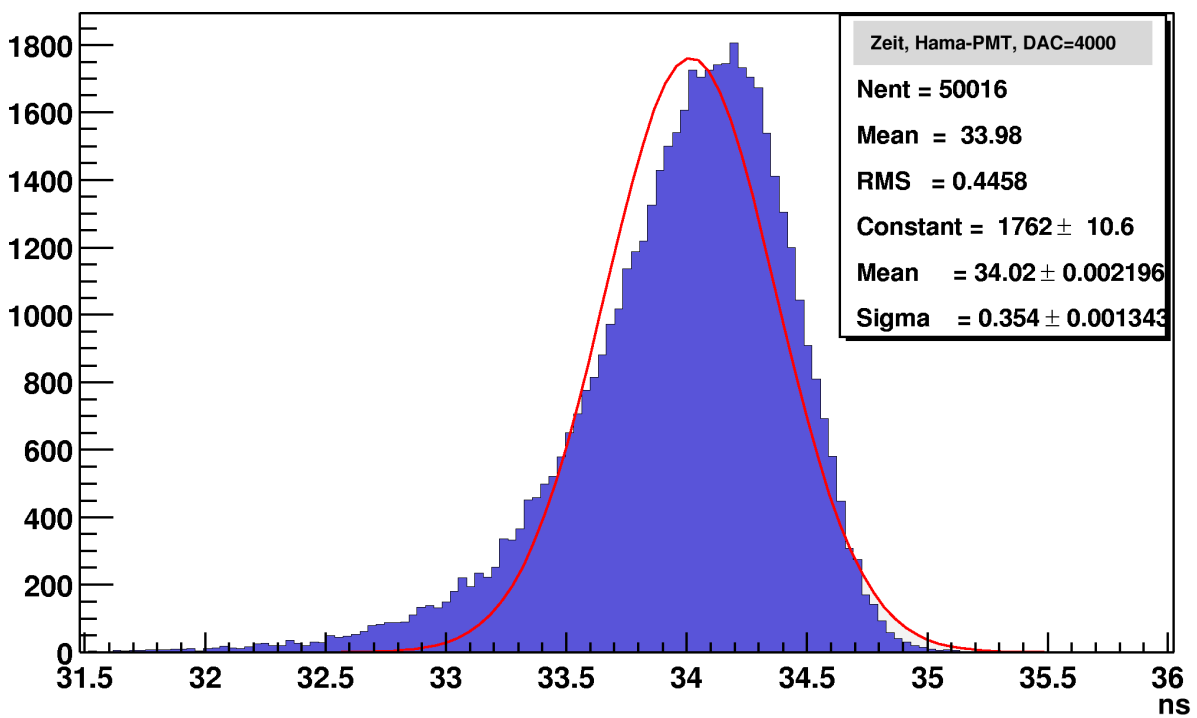


Abbildung 4.22: Zeithistogramm bei DAC = 4000 (~ 116 Photoelektronen). Zu sehen ist die aufgrund der Prepulse erwartete Verzerrung des Zeitspektrums.

4.6 Die Integration in den Detektor

Im Äußeren Detektor waren schon 208 Lichtleiterkabel verlegt worden, für jeden PMT des Äußeren Detektors eines. Die Lichtleiterkabel sind Glasfaserkabel (Huber & Suhner Simplex Patch Cable) mit einem Durchmesser von $200\ \mu\text{m}$ und einer Länge von 55 m. Die Länge ist auf $\pm 1\ \text{cm}$ genau bestimmt. Das entspricht einer Unsicherheit der Lichtlaufzeit von rund $0,05\ \text{ns}$. Beide Enden der Glasfaserkabel sind mit SMA-Schraubverbindungen zur Ankoppelung an die LEDs und die PMTs ausgerüstet.

Auf dem Teflonring jedes PMTs (vergleiche Abbildung 3.5) wird eine Feder aus rostfreiem Stahl angebracht, an deren Ende eine FSMA Verbindung angebracht ist. In diese wird das Endstück der Glasfaserkabel eingeschraubt und so in 3 cm Abstand von der Oberfläche des PMTs fixiert. Durch diese Distanz wird sichergestellt, dass der PMT gut ausgeleuchtet wird, gleichzeitig aber kein Licht den PMT 'verfehlt'. Die Glasfaserkabel werden oben aus dem Detektor hinausgeführt und wurden wie auch die HV-Signalkabel in das Big-Building-West (BBW) verlegt. Das BBW ist ein Gebäude, das vor dem Detektor in Halle C aufgebaut wurde und das die gesamte Auswertungselektronik enthält. In diesem wurde das VME-Crate mit den LED Bords aufgebaut, an denen das andere Ende der Lichtleiter mit einer FSMA-Schraubverbindung angeschlossen wird.

In der endgültigen Konfiguration enthält das VME-Crate die 18 LED-Bords, einen linearen Fan-out für das TTL-Triggersignal zum simultanen ansprechen aller Bords und den PowerPC für die VME-Ansteuerung. Der Fanout splittet ein Trigger-Signal in 24 gleichzeitige Trigger die an die Bords und andere Geräte weitergegeben werden können. Er wurde im Elektronik-Labor am MPI-K in Heidelberg gebaut. Der PowerPC ist in das Borexino-DAQ System eingebunden, bootet über das Netzwerk und auch die verwendete Software ist auf dem Netzwerkeserver und wird über das sogenannte socket-Protokoll ausgeführt.

Um das Bord Netzwerkbootfähig zu machen, sind folgende, von der Herstellereinstellung abweichenden BIOS Einstellungen notwendig:

Nachdem man den Bootvorgang abgebrochen hat und per 'Debug' port zugriff auf die Hardware hat gibt man den Befehl *env* ein. Die notwendigen Einstellungen sind im Anhang zu finden.

Der nächste Schritt ist es die Netzwerk-Booteigenschaften mit dem Kommando *miot* einzustellen. Die dazu notwendigen Adressen sind, ebenso wie eine Dokumentation der DAQ-Software, kollaborationsintern verfügbar. Aus Sicherheitsgründen sind diese Adressen nicht zur Veröffentlichung geeignet.

Nach einem Reboot werden die neuen Einstellungen wirksam und der PowerPC bootet über Netzwerk. Falls noch Probleme auftreten könnte es sein, dass die Systemuhr des PowerPC von der Netzwerkzeit abweicht. Dies war zunächst der Fall und es war erforderlich, die Uhr des PowerPCs mit dem Befehl *set* auf das aktuelle Datum und Zeit einstellen. Der Befehl hat das Format:

set MMttjssmm (Monat, Tag, Jahr, Stunde, Minute jeweils zweistellig und ohne Trennzeichen dazwischen)

Des weiteren ist das Crate mit einem CAENET-Controller ausgerüstet worden, damit es über das Slow-Control System des Borexino-Detektors aus- und eingeschaltet werden kann.

Die Ansteuerung des Systems über das socket-Protokoll stellte uns zunächst vor Probleme (siehe auch Abschnitt 4.8). Das socket-Protokoll dient dazu, dass ein Rechner, der in einem Netzwerk eingebunden ist Software laden und ausführen kann, die auf dem Netzwerkeserver installiert ist. Gleichzeitig ermöglicht es die Kommunikation zwischen den verschiedenen laufenden Programmen die der Ansteuerung der verschiedenen Teile der Datenakquisition (DAQ) dienen. Der

große Vorteil dieses Systems ist es, dass man Skripte schreiben kann die bestimmte Abläufe automatisieren, so z.B. ein automatisiertes Aufnehmen der Kennlinien bei dem abwechselnd die DAC-Einstellung verändert werden und dann ein neuer Messrun gestartet werden muss.

Aus Gründen, die zunächst nicht klar waren, setzte das System falsche Werte die zufällig zu sein schienen. Längeres Experimentieren führte jedoch zu dem Ergebnis, dass alle durch 4 teilbaren Werte (für DAC und Delay) sowie niedrige Werte richtig gesetzt wurden. Dies waren Hinweise auf einen Speicheroverflow. Die Lösung die letztendlich gefunden wurde, war die Software ins A16D32 Format umzuschreiben, statt des bisher verwendeten A16D16 Formats.

4.7 Kalibrierung des LED-Systems

Die LEDs müssen in Lichtintensität absolut und in Zeitverteilung zumindest relativ zueinander genau geeicht sein, um eine Kalibrierung des Detektors zu erreichen.

Zur Ladungseichung der LEDs ist das Ablesen der Pulshöhe am Oszilloskop unzureichend, da die Anzahl der Photoelektronen nicht nur von der Pulshöhe abhängt, sondern auch von der Breite. Man muss also über den gesamten Ladungspuls integrieren. Diese Integration erfolgt am Bor-exino über einen Ladungs-zu-Zeit Konverter (QTC), der ein Signal ausgibt, dessen Länge der gemessenen Ladung entspricht. Die Länge dieses Signals wird dann wiederum von einem TDC in einen digitalen Wert umgewandelt der ausgewertet werden kann.

Die von uns verwendete Strategie sieht vor, eine geeichte Ladungsquelle, einen Pulser, der bereits bei der Kalibrierung der CTF-Elektronik zum Einsatz kam ([Dos00]), zu verwenden um die genaue Kennlinie eines QTC-Kanals aufzunehmen. Mit diesem geeichten Kanal kann man dann über das Daten-Akquisitionssystem (DAQ) die Kennlinien der LEDs, also die Anzahl der Photoelektronen abhängig von der angelegten Spannung (also dem DAC Wert) aufnehmen. Damit erhält man für jede LED die genaue Beziehung zwischen DAC und Output, die man für die Kalibrierung des OD braucht. Diese Kennlinien werden gefittet und aus der Fitfunktion $pe(DAC)$ wird die Umkehrfunktion $DAC(pe)$ berechnet. Diese Funktion wird für jede LED in einer Datenbank gespeichert.

Später wird die socket-Software so modifiziert, dass man nur die gewünschte Anzahl der Photoelektronen eingeben muss. Die Software liest die entsprechende Funktion $DAC(pe)$ für die jeweilige LED ein und berechnet daraus den DAC-Wert. Diesen Wert setzt sie dann über den VME-Bus.

Bei der Zeitkalibrierung braucht man nur eine relative Eichung. Für die Spurrekonstruktion ist es wichtig zu wissen, in welchen Zeitabständen die PMTs angesprochen werden, also welcher als erstes, und in welchen Zeitabständen danach die anderen, getriggert wurden. Die absolute Zeit spielt für die Spurrekonstruktion keine Rolle. Daher genügt es, eine gemeinsame 0-Zeit für alle Photomultiplier zu definieren.

Die Durchführung sieht so aus: man wählt einen Referenz-PMT, relativ zu dem die Antwortzeiten aller anderen PMTs bestimmt werden sollen. Dieser Referenz-PMT wird an den oben erwähnten, geeichten Kanal des DAQ-Systems angeschlossen. Dann wird jede einzelne LED nacheinander, über das selbe Glasfaserkabel, an den Referenz-PMT angeschlossen und es wird gemessen, zu welcher Zeit, relativ zu dem Trigger, den man an das LED-System gibt, das Licht detektiert wird. Es steht zu erwarten, dass jedes LED-Bord eine leicht unterschiedliche Antwortzeit hat, so dass in den gemessenen Zeiten eine leichte Streuung zu erwarten ist. Diese Streuung wird relativ zur langsamsten LED ausgewertet und für alle anderen, schnelleren LEDs, wird über die jeweilige Delayline ein entsprechender Offset eingestellt, der ihr Signal genau so weit verzögert, dass es gleichzeitig mit dem der langsamsten LED ausgesendet wird. Diese Zeit-Offsets

werden in eine weitere Datenbank geschrieben und werden dann (vom Ansteuerungsprogramm) automatisch für jeden Kanal zu den jeweils eingestellten Delayzeiten addiert. So ist später, bei der Nutzung des Systems sichergestellt, dass alle LEDs gleichzeitig feuern, wenn sie auf die selbe Delayzeit eingestellt werden.

In die selbe Datenbank kommt auch die Funktion $\Delta T(DAC)$ (vergleiche Abschnitt 4.5.2), die den zusätzlichen Zeit-Offset beschreibt, der abhängig von der Intensität nötig ist, um den 'Time-walk' auszugleichen. Wie in Abbildung 4.15 zu sehen, werden lichtintensive Signale der LEDs von dem PMT früher registriert. Diese Zeitdifferenz beträgt je nach LED maximal 6-7 ns bei $DAC=4000$ und muss ebenfalls zu der eingestellten Delayzeit hinzuaddiert werden, um sicherzustellen, dass auch LEDs mit verschiedenen eingestellten Intensitäten zur selben Zeit leuchten, wenn man sie auf die gleiche Zeit einstellt. Dies ist unter Anderem für die Simulation von Myonspuren nach Monte-Carlo Daten wichtig, aber vor allem ist es notwendig, um in der Lage zu sein die PMTs des OD auf unterschiedliche eigene Timewalks zu untersuchen.

Die LEDs lassen sich wie schon beschrieben in Schritten von 0,5 ns einstellen. Dies ist auch die maximale Präzision mit der die Offsets in die Datenbank eingetragen werden können. Doch da der Timejitter der OD-PMTs je nach Pulshöhe zwischen ~ 2 ns und $>0,6$ ns beträgt, ist diese Präzision ausreichend.

Leider wurde diese Eichung des Kalibrationssystems ebenso wie die Modifikation der Socket-Software von den schon in Abschnitt 4.5.2 erwähnten häufigen Abstürzen des gesamten Daten-Akquisitions-Systems aufgehalten. Bevor diese Probleme gelöst waren, oder wir auch nur herausgefunden hatten woran die Abstürze lagen, wurde aufgrund eines Unfalls die gesamte Arbeit in Halle C per gerichtlicher Verfügung gestoppt. Daher konnte die Eichung des Kalibrationssystems und die Modifikation der Software noch nicht vorgenommen werden.

4.8 Ergebnisse der Air Runs

Während des ersten Air Runs des OD, sozusagen eine Trockenübung ohne Wasserfüllung um elektronisches Rauschen, Offsets und Dunkelrate der PMTs und Elektronik zu messen, wurde auch das LED System getestet. Dazu wurden 12 der Glasfaserkabel vor 12 der 16 bereits installierten PMTs angebracht. Dann wurden diese PMTs mit schwarzer, lichtundurchlässiger Folie verhüllt, um Störlicht zu vermeiden. Danach schloss ich im Elektronikraum, wo das VME-Crate mit dem LED System aufgebaut ist, die 12 Glasfaserkabel jeweils an die LEDs eines Bords an, um so die 18 Bords sowie die Ersatzbords zu testen. Das Ergebnis dieses Tests war sehr ermutigend. Alle LEDs hatten den Transport und den Aufbau 'überlebt' und erreichten auch die geforderte Intensität. Allerdings ließen sich einige LEDs nicht ganz 'abschalten' und leuchteten auch bei $DAC=0$ (vergleiche Abschnitt 4.5.1). Aber es konnte gezeigt werden, dass das Prinzip funktioniert und dass die im Rahmen dieser Diplomarbeit geschriebene Stand-Alone Software einwandfrei arbeitete. Eine Erhöhung des DAC Wertes führte zu einer entsprechenden Erhöhung der Intensität und die Programmierung der Delayzeiten funktionierte wie erwartet.

Für den zweiten Teil des Air Runs programmierte ich den PowerPC in der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Weise auf Netzbetrieb um. Auch hier waren zunächst keine Probleme mit der Ansteuerung des PowerPCs über das Netzwerk zu erkennen. Jedoch zeigte die Socket-Software ein seltsames Verhalten. Der Versuch der Delayline und insbesondere dem DAC über die Socket-Software bestimmte Werte zuzuweisen scheiterte. Statt der eingestellten Werte wurden in den meisten Fällen andere, scheinbar zufällige Werte gesetzt. Doch da das LED-System bei Ansteuerung durch die Stand-Alone Software dieses Verhalten nicht gezeigt hatte, waren wir uns sicher, dass es sich um ein Softwareproblem handelt und nicht um einen Fehler des Systems. Aber dieses Problem erforderte noch einige Untersuchung und Programmierarbeit.

Ein weiteres Ergebnis des Air Runs war, dass die Glasfaserkabel noch unbeschädigt sind und das Licht wie erwartet leiten. Allerdings stellte sich auch heraus, dass die Umhüllung der Glasfaserkabel nicht lichtdicht genug ist. Bei eingeschalteter Deckenbeleuchtung im Elektronikraum war eine deutliche Erhöhung der Dunkelrate der PMTs zu beobachten. Wie stark dieser Effekt war, hing davon ab wie nah an der Deckenlampe (eine Leuchtstoffröhre) die Glasfaser verlief. Der PMT der an die am meisten betroffenen Glasfaser angeschlossen war, zeigte eine Dunkelrate von 600-800Hz bei ausgeschaltetem Licht und von >20 kHz bei eingeschalteter Deckenbeleuchtung. D.h. die Glasfaserkabel müssen noch mit einem lichtundurchlässigen Material umhüllt werden.

Nachdem die Arbeit in Halle C wieder gestattet war und auch die Probleme mit der socket Software und dem DAQ-Computersystem behoben waren, wurde im September ein zweiter Air Run gestartet. Dabei wurden einige der Messungen die ich in Heidelberg vorgenommen hatte zu Vergleichszwecken wiederholt. Abbildung 4.23 zeigt ein Histogramm der Zeitverteilung im Single-Photoelektron Bereich. Die Zeitauflösung (σ) beträgt, wie man der Legende rechts in der Grafik entnehmen kann, 2,06 ns und stimmt somit gut mit den Heidelberger Messungen überein.

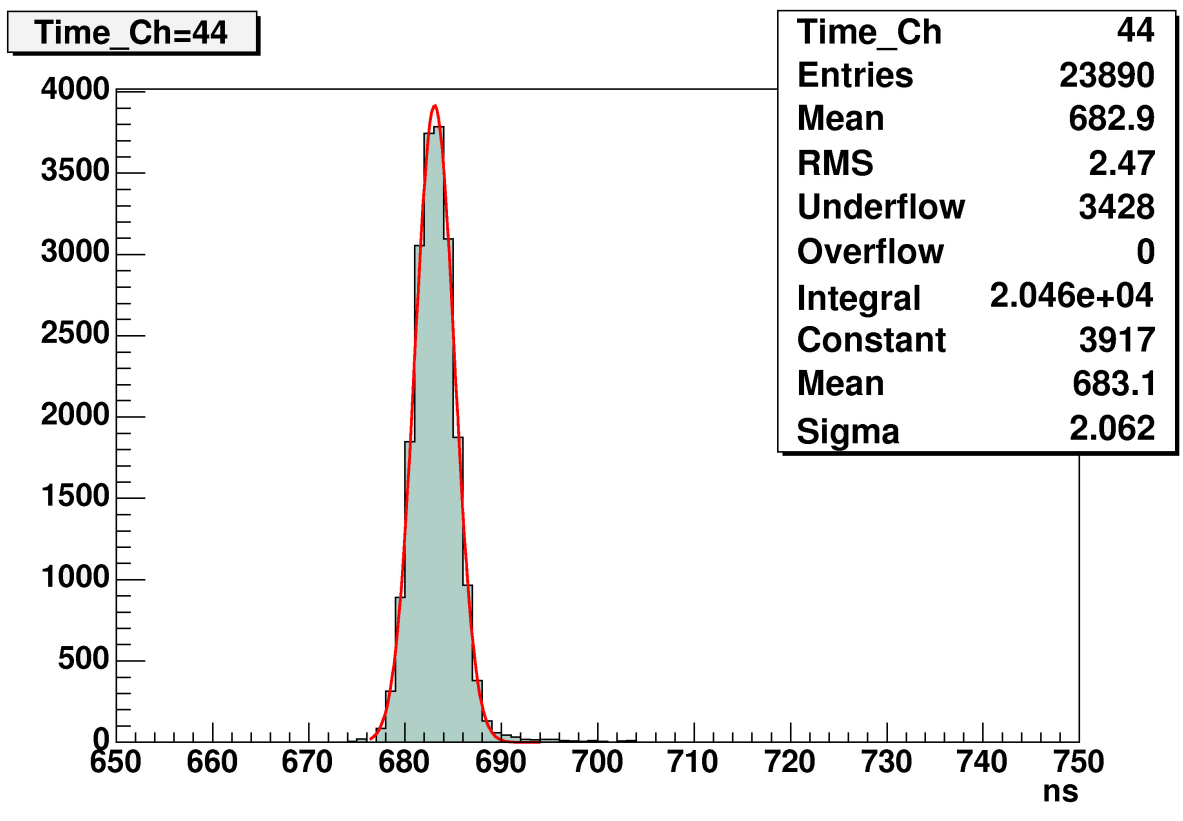


Abbildung 4.23: Ein Zeithistogramm aus den Messungen des Air Runs. Die DAC Einstellung für diese Messung betrug 750, was für diese LED dem Single-Photoelektron Bereich entspricht. Die gemessene Zeitauflösung ist 2,06 ns.

Da während dem Air Run auch andere Systeme getestet werden sollten, ist die Anzahl der Messpunkte pro LED aus Zeitgründen geringer als bei den Messungen in Heidelberg. Auch die Messung von Ereignissen im Sub-Poisson Bereich erfordert aufgrund der niedrigen Rate viel Zeit (vergleiche Abschnitt 4.2). Daher beginnen die Messungen, abgesehen von dem Zeithistogramm, das in Abbildung 4.23 gezeigt ist, bei etwas höheren Intensitäten im Bereich der Poisson-Statistik. Das Zeithistogramm ist mit einer LED aufgenommen, die bei DAC = 750 im 'echten' Singlephotoelektron-Bereich (also mit Sub-Poisson-Statistik) leuchtete, um eine Vergleichbarkeit mit den Heidelberger Messungen zu gewährleisten. Für alle anderen Messungen sind die Messpunkte mit der niedrigsten Intensität jedoch eine Überlagerung von Singlephotoelektron-

Ereignissen und solchen mit zwei oder mehr Photoelektronen. Daher zeigen die Plots in Abbildung 4.24 kein Plateau, wie es bei den Heidelberger Messungen im Single-Photoelektron Bereich zu sehen ist. Die Messung mit niedrigeren Intensitäten (im Sub-Poisson-Bereich) wird Teil der Kalibrierung des LED-Systems sein. Doch in den überprüften Intensitätsbereich zeigen die Ergebnisse des Air-Runs eine gute Übereinstimmung mit denen der Heidelberger Messungen. Die Eigenschaften des LED-Systems sind also unabhängig von dem Messsystem in das es eingebaut wird. Nur die minimale Zeitauflösung bei hohen Intensitäten scheint etwas abweichend. In Heidelberg betrug sie 0,6 ns, im Air-Run wurde ca. 0,8 ns gemessen. Jedoch gibt dies nicht eine Eigenschaft des Systems, sondern die Begrenzung durch den verwendeten TDC wieder. Der in Heidelberg verwendete TDC war auf einen gesamten Zeitmessbereich von 140 ns eingestellt. Bei 4096 Kanälen ($\hat{=}$ maximale Anzahl von Bins) ergibt das eine Zeitauflösung von 0,034 ns pro Bin. Hingegen muss der beim Air-Run verwendete TDC einen großen Zeitbereich abdecken. Daher beträgt die Auflösung in ns / Bin etwa 0,87 ns. Daher sind die 0,8 ns minimale Zeitauflösung durch die Messapparatur vorgegeben.

Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse des Air Runs für eine LED. In Abbildung 4.24 sind die Zeitverschiebung ('Timewalk'), sowie die Zeitauflösung jeweils in Abhängigkeit von der über den DAC eingestellten Intensität dargestellt. Abbildung 4.25 zeigt die Histogramme des 'Charge-Scans', also der Messung der im Photomultiplier deponierten Ladung (entspricht der Intensität des Lichtes) bei verschiedenen DAC-Einstellungen für eine LED. Man erkennt, dass die gemessene Ladung (in Einheiten von Photoelektronen), wie man das aus der Statistik erwartet, bei niedrigen Intensitäten der Poisson-Verteilung folgt, die bei höheren Intensitäten in die Gauss-Verteilung übergeht.

DAC	Zeit [ns]	$\sigma(t)$ [ns]	Ladung [Nr. Pe]	$\sigma(q)$ [Nr. Pe]
750	694,7	2,0	1,8	0,9
1000	693,2	1,6	5	2
2000	690,2	1,0	45	5
3000	689,1	0,8	87	5
4096	688,5	0,8	116	6

Tabelle 4.2: Die Ergebnisse des Air Runs für eine der LEDs

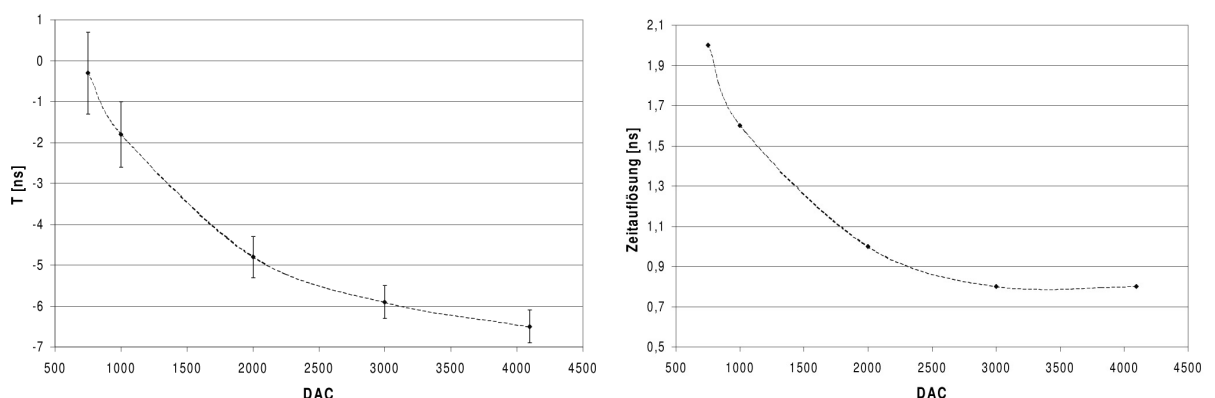


Abbildung 4.24: Die linke Abbildung zeigt den sogenannten 'Timewalk' einer LED (in [ns]). Rechts ist die Zeitauflösung [in ns] bei verschiedenen Intensitäten ([DAC-Wert], entspricht [mV]) zu sehen.

Auch für die restlichen LEDs beträgt der beim Air Run gemessene Jitter jeweils zwischen 1,9

und 2,1 ns im Singlephotoelektron Bereich. Die Intensitäten erstrecken sich für jede LED über einen Bereich von Singlephotoelektron Ereignissen mit Sub-Poisson-Statistik bis hin zu mehr als 100 Photoelektronen.

Die beiden Air Runs haben also die Funktionstüchtigkeit des LED-Kalibrationssystems gezeigt. Das System steht im Gran Sasso Untergrundlabor bereit, ist in der vorgesehenen Weise in den Detektor integriert und auch die Einbindung in das Netzwerk ist inzwischen gelungen. Die Kalibrierung des Äußeren Detektors kann also erfolgen, sobald die SSS geschlossen ist und alle PMTs eingebaut sind. Da sich der Messaufbau im Gran Sasso Labor von dem in Heidelberg unterscheidet, wurde auch die Unabhängigkeit des Kalibrationssystem von der Messapparatur, in die es eingebaut ist gezeigt. Daher ist auch ein Einsatz des Systems in anderen Experimenten mit ähnlichen Anforderungen denkbar.

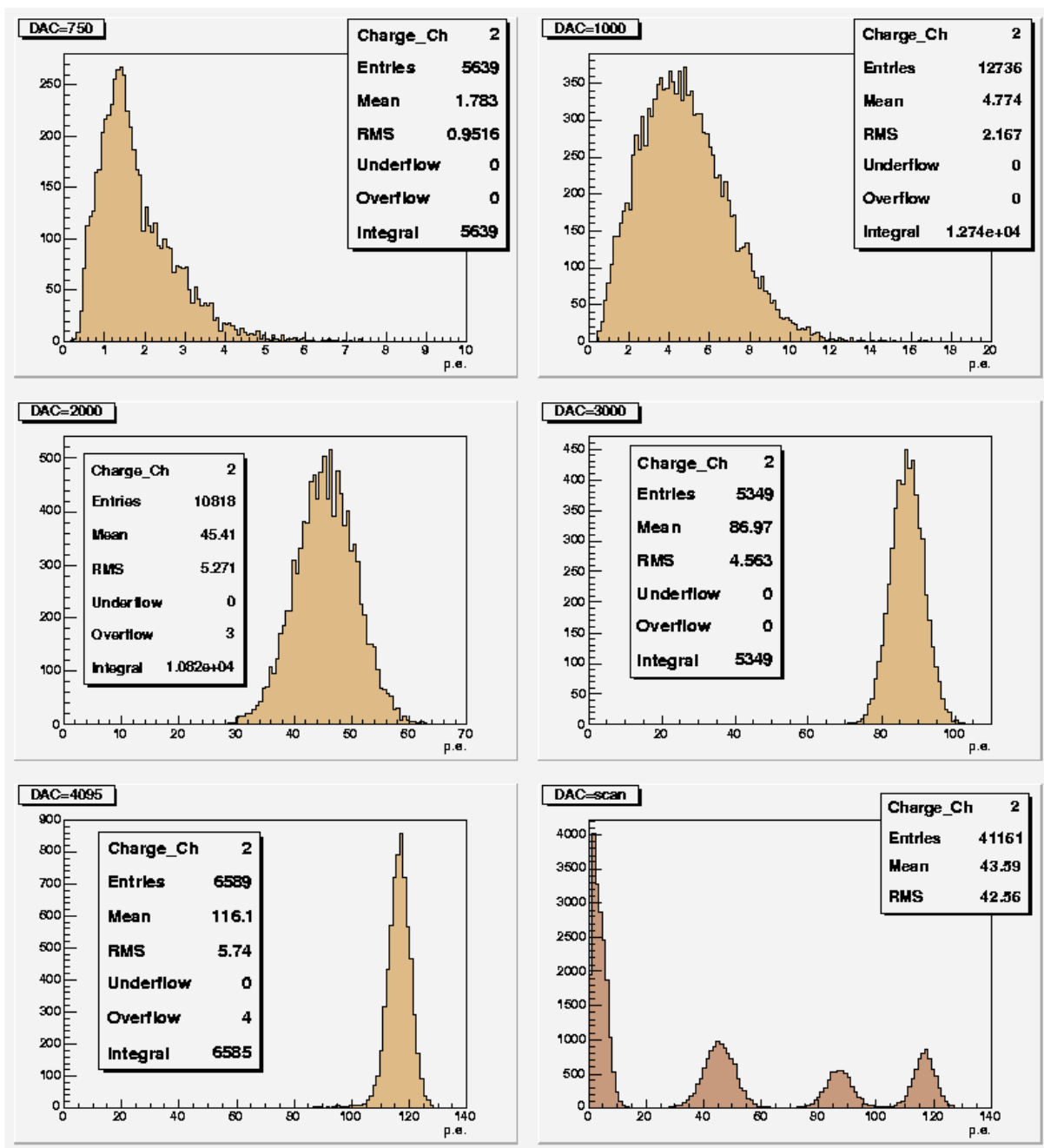


Abbildung 4.25: Einige Histogramme der Ladungsmessung bei verschiedenen Intensitäten.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Diplomarbeit war, ein Kalibrationssystem für den Äußeren Detektor des Borexino-Experiments zu entwickeln und aufzubauen. Die Anforderungen an die Kalibrationssystem sind im Besonderen eine Zeitpräzision von 1 ns oder besser und eine Regulierbarkeit der Intensität über einen großen Bereich. Eine besondere Bedeutung kommt dabei dem Bereich niedriger Intensitäten zu, um eine Kalibration der Photomultiplier des Äußeren Detektors mit einzelnen Photoelektronen zu ermöglichen.

Um eine Einstellbarkeit der Intensität über einen großen, dynamischen Bereich (1-100 Photoelektronen) zu gewährleisten und aus ökonomischen Gründen war vorgegeben, LEDs als Lichtquelle für das Kalibrationssystem zu verwenden, statt beispielsweise eines erheblich teureren Lasers. Für die Kalibrierung werden die LEDs über Glasfaserkabel an die Photomultiplier (PMTs) angekoppelt.

Aufbauend auf Vorarbeiten wurde ein LED-Kalibrationssystem entworfen, an die Anforderungen von Borexino angepasst und programmiert. Während des Baus des Systems hat es sich gezeigt, dass die erreichte Zeitgenauigkeit bei gleichzeitiger Einstellbarkeit der Intensität über einen großen Bereich nur mit großem Aufwand realisierbar war. Insbesondere die Anforderung an die Pulsbreite der LEDs von weniger als 10 ns und die Vermeidung des Nachleuchtens erforderten eine sorgfältige Auswahl der Komponenten und Feinjustierung des Bords. Nach Abschluss dieser Arbeiten wurde das LED-System im Gran Sasso Labor aufgebaut und in den Detektor integriert.

Während zweier Testläufe (Air Runs) des Äußeren Detektors wurde die Verwendbarkeit des Systems gezeigt. Der einstellbare dynamische Bereich erstreckt sich von Singlephotoelektronen (das entspricht der Emission von wenigen Photonen) bis zu mehr als 100 Photoelektronen, mit einer Genauigkeit von einzelnen Photoelektronen. Die Zeitauflösung des Systems beträgt im Single-Photoelektron-Bereich $\sigma(t) < 0,6$ ns. In höheren Intensitätsbereichen ist sie $\sigma(t) < 0,13$ ns. Zusätzlich zu diesen Eigenschaften, ist eine relative Zeitverzögerung von 0 bis 127,5 ns zwischen den einzelnen LEDs, in Schritten von 0,5 ns einstellbar. Sobald der Äußere Detektor fertig installiert und mit Wasser gefüllt ist, können die 208 PMTs kalibriert werden. Das LED-System wird vor Ort bleiben, so dass die Kalibration von Zeit zu Zeit wiederholt werden kann, um die Stabilität der PMTs und der Elektronik zu überprüfen.

Nach erfolgter Kalibrierung der PMTs und abgeschlossener Modifikation der bestehenden Datenauswertungssoftware wird das Myon-Identifikationssystem in der Lage sein den ^{11}C -Untergrund, der bisher den Energiebereich von 1-2 MeV dominierte, zu erkennen und durch sogenannte Spaltationscuts zu eliminieren. Unter der Voraussetzung, dass auch der restliche Untergrund durch andere Quellen niedrig genug ist, wird Borexino damit in der Lage sein, den pep- und CNO-Neutrinofluss zu messen. Wenn dies gelingt, wäre das die erste direkte Messung von pep- und

CNO-Neutrinos und würde eine Überprüfung unseres Verständnisses der Sonne bedeuten. Außerdem bietet ein zweites Energiefenster eine zusätzliche Handhabe, um systematische Fehler zu erkennen und auszuschließen.

Aber die Verwendbarkeit des Kalibrationssystems endet nicht mit dem Einsatz für Borexino. Es wurde von Anfang an so entwickelt, dass es auch für LENS ([LENS02]) eingesetzt werden kann. Auch der Einsatz des LED-Systems in anderen Experimenten, die eine nanosekundenge-naue Kalibration von Photomultipliern benötigen, ist denkbar. Dank des großen dynamischen Bereichs, kann man eine solche Kalibration in unterschiedlichen Intensitätsbereichen vornehmen. Allgemein mag es in einigen Fällen als kostengünstigere Alternative zu Laser-Kalibrationssystemen dienen. Es hat gegenüber diesen noch den weiteren Vorteil, dass sich die einzelnen Kanäle leichter gegeneinander verändern lassen (einfach durch Programmierung), als das bei einem Laser + Beamsplitter der Fall ist. So könnte man, wenn das gewünscht ist, z.B. zu Simulationszwecken beliebige Muster mit dem LED-System erzeugen, wie das für Borexino mit Hilfe von Monte-Carlo Daten zu Testzwecken geplant ist.

Das in dieser Diplomarbeit entwickelte Kalibrationssystem ist ein wesentlicher Bestandteil des Myon-Identifikationssystems von Borexino. Es wird eine genaue Spurrekonstruktion der Myonen ermöglichen. Auf diese Weise ist es die Voraussetzung für den Nachweis von pep- und CNO-Neutrinos.

Glossar

Allgemeine fachspezifische Abkürzungen

CC	'Charged Current'. Wechselwirkung über den geladenen Strom der schwachen Wechselwirkung.
cpd	'counts per day' = Zählrate in Ereignissen pro Tag.
DMP	Dimethylphthalat = Quencher zur Unterdrückung der Szintillation im Outer Buffer
ES	'Elastic Scattering'. Elastischer Streuprozess.
Jitter	Allgemeines Maß für die Zeitunschärfe eines Systems. Setzt sich aus verschiedenen Beiträgen statistischer und technischer Natur zusammen.
NC	'Neutral Current'. Wechselwirkung über den neutralen Strom der schwachen Wechselwirkung.
PC	Pseudocumol = Der in Borexino verwendete Flüssigszintillator
pe	'photoelectrons' = Elektronen die aus der Photokathode eines PMTs ausgelöst werden. Werden über eine Elektronenkaskade vervielfacht und führen so zu einem messbaren Signal, das der Anzahl der primären Photoelektronen proportional ist.
PMT	Photomultipliertube = Photoelektronen-Vervielfacher-Röhre
PPO	Diphenyloxazol = Leuchtstoff der dem Szintillator beigemischt wird
spe	'single-photoelectron'. Ereignis bei dem nur ein Elektron aus der Photokathode eines PMTs ausgelöst wird.
SSM	'Standard Sonnen Modell'
WQ	'Wirkungsquerschnitt'

Borexino-spezifische Abkürzungen

Air-Run	Technischer Probelauf des Detektors ohne Füllung mit Wasser oder Szintillator.
DAQ	Datenakquisition - Das Elektronik- und Computersystem das die Daten des Detektors ausliest und in ein auswertbares Format schreibt.
IB	Inner Buffer = Bereich zwischen den beiden Nylonvessels
IV	Inner Vessel = Innerer Nylonballon. Dient der Abgrenzung des Bereichs mit PPO gegen den äußeren Bereich mit DMP.

OB	Outer Buffer = Bereich zwischen der SSS und dem ersten Nylonvessel
OD	Outer Detector = Äußerer Detektor des Borexino Experiments
OV	Outer Vessel = Äußerer Nylonballon der als Radonbarriere dient
SSS	Stainless Steel Sphere = Stahlkugel von 13,7m Durchmesser die den Äußeren vom Inneren Detektor trennt und auf der die PMTs befestigt sind.
WT	Water Tank = Alternative Bezeichnung für den Bereich des OD

Elektronik Abkürzungen

ADC	Analog to Digital Converter - wandelt analoge Signale in digitale Werte um.
BUS	Binary Utility System - Datenleitung zwischen verschiedenen elektronischen Komponenten. Es existieren verschiedene Standards.
CAENET	Produktname des verwendeten Netzwerkcontrollers.
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor - schnelle Halbleiterstrukturen mit geringer Stromaufnahme.
DAC	Digital to Analog Converter - wandelt digitale werte in analoge Signale. Diese Abkürzung kann je nach Kontext für das Gerät, den einzustellenden digitalen Wert oder den analogen Ausgabewert (in unserem Fall in mV) stehen.
Delay	Eine Verzögerungseinheit oder der mit ihr eingestellte Wert der Zeitverzögerung.
ECL	Emitter Coupled Logic - logische Schaltkreise einer bestimmten Bauart. Besonders schnell, brauchen aber viel Leistung.
(F)SMA	(Female)-sub-miniature A. Eine standard Schraubverbindung bei dem jeweils ein SMA und ein FSMA Bauteil verbunden werden.
HV-Decoupler	trennt das gemessene Signal von der Versorgungshochspannung auf die es aufmoduliert ist.
LED	Light Emitting Diode - Licht emittierende Diode
NIM	Network Interface Machine - Ein Elektronikstandard um verschiedene elektronische Geräte in ein Netzwerk zusammenzuschalten.
QDC	Charge to Digital Converter ('Q' steht für 'Ladung') - misst Ladung und gibt einen entsprechenden digitalen Wert aus.
QTC	Charge to Time Converter - gibt ein TTL-Signal aus mit einer Länge die der gemessenen Ladung entspricht.
Socket	ein Softwareprotokoll, das die Kommunikation verschiedener Programme in einem Netzwerk regelt.
TDC	Time to Digital Converter - wandelt die Zeit zwischen zwei Signalen in einen digitalen Wert um.

- TTL Transistor-Transistor Logic - eine weitere Schaltkreisbauart. Verwendet nur bipolare Transistorstufen. Daher sind die TTL-Signale, die von solch einem Schaltkreis verarbeitet oder ausgegeben werden stets Rechteck- bzw. Stufensignale.
- VME VERSAcad Modified for Eurocard - ein BUS-Standard der die Kommunikation verschiedener Computer und Elektronikkomponenten regelt.
- (VME-)Crate Ein Rahmen zum Einbau verschiedener Module die auf dem VME-Standard basieren. Dient der Spannungsversorgung und der Kommunikation der eingebauten Module untereinander.
- (VME-)Bord Ein Modul das auf dem VME-Standard basiert und auf dem in unserem Fall die LEDs montiert sind. Wird in das VME-Crate eingebaut.

Anhang

VME A16/D16 Adressbereich 256 Byte

<i>Kanal</i>	<i>Hardwarereport - Softwareadresse => Wertebereich</i>
Delay1	(IC8) - Adresse 0 => 0-255
Delay2	(IC14) - Adresse 2 => 0-255
Delay3	(IC16) - Adresse 4 => 0-255
Delay4	(IC10) - Adresse 6 => 0-255
<hr/>	
Delay5	(IC33) - Adresse 8 => 0-255
Delay6	(IC36) - Adresse 10 => 0-255
Delay7	(IC38) - Adresse 12 => 0-255
Delay8	(IC29) - Adresse 14 => 0-255
<hr/>	
Delay9	(IC22) - Adresse 16 => 0-255
Delay10	(IC25) - Adresse 18 => 0-255
Delay11	(IC27) - Adresse 20 => 0-255
Delay12	(IC18) - Adresse 22 => 0-255
<hr/>	
Alle_Delaylines	- Adresse 28 => 0-255
<hr/>	
DAC1	(IC12- VoutA) - Adresse 32 => 0-4095
DAC2	(IC12- VoutB) - Adresse 34 => 0-4095
DAC3	(IC12- VoutC) - Adresse 36 => 0-4095
DAC4	(IC12- VoutD) - Adresse 38 => 0-4095
<hr/>	
DAC5	(IC31- VoutA) - Adresse 40 => 0-4095
DAC6	(IC31- VoutB) - Adresse 42 => 0-4095
DAC7	(IC31- VoutC) - Adresse 44 => 0-4095
DAC8	(IC31- VoutD) - Adresse 46 => 0-4095
<hr/>	

DAC9	(IC20- VoutA) - Adresse 48 => 0-4095
DAC10	(IC20- VoutB) - Adresse 50 => 0-4095
DAC11	(IC20- VoutC) - Adresse 52 => 0-4095
DAC12	(IC20- VoutD) - Adresse 54 => 0-4095

enableOUT	(Signal ist an Lemo OUT) - Adresse 64 => 1 oder 255
disableOUT	(kein Signal an Lemo OUT) - Adresse 66 => 1 oder 255
Trigger	(einmaliger intern generierter Puls) - Adresse 68 => 1 oder 255

(Gruppe 1 (Kanäle 1-4) , Gruppe 2 = (Kanäle 5-8) , Gruppe 3 = (Kanäle 9-12)

Liste der Bios-Einstellungen für den PowerPC des Kalibrationssystems

Die mit einem Pfeil <— gekennzeichneten Stellen sind besonders wichtig.

PPC1-Bug>env

Bug or System environment [B/S] = B?
 Field Service Menu Enable [Y/N] = N?
 Remote Start Method Switch [G/M/B/N] = B?
 Probe System for Supported I/O Controllers [Y/N] = Y?
 Auto-Initialize of NVRAM Header Enable [Y/N] = Y?
 Network PREP-Boot Mode Enable [Y/N] = Y?
 Negate VMEbus SYSFAIL* Always [Y/N] = N?
 SCSI Bus Reset on Debugger Startup [Y/N] = N?
 Primary SCSI Bus Negotiations Type [A/S/N] = A?
 Primary SCSI Data Bus Width [W/N] = N?
 Secondary SCSI Identifier = "07"?
 NVRAM Bootlist (GEV.fw-boot-path) Boot Enable [Y/N] = N?
 NVRAM Bootlist (GEV.fw-boot-path) Boot at power-up only [Y/N] = N?
 NVRAM Bootlist (GEV.fw-boot-path) Boot Abort Delay = 5?
 Auto Boot Enable [Y/N] = N?
 Auto Boot at power-up only [Y/N] = N?
 Auto Boot Scan Enable [Y/N] = Y?
 Auto Boot Scan Device Type List = FDISK/CDROM/TAPE/HDISK/?
 Auto Boot Controller LUN = 00?
 Auto Boot Device LUN = 00?
 Auto Boot Partition Number = 00?
 Auto Boot Abort Delay = 7?
 Auto Boot Default String [NULL for an empty string] = ?
 ROM Boot Enable [Y/N] = N?
 ROM Boot at power-up only [Y/N] = Y?
 ROM Boot Enable search of VMEbus [Y/N] = N?
 ROM Boot Abort Delay = 5?
 ROM Boot Direct Starting Address = FFF00000?
 ROM Boot Direct Ending Address = FFFFFFFC?
 Network Auto Boot Enable [Y/N] = Y? <—
 Network Auto Boot at power-up only [Y/N] = N?
 Network Auto Boot Controller LUN = 00?
 Network Auto Boot Device LUN = 00?

Network Auto Boot Abort Delay = 5?
 Network Auto Boot Configuration Parameters Offset (NVRAM) = 001000?
 Memory Size Enable [Y/N] = Y?
 Memory Size Starting Address = 00000000?
 Memory Size Ending Address = 02000000?
 DRAM Speed in NANO Seconds = 60?
 ROM First Access Length (0 - 31) = 10?
 ROM Next Access Length (0 - 15) = 0?
 DRAM Parity Enable [On-Detection/Always/Never - O/A/N] = O?
 L2Cache Parity Enable [On-Detection/Always/Never - O/A/N] = O?
 PCI Interrupts Route Control Registers (PIRQ0/1/2/3) = 0A0B0E0F?
 Serial Startup Code Master Enable [Y/N] = N?
 Serial Startup Code LF Enable [Y/N] = N?
 VME3PCI Master Master Enable [Y/N] = N? <—
 PCI Slave Image 0 Control = 00000000? <—
 PCI Slave Image 0 Base Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 0 Bound Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 0 Translation Offset = 00000000?
 PCI Slave Image 1 Control = 00000000? <—
 PCI Slave Image 1 Base Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 1 Bound Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 1 Translation Offset = 00000000?
 PCI Slave Image 2 Control = 00000000? <—
 PCI Slave Image 2 Base Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 2 Bound Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 2 Translation Offset = 00000000?
 PCI Slave Image 3 Control = 00000000? <—
 PCI Slave Image 3 Base Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 3 Bound Address Register = 00000000?
 PCI Slave Image 3 Translation Offset = 00000000?
 VMEbus Slave Image 0 Control = 00000000?
 VMEbus Slave Image 0 Base Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 0 Bound Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 0 Translation Offset = 00000000?
 VMEbus Slave Image 1 Control = 00000000?
 VMEbus Slave Image 1 Base Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 1 Bound Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 1 Translation Offset = 00000000?
 VMEbus Slave Image 2 Control = 00000000?
 VMEbus Slave Image 2 Base Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 2 Bound Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 2 Translation Offset = 00000000?
 VMEbus Slave Image 3 Control = 00000000?
 VMEbus Slave Image 3 Base Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 3 Bound Address Register = 00000000?
 VMEbus Slave Image 3 Translation Offset = 00000000?
 PCI Miscellaneous Register = 42000000? <—
 Special PCI Slave Image Register = 00000000? <—
 Master Control Register = 10C00000? <—
 Miscellaneous Control Register = 11060000? <—
 User AM Codes = 00000000?
 Update Non-Volatile RAM (Y/N)? y <—
 Reset Local System (CPU) (Y/N)? n <—
 PPC1-Bug>

Datenblätter einzelner Komponenten

UV-LED Name: Nichia HighPowerCanTypeUVLED NSHU550

Tabelle 5.1: Datenblatt der UV-LEDs

Parameter	Symbol	Typ.	Max.	Unit
DCForwardcurrent	I_F	-	15	mA
PulseForwardcurrent	I_{FP}	-	50	mA
AllowableReversecurrent	I_R	-	85	mA
PowerDissipation	PD	-	60	mW
Operating Temperature	T_{opr}	-	-30~+85	°C
Storage Temperature	T_{stg}	-	-40~100	°C
DCForwardVoltage	V_F	3,5	4,0	V
OpticalPowerOutput	P_o	1,00	-	mW
PeakWavelength	λ_P	375	-	nm
SpectrumHalfWidth	$\Delta\lambda$	12	-	nm
Norm. Betriebsbedingung: $I_F=10\text{mA}$; $T=25^\circ\text{C}$				

Borexino-PMTs Name: ETL (ehemals Thorn-EMI) 8" PMT 9351.

Tabelle 5.2: Die wichtigsten Daten der im Borexino-Experiment verwendeten PMTs

Parameter	typ.	max.	unit
supply voltage	1500	2300	V
quantum efficiency at 380 nm		20	%
gain	$7 \cdot 10^7$		
jitter	1	3	ns
dark rate	1		kHz
pulse rise time	3,8		ns
pulse FWHM	5,4		ns

HESS-PMTs Name: Photonis XP2960

Tabelle 5.3: Die wichtigsten Daten der im HESS-Experiment verwendeten PMTs

Parameter	min.	typ.	max.	unit
supply voltage	800		1150	V (DC)
temperature	-30	+25	+50	°C
gain		$9,3 \cdot 10^4$		
rise time		1,9		ns
FWHM		3		ns

Hamamatsu-PMT Name: Hamamatsu R1527 P (Side on Type PMT)

Tabelle 5.4: Die wichtigsten Daten des in Heidelberg von mir verwendeten Hamamatsu-PMT's

Parameter	typ.	max.	unit
supply voltage	1000	1250	V (DC)
temperature		-80 to +50	°C
quantum efficiency at 300 nm		19	%
gain	$6,7 \cdot 10^6$		
electron transit time	22		ns
transit time spread	1,2		ns

Literaturverzeichnis

- [Aye03] K.M. Aye et al.
A Novel Alternative to UV-Lasers in Flat-fielding VHE γ -ray Telescopes
Proceedings of the 28-th ICRC (2003)
- [Bah89] J.N. Bahcall:
Neutrino Astrophysics
Cambridge University Press, New York, 1989
- [Bah01] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, S. Basu:
Solar Models: current epoch and time dependences, neutrinos and helioseismology.
Astroph. J. 555 (2001) 990-1012
- [Bah02] J.N. Bahcall, M.C. Gonzales-Garcia, C. Peña-Garay:
Solar Neutrinos before and after KamLAND
J. High Energy Phys. 0302 (2003) 009
- [Bel01] G. Bellini et al.:
High sensitivity double beta decay study of 116-Cd and 100-Mo with Borexino Counting Test Facility (CAMEO Project)
Eur. Phys. J. C 19 (2001) 43-55
- [Ben96] J. Benzinger, F.P. Calaprice, M.C. Chen, R.A. Eisenstein, R.B. Vogelaar:
Proposal for the Borexino Solar Neutrino Experiment
Princeton University, Princeton, New Jersey, USA, research proposal to the NSF, 1996
- [Bet38] H.A. Bethe, C.L. Critchfield 1938:
The Formation of Deuterons by Proton Combination
Phys. Rev. 54 (1938) 248
- [Bet39] H.A. Bethe:
Energy Production in Stars
Phys. Rev. 55 (1939) 434-456
- [BfS03] Bundesamt für Strahlenschutz
Radon in der bodennahen Atmosphäre
Infoblatt 06/2003
- [Bor91] Borexino-Kollaboration (G. Alimonti et al.):
BOREXINO at Gran Sasso - Proposal for a real time detector for low energy solar neutrinos
ed. by G. Bellini et al., Univ. Milano, R. Raghavan, AT&T Bell Labs., August 1991

- [Bor96] Borexino-Kollaboration (G. Bellini et al.):
The Borexino experiment and the results of the Counting Test Facility,
Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.) 48 (1996) 363-369
- [Bor98a] Borexino-Kollaboration (G. Alimonti et al.):
Ultra-low background measurement in a large volume underground experiment
Astropart. Phys 8 (1998) 141-157
- [Bor98b] Borexino-Kollaboration (G. Alimonti et al.):
A large scale low background liquid scintillator detector: The Counting Test Facility at Gran Sasso
Nucl. Instr. & Meth. A406 (1998) 411-462
- [Bor00] Borexino-Kollaboration (G. Alimonti et al.):
Light propagation in a large volume liquid scintillator
Nucl. Instr. & Meth. A440 (2000) 360-371
- [Bor02a] Borexino-Kollaboration (H. Back et al.):
Search for electron decay mode $e \rightarrow \gamma + \nu$ with prototype of Borexino detector,
Phys. Lett. B 525 (2002) 29-40
- [Bor02b] Borexino-Kollaboration (G. Alimonti et al.):
The science and technology of Borexino: A Real Time Detector for Low Energy Solar Neutrinos
Astropart. Phys. 16(3) (2002) 205-234
- [Bor02c] Borexino-Kollaboration (C. Arpesella et al.):
Measurements of extremely low radioactivity levels in BOREXINO
Astropart. Phys. 18 (2002) 1-25
- [BXPMT] Electron Tubes Ltd. Katalog 2003
www.electron-tubes.uk/pmts/pmt_menu.html
- [Cac00] B. Caccianiga, M.G. Giammarcchi:
Neutrinoless double beta decay with Xe-136 in Borexino and the Borexino Counting Test Facility
Astropart. Phys. 14 (2000) 15-31
- [Cad01] L. Cadonati:
The Borexino Solar Neutrino Experiment and its Scintillator Containment Vessel
Dissertation, Princeton University (2001)
- [Cad02] L. Cadonati, F.C. Calaprice, M.C. Chen:
Supernova neutrino detection with Borexino
Astropart. Phys. 16 (2002) 361-372
- [Cas98] C. Caso et al.:
Review of Particle Properties
Eur. Phys. J. C3 (1998) 150 & 156
- [Cle98] B.T. Cleveland et al.:
Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector
Astron. J. 496 (1998) 505-526

- [Dav55] R. Davis Jr.:
An Attempt to Detect the Anti Neutrinos from a Nuclear Reactor with the $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ Reaction
Phys. Rev. 97 (1955) 766
- [Dav68] R. Davis Jr., D.S. Harmer, K.C. Hoffman:
Search for neutrinos from the sun
Phys. Rev. Lett. 20(1968) 1205-1209
- [Dos00] R. Dossi, A. Ianni, G. Ranucci, O.Ju. Smirnov:
Methodes for precise photoelectron counting with Photomultipliers
Nucl. Instr. & Meth. A 451 (2000) 623-637
- [Fre03] B. Freudiger:
Untersuchung zu den radioaktiven Edelgasnukliden als Untergrundquellen im Sonnenneutrino-detektor Borexino.
Dissertation, Universität Heidelberg (2003)
- [Gal99] W. Hampel et al.:
GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV
Physics Letters B 447(1-2) (1999) 127-133
- [GNO00] GNO-Kollaboration (M. Altmann et al.):
GNO solar neutrino observations: results for GNO I
Phys. Lett. B 490(1-2) (2000) 16-26
- [GNO02] T. Kirsten für die GNO-Kollaboration:
Progress in GNO,
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2002) 33-38
- [GNO03] E. Belotti:
GNO Statusreport
TAUP 2003 Proceedings
- [Hag00] T. Hagner et al.:
Myon-induced production of radioaktiv isotopes in scintillation detectors
Astropart. Phys. 14 (2000) 33-47
- [Hama] Hamamatsu Katalog 2003
http://www.hpk.co.jp/eng/products/ETD/pdf/R1527_TPMS1007E02.pdf
- [HessPMT] Photonis Katalog 2003, Seite 3-10 und 3-11.
<http://www.photonis.com/>
- [Ian99] A. Ianni, D. Montanino:
The ^{51}Cr and ^{90}Sr sources in BOREXINO as tools for neutrino magnetic moment searches
Astropart. Phys. 10 (1999) 331-338
- [Jac99] John David Jackson:
Classical Electrodynamics
John Wiley & Sons, Inc. (New York), 1999 (3rd edition)

- [Kam03] KamLAND-Kollaboration (A. Suzuki et al.):
First results from KamLAND: Evidence for Reactor Anti-Electron Neutrino Disappearance
Phys. Rev. Let. 90 (2003) 021802
- [Kam96] Kamiokande-Kollaboration (Y. Fukuda et al.):
Solar Neutrino Data Covering Solar Cycle 22
Phys. Rev. Let. 77 (1996) 1683-1686
- [Kat01] KATRIN Letter of Intent
hep-ex/0109033
- [Kla00] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber:
Particle Astrophysics
Institute for Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000 (2. Edition)
- [Kno89] Glenn F. Knoll:
Radiation Detection And Measurement; second edition.
John Wiley & Sons, Inc. (New York), 1989 (2nd edition)
- [Koh99] A. Kohnle:
HESS - The High Energy Stereoscopic System
Proceedings of the 1999 ICRC (Salt Lake City) 5, 239
sowie: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [Led62] L. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger et al.:
Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos
Phys.Rev.Lett.9:36-44,1962
- [Len01] C. Lendvai:
Photomultiplier-Einkapselung für das Myon-Veto des Borexino-Experiments und messung myoninduzierter Neutronen in der CTF II.
Diplomarbeit, TU München (2001)
- [Len04] C. Lendvai:
Muon correlated background at the Borexino Detector
Dissertation, TU München, wird 2004 veröffentlicht.
- [LENS02] C.Buck, T. Lassere, D. Motta, F.X. Hartmann, G. Heusser, S. Schönert, U. Schwan:
The Lens pilot phase
MPI-K Progress Report 2001/2002
- [LENS03] C.Buck, T. Lassere, D. Motta, F.X. Hartmann, G. Heusser, S. Schönert, U. Schwan
(for the LENS collaboration):
LLBF: The LENS prototype at Gran Sasso
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 118 (2003) 451
- [MACRO] M.N. Mazziotta, P. Spinelli et al. (MACRO collaboration):
Measurement of the Energy Spectrum of Underground Muons at Gran Sasso with a Transition Radiation Detector
Astropart. Phys. 10 (1999) 11-20
sowie: M. Ambrosio et al. (MACRO collaboration):

Vertical Muon Intensity Measured with MACRO at the Gran Sasso Laboratory
Phys. Rev. D 52 (1995) 3793-3802

- [Man01] J.C. Manaira:
Calibration and Monitoring for the Borexino Solar Neutrino Experiment
Dissertation, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, 2001
- [Mik85] S.P. Mikheyev, A.Yu. Smirnov:
Resonance enhancement of oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy
Sov.J.Nucl.Phys. 42 (1985) 913-917
- [Opera97] Opera Letter of Intent
LNGS-LOI 8/97
- [Pat01] T. Patzak (DONUT Collaboration):
First direct observation of the tau-neutrino
Europhys. News 32 (2001) 56-57
- [Pon57] B. Pontecorvo:
J. Exp. & Theoret. Phys. 33 (1957) 549
- [Rag95] R.S. Raghavan:
Solar Neutrinos - From Puzzle to Paradoxon
Science 267 (1995) 45
- [Rag98] R.S. Raghavan, S. Schönert, S. Enomoto, J. Shirai, F. Suekane, A. Suzuki:
Measuring the Global Radioactivity in the Earth by Multidetector Antineutrino Spectroscopy
Phys. Rev. Let 80(3) (1998) 635-638
- [Ran93] Ranucci et al
Performances of the photomultiplier EMI 9351 for underground physics applications.
Nucl. Instr. and Meth. A 333 (1993) 553-559
- [Rei56] F. Reines, C.L. Cowan et al.:
Detection of the Free Neutrino: A Confirmation
Science 124 (1956) 103
sowie: *The Neutrino*
Nature 178 (1956) 446
- [Sag02] SAGE-Kollaboration (J.N. Abdurashitov et al.):
Measurement of Solar Neutrino Capture Rate by the Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment During one Half of the 22-Year Cycle of Solar Activity
J. Exp.&Theor. Phys. 95 (2002) 181-193
- [Sch97] N. Schmitz:
Neutrino Physik
Teubner Studienbücher: Physik, Stuttgart 1997
- [Sch99] S. Schönert:
Probing the Solar MSW Large Mixing Angle Solution with Terrestrial $\bar{\nu}_e$ from European Nuclear Reactors with BOREXINO
Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.) 70 (1999) 195-198

- [SK02] Super-Kamiokande-Kollaboration (S.Fukuda et al.):
Determination of Solar Neutrino Oscillation Parameters using 1496 Days of Superkamiokande-I Data
Phys. Lett. B 539 (2002) 179-187
sowie: *Solar 8B and hep Neutrino measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data*
Phys. Rev. Lett. 86 (2002) 5651-5655
- [SNO02] SNO-Kollaboration (Q.R. Ahmad et al.):
Direct Evidence for Neutrino Flavor Transition from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory
Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302
- [SNO03] SNO-Kollaboration (S.N. Ahmed et al.):
Measurement of the Total Active 8B Solar Neutrino Flux at the Sudbury Neutrino Observatory with Enhanced Neutral Current Sensitivity
nucl-ex/0309004
- [Sue03] F. Suekane:
Seminarvortrag at MPI-K, Heidelberg (2003)
- [Wol78] L. Wolfenstein:
Neutrino oscillation in matter
Phys. Rev. D 17 (1978) 2369-2374

Danksagung

Ein spannendes und lehrreiches Jahr geht zu Ende und meine Diplomarbeit ist abgeschlossen. Doch ohne die Hilfe und Mitarbeit anderer, wäre eine solche, experimentelle Diplomarbeit nicht denkbar. Daher möchte ich hier verschiedenen Leuten (und Institutionen) danken, die alle zu der Durchführung dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst möchte ich der Max-Planck-Gesellschaft und dem Direktorium des Max-Planck-Institutes für Kernphysik in Heidelberg für die angenehmen Arbeitsbedingungen danken.

Meinem Gruppenleiter Stefan Schönert und meinem Betreuer Wolfgang Hampel danke ich dafür, dass sie mir eine interessante und abwechslungsreiche Diplomarbeit und die Teilnahme an einem faszinierenden Forschungsprojekt ermöglichten.

Ich danke meinen Kollegen Christian Lendvai und Davide D'Angelo, sowie Marco Pallavicini und Daniela Manuzio, dass ich am Gran Sasso Labor mit ihnen zusammenarbeiten und von ihnen lernen durfte. Ebenso danke ich Klaus Jänner, unter dessen Leitung ich im Elektroniklabor arbeitete und lernte.

Viel Hilfe erhielt ich auch von meinem Kollegen Dario Motta, der mir unter anderem in Fragen zu Messungen, Elektronik, Linux, Root und Lyx stets zur Seite stand, und von Thierry Lassere, mit dessen Hilfe ich die bei der Software-Programmierung auftretenden Probleme bewältigen konnte.

Mein besonderer Dank gilt Burkhard Freudiger für viele interessante Gespräche, fachlichen Beistand und Rat in allen Lebenslagen und für die Zeit, die er in Korrekturlesen und konstruktive Kritik investiert hat. Ebenso für das Korrekturlesen und die Wahrung der neuen deutschen Rechtschreibregeln danke ich Georg Rugel.

Weitere wertvolle Hilfe erhielt ich von Davide Franco, Thorsten Feser, Thomas Kihm, Frank Köck, Christophe Jaquinet, Gyorgy Korga, German Hermann, Norbert Bulian, Alessandro Razono und Corrado Salvo.

Ich danke auch den Kollegen und Freunden Ludwig Niedermeier, Hardy Simgen, Grzegorz Zuzel, Christian Buck, Francis Hartmann, Gerd Heusser, Ute Schwan sowie Henning Back, Christian Grieb, Kathrin Hochmuth, Michael Wurm, Franz v. Feilitzsch, Andrea Jamieson, Florian Kaether, Lothar Oberauer, Josefa Oehm, Richard Ford, Elizabeth Harding, Matthias Laubenstein, Lothar Oberauer, Andrew Sabelnikov, Raju Raghavan, Elisa Resconi, Oleg Smirnov und Simone Awissus für gemeinsam verbrachte Zeit, gemeinsames Wohnen, gemeinsame Reisen und abentherliches Weggehen mit interessanten Gesprächen und Getränken. Auch allen anderen Mitarbeitern von MPI-K und LNGS, deren Bekanntschaft ich machen durfte, möchte ich danken.

Da das Leben nicht nur aus Arbeit besteht, danke ich auch allen Freundinnen und Freunden mit denen ich meine Freizeit verbracht habe. Unichor, Tanzen, Rollenspiel, Schauspielerei, Oper- und Theaterbesuch, Kino, abentherliches Ausgehen, Videoabende, Partys, einfach nur beisammen Sein und viele spontane, verrückte Unternehmungen — all das sind Teile meines Lebens die ich nicht missen möchte.

Außerdem danke ich den Programmierern der Internetseiten 'Google' und 'LEO - English-German Dictionary' die ich oft zur Informationssuche bzw. zur Übersetzung englischer Worte nutzte.

Meinen Großeltern danke ich für ihre großzügige finanzielle Unterstützung durch die ich mir ein Auto leisten konnte das mich mehrfach sicher nach Italien und zurück brachte.

Zu guter Letzt möchte ich noch meinen Eltern danken, die mich stets unterstützt und mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

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

Heidelberg, den

.....

Unterschrift