

Testpulse und Effizienzanalyse für das Driftröhren-Myonspektrometer des OPERA-Detektors während dessen Inbetriebnahmephase

Diplomarbeit
am Institut für Experimentalphysik
an der Universität Hamburg



vorgelegt von
Eike Frank
im Dezember 2007

Gutachter der Diplomarbeit

Prof. Dr. Caren Hagner

Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Funktionalität des OPERA-Driftröhrenspektrometers (Precision Tracker) während der Inbetriebnahmephase des gesamten Detektors im Jahr 2007 untersucht. Mit Hilfe des Testpulssystems für den Precision Tracker ließ sich feststellen, dass 99 % der 9504 Driftröhren fehlerfrei funktionieren. Die mittlere Ineffizienz lässt sich zu lediglich 0,5 % bestimmen, so dass kein negativer Einfluss auf die Spurrekonstruktion zu erwarten ist. Weiter konnte mit Hilfe der in dieser Arbeit vorgestellten Analysen die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems für den Precision Tracker von unter 50 % im April diesen Jahres auf über 90 % im Oktober erhöht werden. Für Ereignisse von Neutrinos aus dem CNGS-Strahl beträgt sie 100 %. Außerdem wurde eine systematische Analyse der Ursachen und Auswirkungen von magnetinduziertem Rauschen in großen Teilen des Precision Trackers durchgeführt. Somit konnte durch die Abschirmung einiger Module sowie das Anpassen der Diskriminatorschwellen für die Driftröhrensignale die Datenmenge von Rauschereignissen auf 6% des vorherigen Wertes reduziert werden. Dies führte zu einer Stabilisierung der Datenakquisition und die elektronische Ineffizienz für die Spurnachweisbarkeit des Precision Trackers ließ sich von 1,1 % auf 0,4 % verringern.

Abstract

Within the scope of this diploma thesis the functionality of the OPERA Precision Tracker consisting of 9504 drift tubes has been examined. This has been done during the commissioning phase of the whole detector in 2007. With the help of the test pulse system for the Precision Tracker the ratio of the properly working tubes could be determined to 99 %. The average single tube inefficiency is 0.5 %, thus no negative influence to the track reconstruction is expected. Moreover the electronic efficiency of the trigger system of only 50 % in April could be increased to over 90 % in October with the help of the analyses presented in this thesis. For CNGS beam events it is even 100 %. Furthermore a systematic analysis of the effects of magnet induced noise in several parts of the Precision Tracker has been performed. As a result a screening of the modules in concern has been installed and the discrimination thresholds for the drift tube signals have been increased. This leads to a reduction of the amount of data coming from noise to 6 %. Thus the data acquisition now runs more stable and the electronic inefficiency for track finding could be lowered from 1,1 % to 0,4 %.

Inhaltsverzeichnis

Einführung	1
1 Neutrinos und das Standardmodell	3
1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
1.1.1 Die Kräfte	3
1.1.2 Quarks und Leptonen	5
1.1.3 Hadronen	6
1.2 Das Neutrino	6
1.2.1 Die Historie des Neutrinos	6
1.2.2 Die Quantenzahlen und Eigenschaften des Neutrinos	9
1.2.3 Neutrinooszillationen	9
1.3 Experimente zu Neutrinooszillationen	13
1.3.1 Solare Neutrinos - Das Rätsel der solaren Neutrinos	14
1.3.2 Atmosphärische Neutrinos	19
1.3.3 Reaktor-neutrinos	23
1.3.4 Neutrinostrahlen	27
1.3.5 Weitere Experimente zu Neutrinooszillationen	30
1.4 Die Zukunft der Neutrino-Physik	32
2 Das OPERA-Experiment	35
2.1 Allgemeine Information	35
2.2 Physikalische Zielsetzung	35
2.3 Der CNGS-Strahl	38
2.4 Die Nachweismethode für ν_τ	39
2.5 Der Aufbau des Detektors	40
2.5.1 Das Myonveto	41
2.5.2 Das Target und die Target Tracker	41
2.5.3 Das Myonspektrometer	42
2.6 Der Precision Tracker	44
2.6.1 Allgemeine Informationen zu Driftröhren	44
2.6.2 Spezielle Charakterisierung des Precision Trackers	45
2.6.3 Das Triggersystem	47
2.6.4 Die Datennahme	49

3	Testpulse	51
3.1	Wofür werden Testpulse benötigt?	51
3.2	Signalweg	51
3.3	Funktionalität des Precision Trackers	55
3.3.1	Übersprechen	55
4	Effizienz des Triggersystems	61
4.1	Tatsächliche Umsetzung des Triggersystems	61
4.2	Inbetriebnahme des Detektors	63
5	Magnetinduziertes Rauschen	73
5.1	Ursache und Phänomenologie	73
5.2	Auswirkungen auf die Datenqualität	75
5.3	Lösungsansätze	76
6	Zusammenfassung und Ausblick	81
A	Bestimmung des Winkels der Myonspuren	83

Einleitung

Obwohl das Standardmodell der Teilchenphysik in den letzten Jahrzehnten immer wieder durch die experimentellen Beobachtungen hervorragend bestätigt wurde, gibt es weiterhin offene Fragen. Eine davon ist die Frage nach dem genauen Verhalten und den Eigenschaften der Neutrinos.

Im Jahr 1930 wurden Neutrinos von Wolfgang Pauli vorhergesagt, um das Energiespektrum der Elektronen beim β -Zerfall zu erklären. Wegen ihres geringen Wirkungsquerschnitts dauerte der direkte experimentelle Nachweis des Elektroneneutrinos allerdings bis 1957. Bei der Vermessung des solaren Neutrinoflusses stellten jedoch alle darauffolgenden Experimente ein Defizit an Elektroneneutrinos fest. Dieses als solares Neutrinorätsel bekannt gewordene Phänomen konnte schließlich 2002 durch das SNO-Experiment mit Hilfe von Neutrinooszillationen erklärt werden. Auch bei atmosphärischen Neutrinos konnte dieses Oszillationsverhalten vom Kamiokande-Experiment 1998 nachgewiesen werden. Letzteres sowie alle weiteren Experimente, die sich mit der Oszillation von Myon- in Tauonneutrinos beschäftigten, haben jedoch nur das Verschwinden von Myonneutrinos nachgewiesen und damit lediglich einen indirekten Hinweis erhalten, dass diese in Tauonneutrinos oszillieren.

Um das Erscheinen der Tauonneutrinos bei $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen nachzuweisen, wurde das OPERA-Experiment konzipiert. Ein Strahl hochenergetischer Myonneutrinos wird am CERN erzeugt und 732 km durch die Erde in Richtung des Gran Sasso Labors in den italienischen Abruzzen geschossen. Dort steht der OPERA-Hybriddetektor, der aus einem elektronischen Detektorteil und einem 1,35 kt schweren Blei-Emulsionstarget besteht. Mit dessen Hilfe sollen Tauonen nachgewiesen werden, die bei ν_τ -Wechselwirkungen entstehen. Einen Teil des OPERA-Detektors bildet der Precision Tracker, welcher an der Universität Hamburg entwickelt und getestet wurde. Es handelt sich dabei um ein aus 9504 Röhren von 8 m Länge bestehendes Driftröhrenspektrometer, das der möglichst exakten Vermessung von Myonspuren dient, um so die Ladung und den Impuls der Myonen bestimmen zu können.

Eine Übersicht des derzeitigen Standes der Neutrinophysik und im Besonderen des Wissens und der Experimente zu Neutrinooszillationen wird in Kapitel 1 gegeben. In Kapitel 2 wird das OPERA-Experiment vorgestellt, wobei ein besonderes Augenmerk auf den Precision Tracker gelegt wird.

Die im Zusammenhang mit dieser Arbeit stehende Aufgabe war es, den Precision Tracker in Hinblick auf seine Funktionalität zu überprüfen. Dazu wurden Untersuchungen mit Testpulsen durchgeführt, die unter anderem für diesen Zweck

als Analysewerkzeug in das Datennahmesystem des Precision Trackers implementiert wurden. Desweiteren konnte mit Hilfe der Testpulse die Genauigkeit der Zeitmessung verbessert werden. Die Ergebnisse der Analysen von Testpulsdaten werden in Kapitel 3 präsentiert.

Der darauf folgende Teil der Arbeit befasst sich mit der Analyse der Daten während der Inbetriebnahmephase des Detektors. Es werden die dabei entdeckten Probleme, die Auswirkungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Systems mit sich bringen, vorgestellt und deren Behebung beschrieben. In Kapitel 4 wird sich eingehend mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems beschäftigt, während sich in Kapitel 5 mit der Problematik von beobachteten erhöhten Rauschraten in der Elektronik des Precision Trackers auseinandergesetzt wird.

Abschließend folgt eine Zusammenstellung der Ergebnisse und es wird ein Ausblick auf weiter zu leistende Arbeit und mögliche Verbesserungen gegeben.

Kapitel 1

Neutrinos und das Standardmodell der Teilchenphysik

1.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Im Folgenden wird nur ein kurzer Abriss der wichtigsten Bestandteile des Standardmodells der Teilchenphysik gegeben. Es beschreibt die bekannten elementaren Teilchen und ihre Wechselwirkung untereinander. Es gibt sechs Leptonen und sechs Quarks sowie die zwölf zugehörigen Antiteilchen. Die vier möglichen Kräfte, die zwischen diesen Teilchen wirken, werden durch Eichbosonen vermittelt.

1.1.1 Die Kräfte

Es gibt vier elementare Kräfte: Die Gravitation, die elektromagnetische Kraft, die schwache Kraft und die starke Kraft. Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt erfolgreich die drei letztgenannten Kräfte mit Hilfe von Eichtheorien, allerdings ist es bisher noch nicht gelungen die Gravitation mit in das Standardmodell zu integrieren. Eine Zusammenstellung der vier Grundkräfte ist in Tabelle 1.1 zu sehen.

Tabelle 1.1: Zusammenstellung der wichtigsten Eigenschaften der vier fundamentalen Kräfte. Das Graviton ist lediglich ein postuliertes Teilchen, was aber bisher noch nicht nachgewiesen werden konnte.

Grundkraft	Austauschteilchen	Masse [GeV/c ²]	relative Stärke	Reichweite [fm]
Stark	8 Gluonen g	0	1	2, 5
Elektromagnetisch	Photon γ	0	10 ⁻²	∞
Schwach	Z^0 ; W^\pm	91, 2; 80, 4	10 ⁻¹³	10 ⁻³
Gravitation	Graviton (?)	0	10 ⁻³⁸	∞

Die Gravitation

Obwohl die Gravitation auf astronomischer Ebene die dominierende Kraft in unserem Universum ist, spielt sie im teilchenphysikalischen Rahmen kaum eine Rolle, da sie bei weitem die schwächste aller Kräfte im teilchenphysikalischen Rahmen ist. Die Gravitation beschreibt die Anziehung von Massen, was erstmals durch Isaac Newton im Jahre 1687 als vollständige Theorie dargelegt wurde. Im 20. Jahrhundert wurde dieses Modell durch Albert Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie aufgenommen und verallgemeinert. Anders als bei den drei anderen Kräften ist für die Gravitation keine Eichtheorie bekannt und es konnte bisher auch kein Austauschboson gefunden werden, obwohl zumindest das Graviton als masseloses Teilchen mit Spin 2 postuliert wurde. Dieser Wissensmangel spielt in der Teilchenphysik aber nur eine untergeordnete Rolle, da gravitative Effekte in der Regel um einen Faktor 10^{30} – 10^{40} schwächer sind als die der anderen Kräfte.

Die elektromagnetische Wechselwirkung

Die elektromagnetische Kraft wirkt nur zwischen geladenen Teilchen. Dies geschieht durch Austausch des zugehörigen Eichbosons: dem Photon γ , welches ein elektrisch neutrales und masseloses Teilchen mit Spin 1 ist. Der klassische Zusammenhang zwischen Elektrizität und Magnetismus wird durch die Coulombkraft in Kombination mit den Maxwellgleichungen vollständig beschrieben, wobei diese sich aus den einfachen Prinzipien der Erhaltung der elektrischen Ladung, der Erhaltung des magnetischen Flusses und der Lorentzkraft auf bewegte Ladungen im elektromagnetischen Feld herleiten lassen. Für teilchenphysikalische Aspekte ist aber die in den 1940er Jahren von Shinichiro Tomonaga, Richard Feynman und Julian Schwinger entwickelte Quantenelektrodynamik (QED) interessanter, da sie u.a. das Erzeugen und Vernichten von Teilchen befriedigend erklären kann.

Die schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung hat drei Austauschbosonen: die beiden elektrisch geladenen W^\pm -Bosonen, die eine Masse von 80,4 GeV haben und das neutrale Z^0 -Boson, welches mit 91,2 GeV eine etwas größere Masse hat [3]. Alle drei Teilchen haben Spin 1 und koppeln an alle bekannten Elementarteilchen sich selbst eingeschlossen. Wegen der relativ hohen Massen der Austauschbosonen ist die schwache Wechselwirkung gemäß $R = \frac{\hbar}{mc}$ kurzreichweitig, wobei R die Reichweite, \hbar das Plancksche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und m die Masse des Teilchens darstellt. Für diese Arbeit spielt die schwache Wechselwirkung eine besondere Rolle, da es die einzige Wechselwirkung ist, die auf Neutrinos wirkt.¹ Enrico Fermi präsentierte 1933 erstmals einen Entwurf der schwachen Wechselwirkung, die den bereits bekannten β -Zerfall erklären sollte [4].

¹Streng genommen spielt auch noch die Gravitation eine Rolle, allerdings sind die Effekte vernachlässigbar, da Neutrinos eine sehr geringe Masse haben und zusätzlich die Gravitation sehr schwach ist.

Vereinigung zur elektroschwachen Kraft

Der Entwurf der schwachen Wechselwirkung von Fermi wurde nach und nach verfeinert und schließlich 1968 von Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg mit der elektromagnetischen Wechselwirkung vereinigt und zu einer Eichtheorie weiterentwickelt, die bis heute Bestand hat. Gemäß dieser Theorie sind die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung lediglich zwei Ausprägungen der selben Kraft bei niedrigen Energien. Die vier Bosonen γ , W^\pm und Z^0 sind demnach nur Überlagerungen der vier Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung: W^1 , W^2 , W^3 und B^0 [5].

Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung ist wie der Name schon sagt deutlich stärker als die elektroschwachen Kräfte. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind acht Gluonen, die an die Farbladung von Teilchen koppeln. Jedoch tragen nur Quarks und die Gluonen selbst diese Farbladung. Den Farbladungen ordnet man die Werte grün, rot und blau sowie ihre Antifarben zu. Reale Teilchen sind stets farbneutral, d.h. sie bestehen entweder aus einer Farbe-Antifarbe-Kombination, einer Überlagerung von rot-, grün- und blau-Anteilen zu gleichen Teilen oder einer Kombination aus beidem. Die Theorie, die diese Phänomene beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD).

1.1.2 Quarks und Leptonen

Es gibt sechs Quarks und sechs Leptonen. Jede Sechsergruppe ist in drei Familien unterteilt. Bei den Quarks bilden das up- und das down-Quark die erste Familie, das charm- und das strange-Quark die zweite und schließlich das top- und das bottom²-Quark die dritte Familie. Das erstgenannte Quark hat jeweils die elektrische Ladung $+2/3$ und das zweitgenannte die Ladung $-1/3$.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Auch die Leptonen ordnen sich zu drei Familien an: Elektron und Elektron-Neutrino, Myon und Myon-Neutrino sowie Tauon und Tauon-Neutrino. Hier hat das erstgenannte Lepton jeder Familie jeweils die elektrische Ladung -1 und die zugehörigen Neutrinos sind elektrisch neutral.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

Die Anordnung der Teilchen ist nicht willkürlich, sondern ergibt sich aus gruppentheoretischen Betrachtungen, auf die in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird. Zusätzlich zu diesen zwölf Teilchen gibt es auch noch für jedes dieser Teilchen das zugehörige Antiteilchen. Dieses hat die gleiche Masse aber entgegengesetzte Quantenzahlen, z.B. hat das Antimyon μ^+ die gleiche Masse wie das Myon μ^- , besitzt aber positive Ladung.

²In älteren Texten wird es häufig auch als beauty-Quark bezeichnet.

1.1.3 Hadronen

Im Gegensatz zu den Leptonen existieren keine freien Quarks. Sie sind Träger einer Farbladung (grün, blau oder rot) sowie Antiquarks Träger einer Anti-Farbladung sind (antigrün, antiblau oder antirot), wobei in der Natur nur farbneutrale Zustände als freie Teilchen auftreten. Deshalb bestehen freie Teilchen stets aus Gruppen von Quarks. Eine Möglichkeit ist, dass sich ein Quark mit einem Antiquark mit komplementärer Farbe (z.B. rot und antirot) verbindet. Ein so aus zwei Quarks bestehendes Teilchen ist ein Meson, das prominenteste Beispiel dafür ist das Pion, z.B. π^- aus d und \bar{u} bestehend. Eine weitere Möglichkeit, einen farbneutralen Zustand zu bilden, besteht aus einer Gruppierung von drei Quarks oder drei Antiquarks, bei der jedes beteiligte Quark eine andere Farbe trägt (rot, blau und grün ergeben zusammen weiß und somit einen farbneutralen Zustand). Solche Teilchen nennt man Baryonen, wie es zum Beispiel das Proton (uud) oder das Neutron (udd) sind. Einzelne Teilchen aus vier Quarks gibt es nicht, da diese stets zwei Mesonen bilden. Auch wurden bisher keine Pentaquark-Zustände nachgewiesen, obwohl deren Existenz noch nicht ganz ausgeschlossen ist. Teilchen aus noch mehr Quarks bestehend werden nur mit einer nahezu verschwindenden Wahrscheinlichkeit vermutet.

1.2 Das Neutrino

Drei der sechs Leptonen sind Neutrinos. Diese spielen im Standardmodell der Teilchenphysik eine besondere Rolle, da sie die einzigen von den bisher nachgewiesenen Teilchen sind, deren Proportionen und Verhaltensweisen noch sehr unzureichend erforscht sind. Dies hängt damit zusammen, dass Neutrinos nur schwach wechselwirken können und somit viel Aufwand für den Nachweis von Neutrinos betrieben werden muss, obwohl täglich Trillionen dieser Teilchen³ unsere Körper passieren.

1.2.1 Die Historie des Neutrinos

1930 wurde das Neutrino erstmals von Wolfgang Pauli postuliert, um das kontinuierliche Energiespektrum des Elektrons beim β -Zerfall zu erklären [6]. Außerdem konnte dieses von Pauli noch „Neutron“ genannte Teilchen den Drehimpuls tragen, der sonst in der Erklärung des β -Zerfalls gefehlt hätte. Die einzige Alternative, die Pauli dazu sah, war die mögliche Verletzung von Energie- und Drehimpulserhaltung bei Teilchenwechselwirkungen. Da diese Erhaltungssätze fundamental für die gesamte Physik sind, wurde das nun in „Neutrino“ umbenannte Teilchen schnell als zusätzlicher Baustein der Natur anerkannt.

Experimentell nachgewiesen wurde das Neutrino allerdings erst 1956 durch Frederick Reines und Clyde L. Cowan im Experiment „Projekt Poltergeist“ am

³Nach dem Standardsonnenmodell werden etwa $1,8 \cdot 10^{38}$ Neutrinos pro Sekunde in der Sonne produziert. Berücksichtigt man die isotrope Ausstrahlung und den ungefähren Abstand $r = 1,5 \cdot 10^{11}$ m der Erde von der Sonne, so erhält man einen solaren Neutrinofluss auf der Erdoberfläche von $\Phi_\nu = 6,4 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Der Fluss sehr niederenergetischer Neutrinos, die vom Urknall stammen, ist sogar noch um einen Faktor 40 größer

Kernreaktor von Savannah River im US-Bundesstaat South Carolina [7]. Es gelang ihnen, den inversen β -Zerfall

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

durch eine Koinzidenzmessung nachzuweisen, indem sie die beiden Photonen mit mindestens 511 keV Energie aus der nahezu sofortigen e^+e^- -Annihilation detektierten und dann einige ms später die typischen Lichtsignale des Neutroneneinfangs von einigen MeV maßen.

1962 entdeckten Leon M. Ledermann, Melvin Schwartz und Jack Steinberger am AGS⁴ in Brookhaven, dass es mehr als nur eine Neutrinosorte geben musste. Sie erzeugten einen Neutrinostrahl mit Hilfe des Pionzerfalls, bei dem zu nahezu 100% Myonen entstehen und bedeutend weniger als 1% Elektronen oder Positronen. Es handelte sich also um einen Neutrinostrahl aus ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$. Die Frage war nun, ob diese mit Myonen auftretenden Neutrinos mit denen aus dem β -Zerfall identisch sind. Dazu wurde der Strahl auf eine Funkenkammer mit Aluminiumplatten mit einer gesamten Targetmasse von 10 t gerichtet, in denen dann eine Neutrino-Nukleon-Reaktion stattfinden sollte. Wäre das ν_μ mit dem ν_e identisch, so müsste man ebensoviele elektromagnetische Schauer beobachten wie Myonen, die als gerade Spuren zu identifizieren wären. Als Ergebnis wurden lediglich Myonspuren identifiziert, jedoch kein einziger elektromagnetischer Schauer. Damit war bewiesen, dass es mindestens zwei Neutrinosorten geben muss [8].

Im Jahr 1975 wurde dann schließlich mit dem Tauon das dritte Lepton am SLAC⁵ gefunden [9]. Sofort begann natürlich die Suche nach dem vermuteten dritten Neutrino. Dieses wurde schließlich 2000 im DONuT⁶-Experiment am Tevatron des Fermilab direkt nachgewiesen [10]. Das DONuT-Experiment wird im folgenden Abschnitt näher besprochen.

Damit waren alle drei Neutrinosorten entdeckt. Dass es nicht mehr als diese drei leichten Neutrinosorten geben kann, haben die vier LEP⁷-Experimente ALEPH⁸, DELPHI⁹, L3 und OPAL¹⁰ am CERN¹¹ eindrucksvoll nachgewiesen. Aus der Messung der totalen Zerfallsbreite des Z^0 und der partiellen Zerfallsbreiten der Reaktionen der Art

$$e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f},$$

wobei f für ein elementares Fermion (Quark oder Lepton) steht, lässt sich die Zahl der Neutrinosorten, die weniger als die halbe Masse des Z^0 (also weniger als 45,6 GeV) wiegen, auf $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ bestimmen, wie auch in Abbildung 1.1 zu sehen ist [11].

⁴AGS: **A**lternating **G**radient **S**ynchrotron

⁵SLAC: **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter

⁶DONuT: **D**irect **O**bservation of the **Nu** **T**au

⁷LEP: **L**arge **E**lectron-**P**ositron **C**ollider

⁸ALEPH: **A**pparatus for **L**EP **P**hysics

⁹DELPHI: **D**Etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification

¹⁰OPAL: **O**mnipurpose **A**pparatus at **L**EP

¹¹CERN: **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire - Europäische Organisation für Nuklearforschung

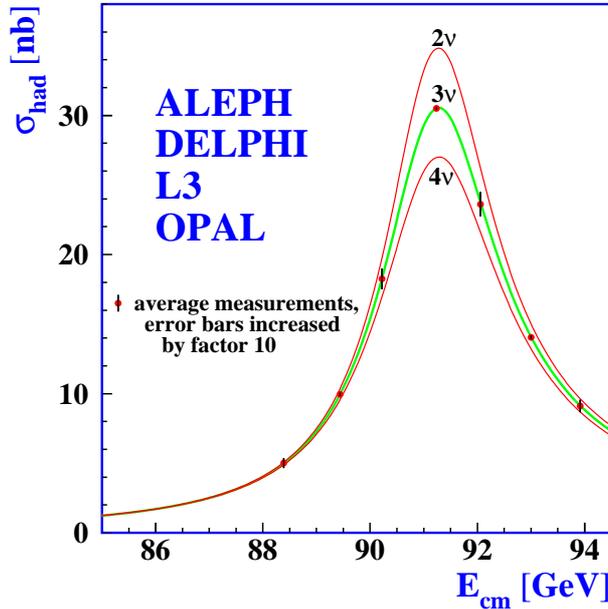


Abbildung 1.1: Aus dem hadronischen Wirkungsquerschnitt der vier LEP-Experimente lässt sich eine Aussage über die Anzahl leichter Neutrinos gewinnen. Die Annahme von drei Neutrinos stimmt sehr gut mit den Messungen überein [11].

DONuT

Wie bereits oben erwähnt, dauerte es bis zum Jahr 2000, dass das ν_τ im DONuT-Experiment nachgewiesen werden konnte, welches für diesen Zweck gebaut wurde. Dazu wurde am Tevatronstrahl des Fermilab, der 800 GeV Protonen auf ein Target schießt, ein Neutrinostrahl mit einem hohen ν_τ -Anteil (etwa 5 %) erzeugt und auf ein Emulsionstarget geschossen. Dieses bietet die vielversprechendste Möglichkeit CC¹²-Reaktionen $\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ nachzuweisen, da sowohl eine hohe räumliche Auflösung als auch eine Impulsrekonstruktion der Zerfallsteilchen möglich ist. Die Probleme, die man dabei bewältigen muss, werden in Kapitel 2 näher betrachtet. Eine vor kurzem veröffentlichte ausführliche Analyse der Datennahme des Experiments im Jahr 1997 lieferte folgende Ergebnisse: Es wurden insgesamt 9 ν_τ CC-Ereignisse von insgesamt 578 Neutrinowechselwirkungen bei $3,6 \cdot 10^{17}$ pot¹³ nachgewiesen. Damit ließ sich der energieunabhängige Anteil des CC-Wirkungsquerschnitts für $\nu_\tau + \bar{\nu}_\tau$ im Verhältnis zu den gut bekannten Wirkungsquerschnitten für ν_e und ν_μ bestimmen. Es ergibt sich $\sigma(\nu_\tau)/\sigma(\nu_{e,\mu}) = 1,37 \pm 0,35 \pm 0,77$, was einem Wirkungsquerschnitt von $\sigma(\nu_\tau) = (0,72 \pm 0,24 \pm 0,36) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}$ entspricht. Dies stimmt gut mit den vom Standardmodell erwarteten Werten überein. Dabei ist hier sowie im Verlauf dieser Arbeit die erste Fehlerangabe statistischer und die zweite systematischer Natur [12].

¹²CC - Charged Current bezeichnet Reaktionen, bei denen eines der beiden geladenen W^\pm als Austauschboson dient. Im Gegensatz wird bei NC-Reaktionen (Neutral Current) ein neutrales Z^0 ausgetauscht.

¹³pot - protons on target

1.2.2 Die Quantenzahlen und Eigenschaften des Neutrinos

Im Standardmodell der Teilchenphysik haben die Neutrinos die im Folgenden beschriebenen Eigenschaften. Alle drei Neutrinos sind masselos und elektrisch neutral. Da sie zusätzlich Leptonen sind, ist die einzige Wechselwirkung, an der sie teilnehmen, die schwache Wechselwirkung. Weiterhin haben Neutrinos die Helizität -1 wie Maurice Goldhaber 1958 in einem Experiment mit ^{152}Eu nachwies, weshalb Neutrinos auch immer linkshändig sind, solange sie masselos sind. Antineutrinos haben dementsprechend Helizität $+1$ und sind immer rechtshändig. Bereits 1957 zeigte Chien-Shiung Wu mit Hilfe einer ^{60}Co -Quelle, dass die Parität bei Neutrinos nicht erhalten ist. Sie konnte nämlich keine rechtshändigen Neutrinos nachweisen, die man bei einer Paritätstransformation \hat{P} angewandt auf linkshändige Neutrinos erwarten würde. Eine weitere wichtige Operation ist die Teilchen-Antiteilchen-Konjugation \hat{C} (*charge conjugation*), die eine Vertauschung eines Teilchen mit seinem Antiteilchen bewirkt. Angewandt auf einen reinen linkshändigen Neutrinozustand $|\Psi\rangle$ ergibt sich ein linkshändiger Antineutrinozustand. Dieser wird aber nicht beobachtet, so dass diese Transformation ebenso wie die Parität maximal verletzt ist. Führt man aber beide Operationen direkt hintereinander aus, so ergibt sich eine Erhaltungsgröße. Aus linkshändigen Neutrinos werden rechtshändige Antineutrinos und umgekehrt, so wie es in der Natur beobachtet wird. Allerdings zeigte im Jahr 1964 die Untersuchung von K^0 -Zerfällen, dass CP-Invarianz nicht zu 100 % erfüllt ist. Später wurde das gleiche Phänomen auch bei B^0 -Zerfällen nachgewiesen. In der theoretischen Physik als Theorem fest verankert ist allerdings die CPT-Invarianz¹⁴, die besagt, dass bei zusätzlicher Zeitumkehr ein streng allgemeingültiger Erhaltungssatz wirkt.

1.2.3 Neutrinooszillationen

Als Neutrinooszillationen wird die Möglichkeit der Umwandlung eines Neutrinos in ein anderes Neutrino bezeichnet, also $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ mit $(\alpha, \beta = e, \mu, \tau)$, wobei sich der Leptonflavour ändert ($L_\alpha \neq L_\beta$). Dieser Mechanismus geht zwar über das Standardmodell hinaus, in dem die Leptonflavourzahl erhalten ist und die Neutrinos masselos¹⁵ sind, aber es wird dabei kein grundlegendes physikalisches Prinzip verletzt. Das Entscheidende bei den Neutrinooszillationen ist die Unterscheidung zwischen den Flavoureigenzuständen $|\nu_\alpha\rangle$ und den Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit $(i = 1, 2, 3)$ und den festen Masseneigenwerten m_i aus $\langle \nu_i | \hat{M} | \nu_j \rangle = m_i \delta_{ij}$ mit dem Massenoperator \hat{M} und $m_i - m_j \neq 0$ für $i \neq j$. Die in den Prozessen der schwachen Wechselwirkung auftretenden Flavoureigenzustände haben dabei keine scharfe Masse, sondern sind eine Linearkombination der Masseneigenzustände und andersherum:

¹⁴Das CPT-Theorem spielt eine entscheidende Rolle, da es Grundlage für sämtliche Betrachtungen zu Eichtheorien ist.

¹⁵Eine wichtige Prämisse für die Möglichkeit von Neutrinooszillationen ist, dass die beteiligten Neutrinosorten eine unterschiedliche Masse haben. Insbesondere heißt das, dass mindestens eine Neutrinosorte nicht masselos ist.

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (1.1)$$

Dabei ist U die unitäre Mischungsmatrix, die auch PMNS-Matrix¹⁶ heißt. Es gilt

$$UU^+ = 1, \quad \text{d.h.} \quad \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} U_{i\beta}^* = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_{\alpha} U_{\alpha i} U_{j\alpha}^* = \delta_{ij}, \quad (1.2)$$

wobei U^+ die adjungierte Matrix, d.h. die komplex konjugierte und transponierte Matrix zu U ist. Für die Antineutrinos muss man $U_{\alpha i}$ durch $U_{i\alpha}^*$ ersetzen, so dass

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^n U_{i\alpha}^* |\bar{\nu}_i\rangle.$$

Im Ruhssystem des Neutrinos ν_i gehorchen die Masseneigenzustände der Schrödingergleichung¹⁷

$$i \frac{\partial}{\partial \tau} |\nu_i(\tau)\rangle = E_i |\nu_i(\tau)\rangle,$$

welche durch die Zeitabhängigkeit

$$|\nu_i(\tau)\rangle = e^{-iE_i\tau} |\nu_i(0)\rangle$$

gelöst wird. Dabei ist τ die Eigenzeit des Neutrinos. Mit der Zeit t und dem Ort L ergibt sich somit

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t - pL} |\nu_i(0)\rangle = e^{-i(E_i - p)t} |\nu_i(0)\rangle$$

wobei hier $L \approx ct$ angenommen wurde, was für $p \gg m_i$ gilt, wobei $E \approx p$ die Neutrinoenergie ist. Damit gilt auch $E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$. Diese relativistische Näherung ist bei Neutrinos wegen ihrer geringen Masse im Prinzip immer erfüllt. Dies führt zu der Gleichung

$$|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i(0)\rangle \cdot e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t}$$

Physikalisch interessant ist die zeitabhängige Übergangsamplitude $A_{\alpha\beta} = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle$ für den Flavourübergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ mit

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} t} |\nu_i\rangle$$

¹⁶PMNS: Pontecorvo, Maki, Nakagawa und Sakata führten diese Matrix ähnlich der CKM-Matrix im Quarksektor ein.

¹⁷Hierbei und im Folgenden wird die in der Teilchenphysik übliche Konvention $\hbar = c = 1$ benutzt.

als Zeitentwicklung des Zustandes $|\nu_\alpha\rangle$. Damit erhalten wir für die Amplitude unter Anwendung von Gleichung 1.1 und $\langle\nu_i|\nu_j\rangle = \delta_{ij}$

$$A_{\alpha\beta}(t) = \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^n \langle\nu_j|U_{j\beta}^* U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t} |\nu_i\rangle = \sum_{i=1}^n U_{j\beta}^* U_{\alpha i} e^{-i\frac{m_i^2}{2E}t}$$

Mit $L = ct$, wobei L der Abstand zwischen der ν_α -Quelle und dem Detektor ist, folgt weiter

$$A_{\alpha\beta}(t) = A_{\alpha\beta}(L) = \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} U_{i\beta}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2} \cdot \frac{L}{E}}.$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den beiden Flavourzuständen ν_α und ν_β beträgt somit

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &= |A_{\alpha\beta}(t)|^2 = \left| \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} U_{i\beta}^* e^{-i\frac{m_i^2}{2} \cdot \frac{L}{E}} \right|^2 \\ &= \sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^n U_{\alpha i} U_{i\beta}^* U_{j\alpha}^* U_{\beta j} e^{-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \cdot \frac{L}{E}} \\ &= \sum_{i=1}^n |U_{\alpha i} U_{i\beta}^*|^2 + 2\Re \sum_{j>i}^n U_{\alpha i} U_{j\alpha}^* U_{i\beta}^* U_{\beta j} e^{-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \cdot \frac{L}{E}}, \end{aligned}$$

wobei $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Mit der Unitaritätsrelation 1.2 lässt dies sich auch schreiben als

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) = \delta_{\alpha\beta} - 2\Re \sum_{j>i}^n U_{\alpha i} U_{j\alpha}^* U_{i\beta}^* U_{\beta j} \left[1 - e^{-i\frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \cdot \frac{L}{E}} \right]. \quad (1.3)$$

Eine andere häufig anzutreffende Darstellung desselben Sachverhalts ist:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t) &= \delta_{\alpha\beta} - 4\Re \sum_{j>i}^n U_{\alpha i} U_{j\alpha}^* U_{i\beta}^* U_{\beta j} \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad + 2\Im \sum_{j>i}^n U_{\alpha i} U_{j\alpha}^* U_{i\beta}^* U_{\beta j} \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Für Oszillationen der Art $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta; t)$ ändert sich das Vorzeichen vor dem Imaginärteil. In diesem Term ist also eine mögliche CP-Verletzung enthalten.

Neutrinooszillationen mit zwei Flavoursorten

Sind nur zwei Flavoursorten beteiligt, so genügt es, nur zwei Masseneigenzustände $|\nu_1\rangle$ und $|\nu_2\rangle$ zu betrachten. Dieser Fall ist relevant, wenn die verschiedenen Δm_{ij}^2 von unterschiedlichen Größenordnungen sind, also beispielsweise $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{13}^2$ und man erhält zum Beispiel für $|\nu_e\rangle$ und $|\nu_\mu\rangle$:

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix},$$

so dass sich Gleichung 1.3 vereinfacht zu

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= 0 + 2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \left[1 - \cos \left(-\frac{\Delta m^2}{2} \cdot \frac{L}{E} \right) \right] \\
&= \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \left[1 - \left(1 - 2 \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4} \cdot \frac{L}{E} \right) \right) \right] \\
&= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\Delta m^2 \cdot \frac{L}{4E} \right).
\end{aligned}$$

Dies lässt sich in eine umgänglichere Form bringen, wenn man berücksichtigt, dass zur Umrechnung von natürlichen Einheiten in SI-Einheiten $\hbar c = 197 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$ gilt. Weiter sind alle Einträge der Mischungsmatrix reell, so dass die selbe Formel auch für Antiteilchen gilt. Außerdem ist klar, dass $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ gilt, womit wir schließlich

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_e) &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu) \text{ und} \\
&= 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right)
\end{aligned} \tag{1.5}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \\
&= \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(\frac{1,27 \Delta m^2 L}{E_\nu} \right)
\end{aligned} \tag{1.6}$$

erhalten. Hierbei ist der Abstand von der Quelle bis zum Detektor L in km, die Neutrinoenergie E_ν in GeV und die Differenz der quadrierten Masseneigenwerte Δm^2 in eV^2 angegeben.

Neutrinooszillationen mit drei Flavoursorten

Hat man, wie es gemäß dem Standardmodell der Fall ist, drei Neutrino-Flavoursorten (also ν_e , ν_μ und ν_τ), so erhält man dementsprechend eine 3×3 -Mischungsmatrix und damit mehr Freiheitsgrade als im Zwei-Flavour-Formalismus. An Stelle des Mischungswinkels θ treten jetzt drei Mischungswinkel θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} auf mit $0 \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}$ und Δm^2 wird durch Δm_{12}^2 , Δm_{13}^2 und Δm_{23}^2 ersetzt, wobei nur zwei Differenzen der Massenquadrate unabhängig voneinander sind, da $\Delta m_{23}^2 = \Delta m_{13}^2 - \Delta m_{12}^2$. Außerdem ist es nun möglich, dass die Mischungsmatrix einen imaginären Anteil hat, die so genannte CP-verletzende Phase δ mit $-\pi \leq \delta \leq \pi$. Diese bewirkt, falls sie ungleich Null ist, eine Ungleichbehandlung von Neutrinos und Antineutrinos, also $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \neq P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta)$. Außerdem kann eine CP-verletzende Phase nur dann auftreten, wenn alle drei Mischungswinkel von Null verschieden sind. Eine mögliche Parametrisierung der unitären Mischungsmatrix ist:

$$\begin{aligned}
U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_2 & s_2 \\ 0 & -s_2 & c_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 & s_1 & 0 \\ -s_1 & c_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_3 & s_3 \\ 0 & -s_3 & c_3 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 e^{i\delta} \\ s_1 s_2 & -c_1 s_2 c_3 - c_2 s_3 e^{i\delta} & -c_1 s_2 s_3 + c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}
\end{aligned} \tag{1.7}$$

mit $s_i = \sin \theta_i$ und $c_i = \cos \theta_i$ [2].

Eine andere Parametrisierung orientiert sich an den tatsächlich vermessenen Mischungswinkeln und sieht wie folgt aus:

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.8)
 \end{aligned}$$

Der Vorteil dieser zweiten Darstellung ist, dass man sofort einsieht, dass die drei Mischungswinkel unabhängige Parameter sind. Die Terme mit der CP-verletzenden Phase $e^{i\delta}$ sind hier an die Terme mit $\sin \theta_{13}$ gekoppelt. Dies ist nicht zwingend, da man die Phase auch an einen der beiden anderen Mischungswinkel koppeln könnte. Jedoch ist diese Wahl zweckmäßig, weil θ_{13} der kleinste der drei Mischungswinkel ist, und somit die Möglichkeit CP-Verletzung zu messen maßgeblich von θ_{13} abhängt. Weiter ist zu beachten, dass für beide Darstellungen die Majoranaphase nicht beachtet wurde. Dies ist damit begründbar, dass sie keinerlei Einfluss auf die Oszillationswahrscheinlichkeiten hat, da sich die komplex konjugierten Terme mit dieser Phase immer genau wegheben.

Neutrinooszillationen in Materie

Streng genommen gilt der bis hierhin beschriebene Formalismus nur für Neutrinos, die Vakuum durchqueren. Sobald die Neutrinos aber durch Materie fliegen, können sie mit dieser auch wechselwirken, was sich in einer abgeänderten Oszillationswahrscheinlichkeit niederschlägt. Allerdings ist dieses MSW-Effekt¹⁸ genannte Phänomen für die verschiedenen Flavoursorten unterschiedlich stark. Während Elektronneutrinos mit Materie sowohl über CC- als auch über NC-Reaktionen mit Materie wechselwirken, können Tauon- und Myonneutrinos dies nur via NC-Reaktionen. Da aber die NC-Reaktionen für alle drei Neutrinosorten einen annähernd identischen Wirkungsquerschnitt haben, sind also nur beim Elektronneutrino beträchtliche Abweichungen im Vergleich zu Vakuumoszillationen aufgrund des MSW-Effekts zu erwarten. OPERA will $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen messen, so dass der MSW-Effekt keine Rolle spielt. Deshalb wird an dieser Stelle nicht weiter auf diesen Effekt eingegangen.

1.3 Experimente zu Neutrinooszillationen

Es gibt zahlreiche Experimente, die darauf hinweisen, dass Neutrinooszillationen in der Natur realisiert sind. In diesem Abschnitt soll eine kurze Zusammenstellung dieser Experimente erfolgen.

¹⁸MSW: Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein, diese drei Physiker haben sich eingehend mit dem Problem Materie durchquerender Neutrinos beschäftigt.

Tabelle 1.2: Die wichtigsten Neutrinoereaktionen in der Sonne und der nach dem SSM (BS05(OP)) vorhergesagte Neutrinofluss [3].

Name	Reaktion	Fluss [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]
pp	$p + p \rightarrow d + e^+ \nu_e$	$5,99(1,00 \pm 0,01) \cdot 10^{10}$
pep	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	$1,42(1,00 \pm 0,02) \cdot 10^8$
hep	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	$7,93(1,00 \pm 0,16) \cdot 10^3$
${}^7\text{Be}$	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e + (\gamma){}^7\text{Be}$	$4,84(1,00 \pm 0,11) \cdot 10^9$
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ \nu_e$	$5,69(1,00 \pm 0,16) \cdot 10^6$
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	$3,07(1,00^{+0,31}_{-0,28}) \cdot 10^8$
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	$2,33(1,00^{+0,33}_{-0,29}) \cdot 10^8$
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	$5,84(1,00 \pm 0,52) \cdot 10^6$

1.3.1 Solare Neutrinos - Das Rätsel der solaren Neutrinos

Das Homestake-Experiment

1968 begann das so genannte Homestake-Experiment in der Homestake Goldmine im US-amerikanischen Lead, South Dakota. Ziel war die Beobachtung von solaren Neutrinos, die nach dem Standardsonnenmodell (SSM) bei Kernfusionen in der Sonne entstehen sollten. Dazu wurde ein Detektor 1480 m (4100 mWÄ^{19}) unter der Erde gebaut, der 390.000 l flüssiges Tetrachlorethylen (C_2Cl_4) enthielt. Über die Reaktion ${}^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ sollten so Neutrinos, die von der Sonne kommen, nachgewiesen werden. Allerdings beträgt für diese Reaktion die Schranke für die Neutrinoenergie 814 keV, so dass der Detektor nicht für alle solaren Neutrinos, sondern nur für Neutrinos aus einem Teil der Reaktionen sensitiv war, insbesondere für Neutrinos, die aus ${}^8\text{B}$ und ${}^7\text{Be}$ -Reaktionen stammen. In Tabelle 1.2 und Abbildung 1.2 ist eine Auflistung der zu erwartenden Neutrinoeinfänge gemäß dem SSM gegeben. Als kombiniertes Resultat aus 108 Messreihen zwischen 1970 und 1994 wurde ein Fluss von $2,56 \pm 0,16 \pm 0,16 \text{ SNU}^{20}$ gemessen, was ungefähr ein Drittel der nach den momentanen SSM-Vorhersagen erwarteten Fluss zwischen 6,58 SNU (BSB(GS98)) und 8,12 SNU BSB(AGS05) ist [13]. Diese Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie wurde als das solare Neutrinoerätsel bekannt. Um es aufzulösen wurden weitere Experimente durchgeführt, die den solaren Neutrinofluss messen sollten und im Folgenden kurz beschrieben werden [14].

¹⁹mWÄ: meter Wasser Äquivalent, eine Einheit, die die Abschirmung eines Experiments gegen Einfluss von kosmischer Strahlung sehr gut beschreibt. Allein die Tiefenangabe ist nicht ausreichend, da unterschiedliche Böden und Gesteine auch unterschiedlich stark atmosphärische Strahlung absorbieren.

²⁰SNU: Solar Neutrino Unit, eine Einheit die definiert als 10^{-36} Neutrinoeinfänge pro Atom pro Sekunde.

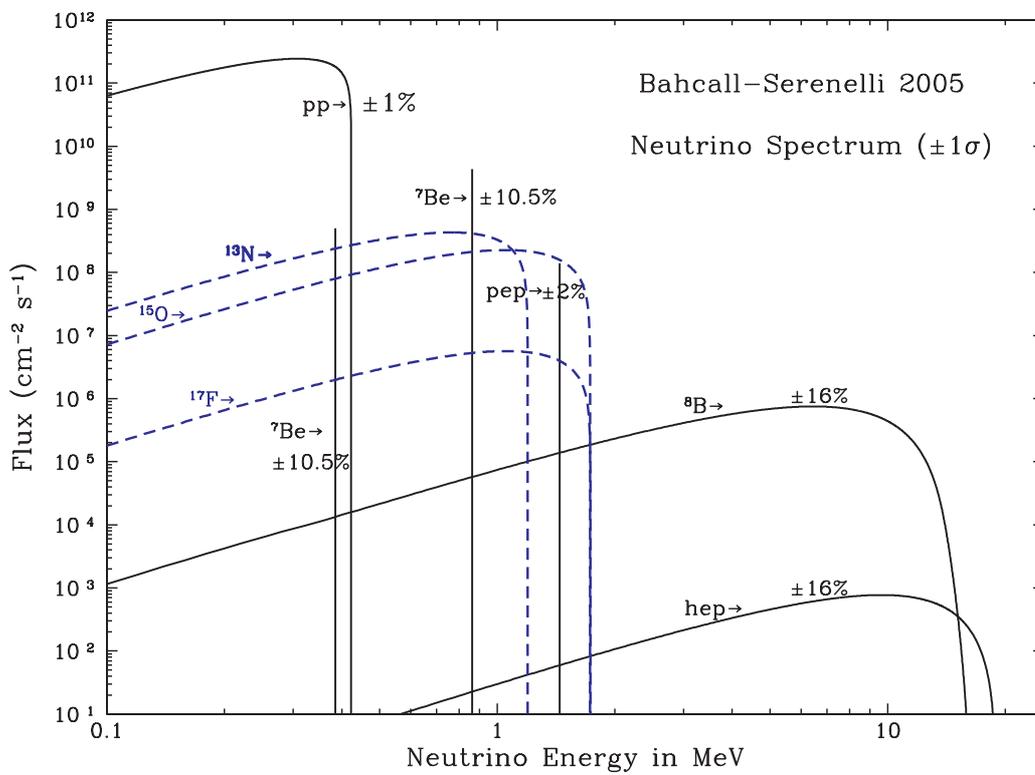


Abbildung 1.2: Flüsse solarer Neutrinos je nach Entstehungsreaktion gemäß des SSM (BS05(OP)) [3].

GALLEX, SAGE und GNO

Weitere radiochemische Experimente zur Messung solarer Neutrinos waren GALLEX²¹, sein Nachfolger GNO²² und SAGE²³. Hierbei wurde die Nachweisreaktion für die solaren Neutrinos ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ genutzt. Der Vorteil gegenüber der Verwendung von ${}^{37}\text{Cl}$ liegt in der deutlich niedrigeren Neutrinoenergieschwelle von 233 keV, so dass jetzt auch pp-Neutrinos nachgewiesen werden konnten. Damit erhöht sich die vorhergesagte Einfangrate laut SSM auf 118,88 SNU (BSB(GS98)) bzw. 126,08 SNU (BSB(AGS05)) [13]. Der Detektor für GALLEX (1991 - 1997) und GNO (1998 - 2003) stand im italienischen Untergrundlabor in Gran Sasso, Italien, in einer Tiefe von 1200 m (3500 mWÄ) und es wurde aus 68 Messläufen bei GALLEX und 58 bei GNO ein kombiniertes Ergebnis von $69,3 \pm 4,1 \pm 3,6$ SNU festgestellt [15].

SAGE hingegen ist im Baskan-Neutrino-Observatorium im Nord-Kaukasus in einer Tiefe von 4700 mWÄ angesiedelt. Hier wurde eine mit den Ergebnissen von GALLEX und GNO übereinstimmende Rate von $70,9_{-5,2}^{+5,3+3,7}_{-3,2}$ SNU gemessen [16]. Sowohl SAGE als auch GALLEX und GNO eichten ihre Detektoren mit einer ${}^{51}\text{Cr}$ -Quelle und bewiesen so ihre Funktionalität, denn schließlich war das Ergebnis ein weiterer Beleg für das schon im Homestake-Experiment festgestellte Neutrino-defizit. Allerdings liegt die gemessene Rate diesmal bei 60 % der erwarteten Rate statt der 30 % bei Homestake, was ein Hinweis auf einen energieabhängigen Effekt sein kann, der beim Neutrino-defizit eine Rolle spielen könnte.

Kamiokande und Super-Kamiokande

Kamiokande²⁴ war ein Wasser-Čerenkov-Detektor (mehr zu dieser Detektorsorte steht in 1.3.2) in der japanischen 1000 m (2700 mWÄ) unter der Erde gelegenen Kamioka-Mine, der von 1983 bis 1995 in Betrieb war. Kamiokande war empfindlich für elastische Neutrinostreuung der Form $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ ab einer Schwellenenergie des Neutrinos von 9,3 MeV (später 7,5 MeV und 7,0 MeV). Als Čerenkov-Detektor war Kamiokande in der Lage für jedes Streueignis die Energie des Elektrons, sowie seine Flugrichtung zu bestimmen, die nahezu identisch mit der Flugrichtung der Neutrinos ist. Die Winkelmessung ergab einen deutlichen Peak in Richtung der Sonne über einem gleichverteilten Untergrund für alle anderen Richtungen. Und da auch die Energieverteilung der Elektronen dem SSM entsprachen, gab es nun keinen Zweifel mehr, dass die nachgewiesenen Neutrinos solare Neutrinos waren. Jedoch betrug der ν_e -Fluss $2,80 \pm 0,19 \pm 0,33 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, was wieder nur etwa 49 % bzw. 64 % des nach dem SSM erwarteten Wertes ist [17].

Ab April 1996 trat Super-Kamiokande die Nachfolge von Kamiokande an. Der wesentliche Unterschied zwischen den beiden Detektoren bestand in der Größe. Nun wurden 50 kt anstatt 2,14 kt reinen Wassers und 11.146 statt der vorherigen 948 PMTs²⁵ benutzt. Außerdem konnte die Schwellenenergie bis auf 5 MeV gesenkt

²¹GALLEX: **G**ALLium **E**Xperiment

²²GNO: **G**allium **N**eutrino **O**bservatory

²³SAGE: **S**oviet **A**merican **G**allium **E**xperiment

²⁴Kamiokande: **K**amioka **n**ucleon **d**ecay **e**xperiment

²⁵PMT: **P**hoto **M**ultiplier **T**ube

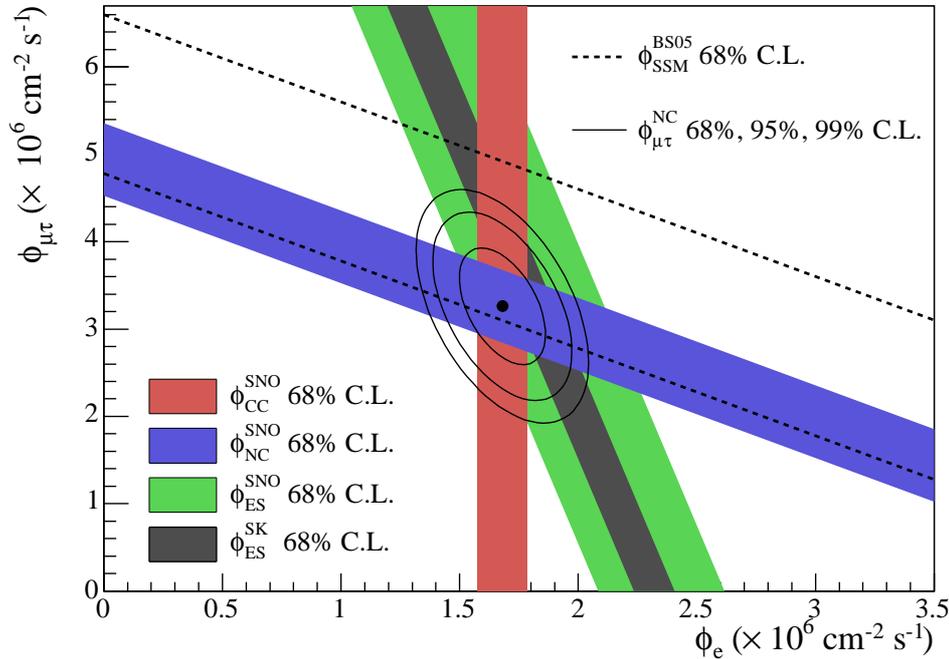


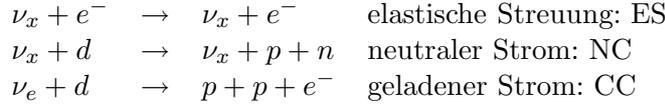
Abbildung 1.3: Hier ist der Fluss von Myon- und Tauonenneutrino $\phi_{\mu\tau}$ gegen den Fluss von Elektronenneutrinos ϕ_e aufgetragen, wie er bei SNO und Super-Kamiokande gemessen wurde. Alle Flüsse von solaren Neutrinos, die bei SNO und Super-Kamiokande gemessen wurden sind durch die farbigen Flächen dargestellt. Sie führen in Kombination zu einem nichtverschwindenden Fluss $\phi_{\mu\tau}$, dessen Konfidenzregionen durch die durchgängigen schwarzen Linien gekennzeichnet sind. Dies bedeutet, dass sich solare ν_e auf dem Weg zur Erde in ν_μ oder ν_τ umwandeln. Das Ergebnis ist konsistent mit dem SSM, was durch die gestrichelten Linien dargestellt wird [19].

werden. In 1496 Tagen reiner Messzeit konnte nun das Ergebnis von Kamiokande mit einer deutlich höheren Zählrate von Neutrinoereignissen bestätigt und der ^8B -Neutrinofluss auf $2,35 \pm 0,02 \pm 0,08 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ präzisiert werden [18].

SNO

Das solare Neutrinorätsel konnte schließlich vom SNO²⁶-Experiment endgültig aufgelöst werden. SNO ist ein Wasser-Čerenkov-Detektor, der 2092 m (6010 mWÄ) unter der Erde in einer ehemaligen Nickelmine in der Nähe von Sudbury, Ontario in Kanada aufgebaut wurde. Der Detektor besteht aus einem mit 1 kt schweren Wasser (D_2O) gefüllten inneren Tank, der von reinem Wasser, das sich in einem größeren Tank befindet, abgeschirmt wird. Der innere Tank ist von 9547 PMTs umgeben, von denen 91 nach außen gerichtet sind. Es können drei verschiedene Reaktionstypen nachgewiesen werden:

²⁶SNO: Sudbury Neutrino Observatory



Während die ersten beiden Reaktionstypen (νe -Streuung und NC-Reaktion) auf alle Neutrinosorten sensitiv sind, so ist der letzte Typ (CC-Reaktion) nur für Elektroneneutrinos empfindlich. Die ES- und die CC-Reaktion werden voneinander unterschieden, indem man die Verteilung bezüglich des Winkels zwischen Flugrichtung der entstehenden Elektronen und Richtung der Sonne betrachtet. Die NC-Reaktion wird über Neutroneneinfang nachgewiesen, und zwar so dass ein D_2O -Molekül angeregt wird und durch Ausstrahlung eines Photons mit einer Energie von 6,25 MeV wieder zurück in den Grundzustand übergeht. Dieses Photon übt dann Comptonstreuung im Detektor aus, und schließlich senden die darin involvierten Elektronen nachweisbares Čerenkov-Licht aus.

Als Ergebnis fand SNO heraus, dass der Gesamtfluss der solaren Neutrinos, der aus der NC-Reaktion bestimmt werden kann durchaus mit dem SSM übereinstimmt, jedoch der ν_e -Anteil, der mit Hilfe der CC-Reaktion gemessen werden kann, lediglich 1/3 dessen beträgt. Die in der Sonne produzierten ν_e wandeln sich also offenbar auf ihrem Weg zur Erde in andere Neutrinosorten um. Die zurzeit plausibelste Beschreibung dafür ist die zu Beginn dieses Kapitels beschriebene Neutrinooszillation.

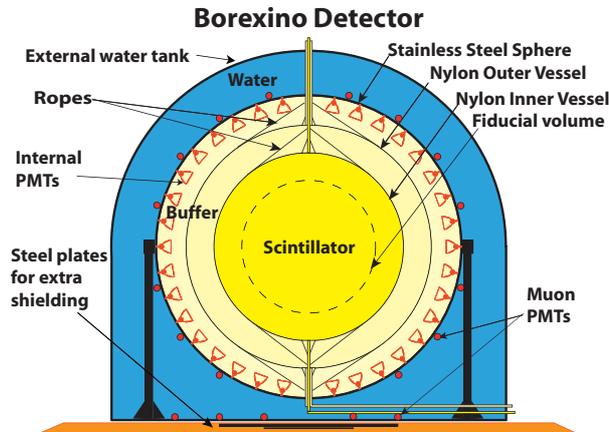
In einer zweiten Phase des Experiments wurde nun dem schweren Wasser noch 2 t NaCl hinzugefügt, um die Unterscheidbarkeit von CC- und NC-Reaktionen zu erhöhen und außerdem die Effizienz für Neutroneneinfang zu verbessern, da das Chlor dafür einen deutlich höheren Wirkungsquerschnitt besitzt als das Deuterium. Zudem besitzt das ausgesendete Photon beim Übergang in den Grundzustand eine Energie von 8,6 MeV, was zu mehr produziertem Čerenkov-Licht führt. Um die Messung des NC-Flusses weiter zu verbessern wurden in einer dritten Experimentierphase noch zusätzlich 40 ^3He -Proportionalzähler im schweren Wasser installiert. Neutroneneinfang kann nun mit der Reaktion $n + ^3\text{He} \rightarrow p + T$, also der Entstehung von Tritium nachgewiesen werden. Die final gemessenen Flüsse von SNO sind folgende:

$$\begin{aligned}
\Phi_{CC} &= 1,68_{-0,06-0,09}^{+0,06+0,08} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\
\Phi_{NC} &= 4,94_{-0,21-0,34}^{+0,21+0,38} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \\
\Phi_{ES} &= 2,35_{-0,22-0,15}^{+0,22+0,15} \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}
\end{aligned}$$

Damit ergeben sich in Kombination mit Super-Kamiokande und anderen Experimenten folgende Bestwerte für die entscheidenden Parameter für Neutrinooszillation wie auch in Abbildung 1.3 zu sehen ist:

$$\begin{aligned}
\Delta m^2 &= 8_{-0,4}^{+0,6} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \\
\tan^2 \theta_{12} &= 0,45_{-0,07}^{+0,09}
\end{aligned}$$

Abbildung 1.4: Schema des Borexino-Detektors. Nur die innerste Kugel (gestrichelte Linien) dient tatsächlich als aktives Nachweisvolumen. Alle weiteren Volumina dienen lediglich des Ausschlusses von Untergründereignissen, was allerdings sehr gut gelingt [20].



Borexino

Die neuesten Resultate zu solaren Neutrinos wurden diesen Sommer von der Borexino-Kollaboration veröffentlicht. Borexino ist ein Flüssigszintillatorexperiment, das in der gleichen Halle wie der OPERA-Detektor im italienischen Gran Sasso Untergrundlabor steht. Die Neutrinos werden hier über elastische Streuung mit Elektronen ($\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$), deren so gewonnene kinetische Energie durch Wechselwirkung mit PC²⁷ in Szintillationslicht umgewandelt wird, das wiederum über 2218 PMTs nachgewiesen wird. Im Gegensatz zu Čerenkov-Detektoren können Experimente mit Flüssigszintillatoren Neutrinos mit einer deutlich niedrigeren Energie nachweisen. Allerdings muss dafür ein Aufbau gewählt werden, der es ermöglicht beinahe alle Untergründereignisse zu unterdrücken. Bei Borexino wurde dies mit einem für Flüssigszintillatorexperimente typischen zwiebelschalenartigen Aufbau realisiert, wie in Abbildung 1.4 zu sehen ist. Außerdem ist ein besonders hoher Reinheitsgrad erforderlich, der in dieser Form bisher einmalig ist. Nur so gelang es erstmals solare Neutrinos im Sub-MeV-Bereich in Realzeit nachzuweisen, und so die Vorhersagen des SSM für ⁷Be Neutrinos zu überprüfen. Bisherige Experimente konnten diese Neutrinos wegen ihrer geringen Energie von lediglich 0,862 MeV nicht nachweisen. Mit $47 \pm 7 \pm 12$ Ereignissen pro Tag und 100 t aktivem Volumen ist das Resultat konsistent mit den Vorhersagen des SSM auf Basis von Neutrinooszillationen gemäß der LMA-MSW-Parameter (siehe 1.3.3) [20].

1.3.2 Atmosphärische Neutrinos

Neutrinooszillationen konnten auch bei atmosphärischen Neutrinos festgestellt werden, welche durch die kosmische Strahlung in der Erdatmosphäre entstehen. Die primäre kosmische Strahlung, die aus dem Weltall auf die Erdoberfläche trifft, besteht zu etwa 99 % aus Hadronen, von denen wiederum den Großteil Protonen bilden, zu circa 1 % aus Elektronen und nur etwa 0,01 % aus Photonen. Die Energieverteilung dieser Strahlung folgt einem Potenzgesetz $N(E) \propto E^{-\gamma}$ und

²⁷PC: *PseudoCumene* ist ein häufig verwendetes organisches Szintillatormaterial.

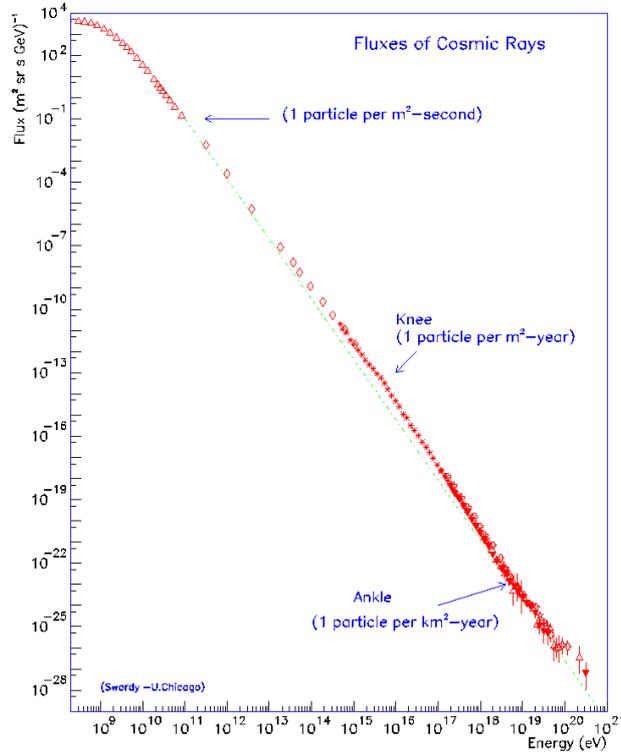
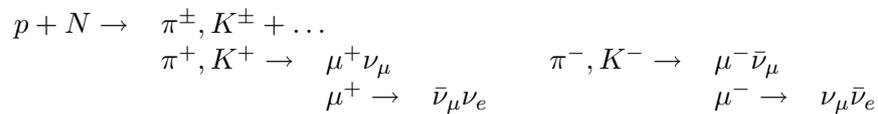


Abbildung 1.5: Das Energiespektrum kosmischer Teilchen teilt sich in drei Bereiche ein, die durch das “Knie” und den “Knöchel” voneinander getrennt werden. Jeder Bereich lässt sich durch ein Potenzgesetz $E^{-\gamma}$ beschreiben mit $\gamma = 2,7$ für den niederenergetischen, $\gamma = 3,0$ für den mittleren und $2,5 \lesssim \gamma \lesssim 3,0$ für den Hochenergiebereich [21].

lässt sich in drei verschiedenen Bereiche einteilen (siehe Abbildung 1.5). Einen Teil, in dem $\gamma \approx 2,7$ für $E \lesssim 10^{15}$ eV, der mittlere Energiebereich mit $\gamma \approx 3,0$ und schließlich der Hochenergiebereich mit $2,5 \lesssim \gamma \lesssim 3,0$ für $E \gtrsim 10^{20}$, aber diese Ereignisse sind sehr selten, so dass γ noch nicht genau vermessen werden konnte. Atmosphärische Neutrinos entstehen nun, wenn ein kosmisches Teilchen in die Atmosphäre eintritt und dort auf einen Atomkern der Luft trifft. Infolgedessen entsteht eine Kaskade von Sekundärreaktionen, bei der hauptsächlich Pionen und Kaonen entstehen, die wiederum weiter in Myonen zerfallen unter Aussendung von Myonneutrinos. Die Myonen zerfallen zu einem Großteil weiter in Elektronen unter Aussendung je eines Elektron- und Myonneutrinos. Für ein Proton sieht die Zerfallskette beispielsweise folgendermaßen aus:



Auch entstehende K^0 zerfallen in zwei π^0 , die jeweils wiederum in zwei Photonen zerfallen und somit keinen Neutrinobeitrag liefern. Es werden also folgende Verhältnisse für Raten atmosphärischer Neutrinos erwartet:

$$\frac{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)} \simeq 2, \quad \frac{\nu_\mu}{\bar{\nu}_\mu} \simeq 1, \quad \frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} = \frac{\mu^-}{\mu^+} < 1,$$

wobei die letzte Relation aus der Tatsache folgt, dass die positiv geladenen Protonen mehr positive als negative Mesonen erzeugen. Weiter wurde angenommen,

dass die Energien nicht zu hoch sind, so dass praktisch alle Myonen zerfallen. Dies ist eine berechnete Näherung, da aus Abbildung 1.5 eindeutig ein erhöhter Fluss für niedrige Energien hervorgeht. Dennoch sind die Energien atmosphärischer Neutrinos deutlich höher als die solarer Neutrinos. Atmosphärische Neutrinos wurden hauptsächlich von zwei verschiedenen Detektortypen vermessen. Einmal Wasser-Čerenkov-Detektoren wie IMB²⁸ Kamiokande, Super-Kamiokande und auch SNO oder andererseits kalorimetrische Detektoren mit Spurerkennung wie Soudan2, Frejus, NUSEX²⁹ und MACRO³⁰. Beide Detektortypen nutzen als Kennzeichnung der Neutrinos mit unterschiedlichen Flavour die Unterscheidung zwischen elektronischen Schauern und langen geraden Spuren, welche durch Myonen erzeugt werden.

Wasser-Čerenkov-Detektoren

Das Funktionsprinzip eines Čerenkov-Detektors basiert darauf, dass Teilchen, die sich annähernd mit Vakuumlichtgeschwindigkeit c bewegen, in Wasser schneller sind als das Licht, da dessen Brechungsindex in Wasser $n_{H_2O} = 1,33$ für den sichtbaren Bereich beträgt. Durchquert nun ein hochenergetisches Teilchen mit Geschwindigkeit v das Wasser, so polarisiert es dessen Atome, welche dann elektromagnetisches Licht aussenden.

Von den oben genannten Detektoren hat Super-Kamiokande 1998 als erster eine Signifikanz für atmosphärische Neutrinooszillationen gefunden. Und zwar geschah dies, indem unterschiedliche Flüsse für auf- und abwärts gerichtete hochenergetische (also mehrere GeV) Myonenneutrinos gemessen wurden. Die gemessenen Winkelverteilungen sind in Abbildung 1.6 gezeigt. Während die Zahl der abwärts gerichteten ν_μ dem aus Monte-Carlo-Rechnungen erwarteten Wert entsprachen, ist für die aufwärts gerichteten ν_μ , also Neutrinos, die die Erde durchquert haben müssen und somit statt einer Flugstrecke von etwa 10 km bis nahezu 13000 km durch die Erde zurückgelegt haben. Da gleichzeitig der gemessene Fluss an Elektronenneutrinos den Erwartungen entsprach, war die naheliegendste Erklärung die Zwei-Flavour-Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [22]. Nach einiger zusätzlicher Messzeit ergaben sich folgende Werte: $\sin^2 2\theta_{23} > 0,92$ und $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3,4 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ bei 90 % C.L.³¹ [23]. Außerdem konnte die Kollaboration unter Verwendung neuronaler Netzwerke aus ihrer fünfjährigen Datennahme von 1996 bis 2001 mit 1489,2 Tagen reiner Messzeit nicht nur das Verschwinden der Myonenneutrinos belegen, sondern auch das Erscheinen von Tauonneutrinos mit einer Signifikanz von $2,4\sigma$ [24]. Abgesehen von Frejus sind auch die Daten der anderen oben genannten Experimente mit den Ergebnissen von Super-Kamiokande konsistent wie in Tabelle 1.3 zu sehen ist.

²⁸IMB: Irvine-Michigan-Brookhaven Detector

²⁹NUSEX: NUucleon Stability EXperiment

³⁰Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

³¹C.L. - Confidence Level

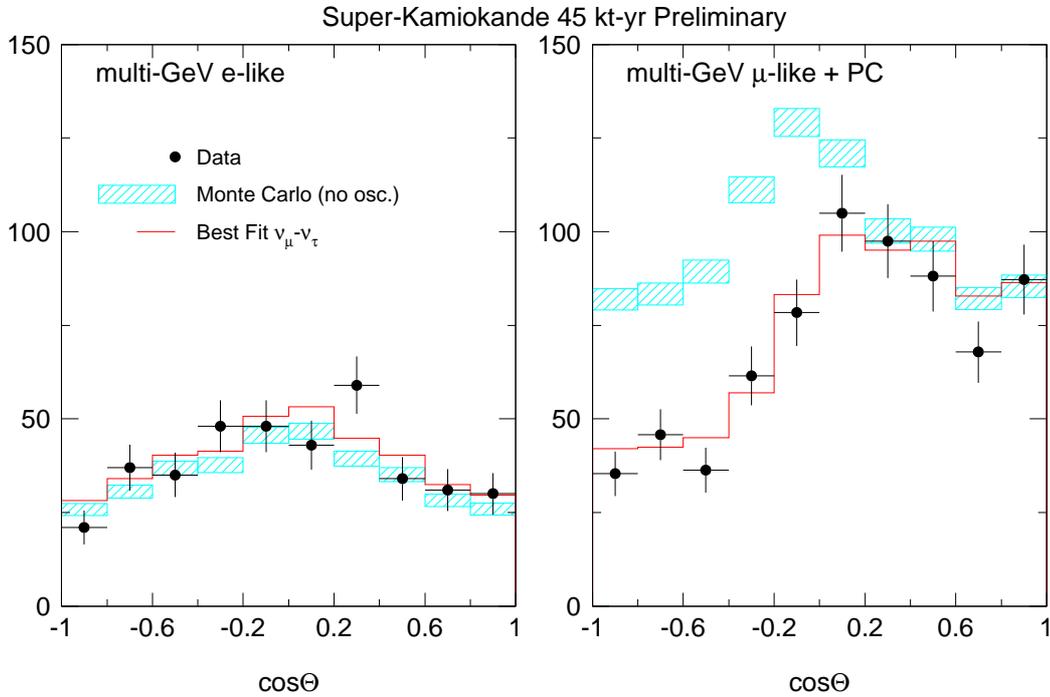


Abbildung 1.6: Hier ist die Zenitwinkelverteilung für hochenergetische (GeV-Bereich) elektronenartige (links) und myonenartige (rechts) Ereignisse dargestellt. Man sieht ein deutliches Defizit an Myonneutrinos im Vergleich zu Monte Carlo-Rechnungen, welche keine Oszillation ala Annahme haben [25].

Tabelle 1.3: Messungen der Verhältnisse R von gemessenem ν_μ/ν_e -Verhältnis zum von Monte Carlo-Rechnungen vorhergesagten ν_μ/ν_e -Verhältnis, zusammen mit der Detektormasse und der Luminosität [2].

Detektor	Rate R	Masse [kt]	Luminosität [kt·J]
Kamiokande	$0,60 \pm 0,06 \pm 0,05$	4,5	7,7
Kamiokande2	$0,57 \pm 0,08 \pm 0,07$	4,5	7,7
IMB	$0,54 \pm 0,05 \pm 0,12$	8,0	7,7
Soudan2	$0,64 \pm 0,17 \pm 0,09$	1,0	1,0
Frejus	$0,99 \pm 0,13 \pm 0,08$	0,9	2,0
NUSEX	$0,96 \pm^0,32_0,28$	0,15	0,74

Astrophysikalische Neutrinos

Neben der Sonne gibt es auch zahlreiche weitere Neutrinoquellen im Universum, wie zum Beispiel Supernova-Explosionen oder auch den Urknall. Im Unterschied zur Sonne haben wir für diese Prozesse leider kein gut bestätigtes Modell, welches es ermöglicht exakte Voraussagen für Neutrinoflüsse zu machen. Damit fällt es auch schwer, Oszillationsmechanismen mit diesen Quellen zu bestätigen oder gar Werte für die Mischungswinkel zu präzisieren. Allerdings ist eine Vermessung der Massen mit astrophysikalischen Neutrinos durchaus aussichtsreich.

1.3.3 Reaktor-neutrinos

Eine weitere interessante Neutrinoquelle sind Kernreaktoren. Die dort entstehenden Spaltprodukte zerfallen in der Regel weiter über β^- -Zerfälle. Die relativ niedrige Energie der entstehenden Neutrinos ($E_\nu \lesssim 10$ MeV) und der hohe Fluss der so entstehenden Antielektronneutrinos sind dabei die beiden Hauptvorteile. Die $\bar{\nu}_e$ -Flussdichte ist durch

$$\Phi = 1,5 \cdot 10^{12} \frac{P/\text{MW}}{L^2/\text{m}^2} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

gegeben, wobei P die thermische Leistung des Reaktors und L der Abstand vom Reaktor ist und der Erzeugung von im Mittel etwa 6 Neutrinos pro Spaltung entspricht [26].

Experimente zu Neutrinooszillationen mit Reaktoren sind stets *disappearance*-Experimente, da die Energie der eventuell erzeugten $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$ ³² weder zur Produktion eines Myons geschweige denn eines Tauons ausreicht. Der entscheidende Parameter ist das Verhältnis L/E wie aus Gleichung 1.6 ersichtlich wird. Dabei lassen sich drei Fälle unterscheiden. Für $L/E \ll 1/\Delta m^2$ sieht man keine Oszillationen, sobald man in den Bereich $L/E \approx 1/\Delta m^2$ gelangt, ist man für Oszillationen und geringe Abweichungen von Δm^2 sensitiv. Ideal ist das Verhältnis $L/E = \pi/(2 \cdot 1,27\Delta m^2) = 1,24/\Delta m^2$, da man dann maximale Oszillation erwartet. Der dritte Fall ist $L/E \gg 1/\Delta m^2$. Hier ist das Experiment abhängig von der Genauigkeit der Vermessung von L und E . Können diese nicht gut genug aufgelöst werden, so erkennt man lediglich eine mittlere Übergangswahrscheinlichkeit. Dies gilt nicht nur für Reaktor- sondern für alle Neutrinooszillationsexperimente. In Abbildung 1.7 sind diese Bereiche nochmal dargestellt.

CHOOZ

CHOOZ ist ein so genanntes *short baseline* Experiment. Der Detektor liegt 300mWÄ unter einem Hügel in der Nähe eines Kernkraftwerks an der Maas bei der französischen Stadt Chooz nahe der belgischen Grenze. Genau genommen handelt es sich um die zwei Reaktoren B1 und B2 mit einer thermischen Gesamtleistung von 8,5 GW, die einen Abstand von 1115 m bzw. 998 m zum Detektor haben. Der CHOOZ-Detektor selbst besteht aus einem zylindrischen Tank, der mit dem

³²Es können wegen der Leptonflavourzahlerhaltung nur Antineutrinos bei den Oszillationen auftreten

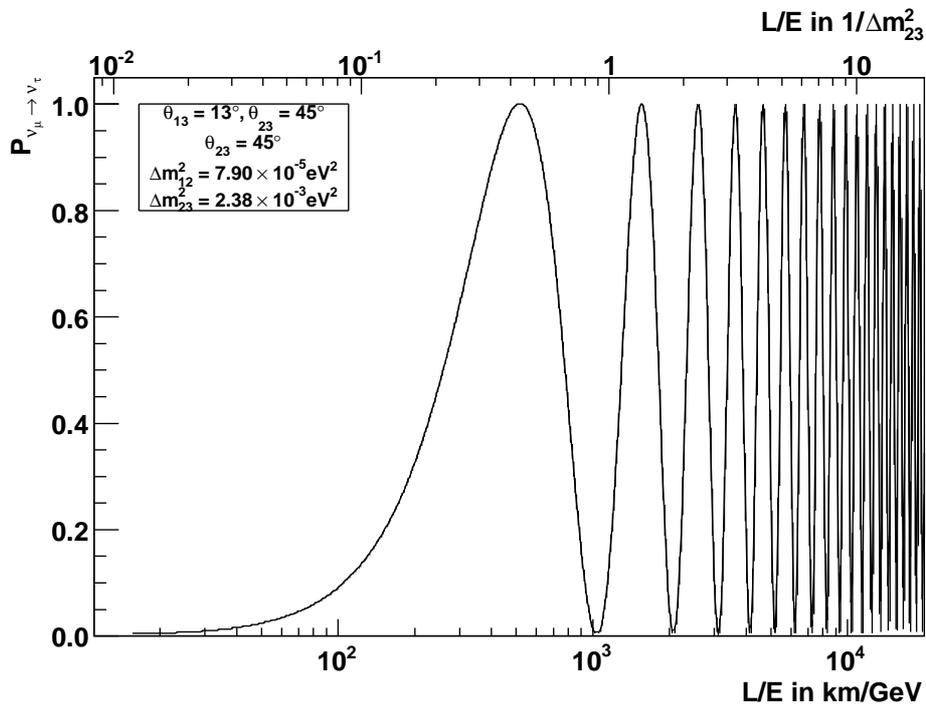


Abbildung 1.7: Hier ist beispielhaft die Oszillationswahrscheinlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in Abhängigkeit von L/E logarithmisch aufgetragen. Die gewählten Winkel und Massenparameter sind konsistent mit allen bisherigen Messungen. Man erkennt drei Bereiche: Keine Oszillation für $L/E \ll 1/\Delta m^2$, gute Sensitivität auf Oszillationen für $L/E \approx 1/\Delta m^2$ und Mittelung der Oszillationswahrscheinlichkeit bei $L/E \gg 1/\Delta m^2$.

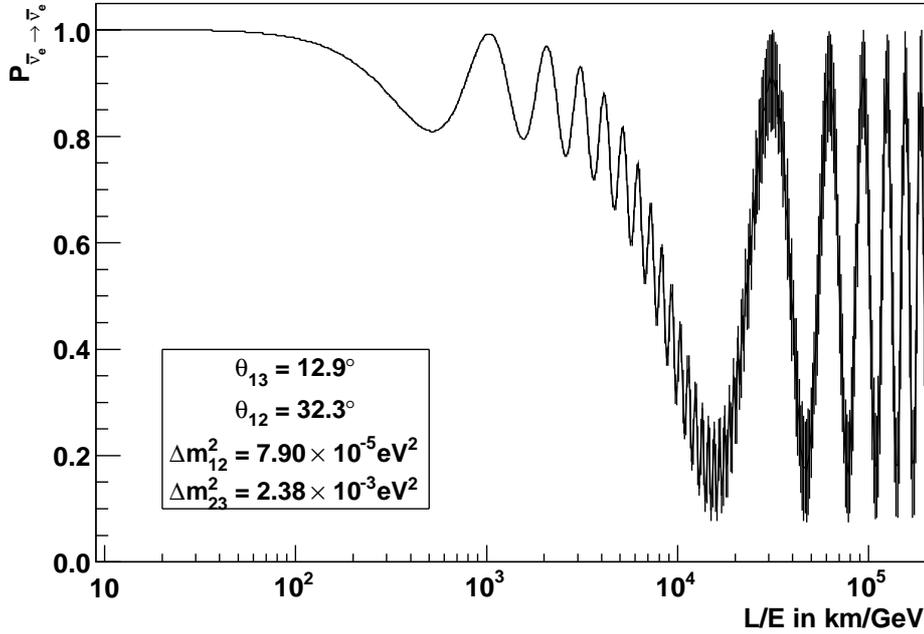


Abbildung 1.8: Oszillationswahrscheinlichkeit für $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$. Als Winkel und Massenparameter wurden die aktuellen Werte von MINOS und KamLAND genommen sowie der von CHOOZ als maximal zulässiger Winkel für θ_{13} gewählt.

Flüssigszintillator Gadolinium gefüllt ist. Dieses dient Einfang von Neutronen, die bei der Nachweisreaktion über den inversen β^- -Zerfall

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$$

entstehen. Nach dem Neutroneneinfang geht das Gadolinium unter Aussendung von Photonen mit einer Energie von etwa 8 MeV wieder in seinen Grundzustand über. Diese Photonen werden über PMTs nachgewiesen, die sich an der Außenwand eines äußeren Tanks befinden. Um eine eindeutige Signatur für einen inversen β^- -Zerfall zu erhalten, muss diesem Signal ein Signal vorausgehen, dass zwei Photonen mit mindestens 511 keV aus der e^+e^- -Annihilation in entgegengesetzter Richtung nachweist, wie beim Experiment von Reines und Cowan, siehe Kapitel 1.2.1.

CHOOZ konnte mit 90% C.L. im Parameterbereich $\Delta m^2 > 7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$ für maximale Mischung (also $\sin^2 2\theta_{13} = 1$) und $\sin^2 2\theta_{13} \geq 0,10$ für große Massen Neutrinooszillationen ausschließen [27].

Derzeit ist das Nachfolgeexperiment Double-CHOOZ in Planung und soll nächstes Jahr den Messbetrieb aufnehmen. Bei Double-CHOOZ wird noch ein zweiter baugleicher Detektor etwa 70 mWÄ unter der Erde in einem Schacht eingelassen, der sich in einer mittleren Entfernung von etwa 280 m zu den beiden Reaktortürmen befindet. Ziel ist eine Präzisionsvermessung von θ_{13} bishin zu $\sin^2 2\theta_{13} \approx 0,03$ [28].

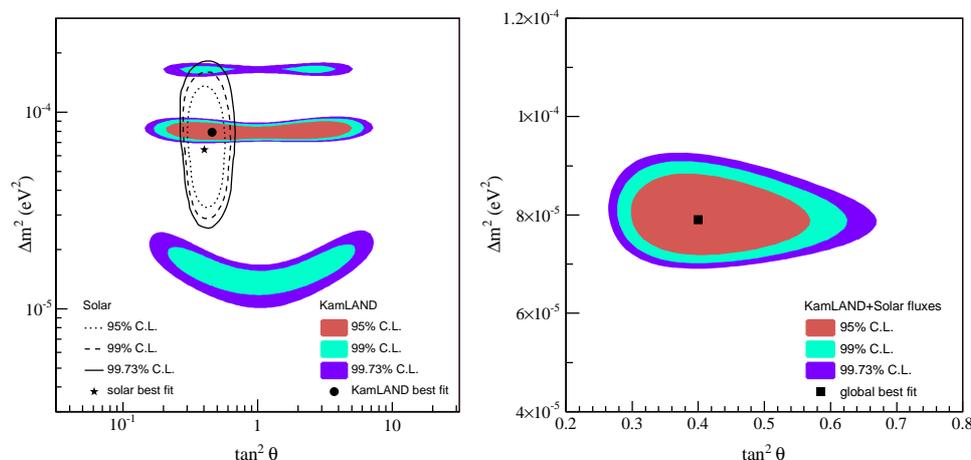


Abbildung 1.9: Hier sind die erlaubten Regionen für θ_{12} und Δm_{12}^2 dargestellt. Links sind sowohl die Ergebnisse von SNO und Super-Kamiokande (Linien) als auch die von KamLAND erhaltenen Resultate abgebildet (farbige Flächen). Rechts ist das kombinierte Ergebnis dieser Experimente dargestellt [29].

KamLAND

Im Gegensatz zu CHOOZ war KamLAND³³ ein *long baseline* Experiment. Der Detektor liegt an der Stelle des vorherigen Experiments Kamiokande in der Kamiokamine 1000 m (2700 mWÄ) in Japan. Der Vorteil dieses Platzes neben der Abschirmung von kosmischen Myonen ist vor allem die zentrale Lage bezüglich vieler Kernreaktoren in Japan, die sich in einem mittleren Abstand von etwa 180 km zum Detektor befinden. Wie auch CHOOZ weist KamLAND die von den Reaktoren stammenden $\bar{\nu}_e$ s über den inversen β^- -Zerfall in einem Flüssigszintillator über die Koinzidenzmessung der Signale von Neutroneneinfang (wobei hier die so produzierten Photonen eine Energie von 2,2 MeV haben) und e^+e^- -Annihilation nach.

KamLAND konnte nachweisen, dass es $\bar{\nu}_e$ -*disappearance* gibt und die möglichen Parameterregion für θ_{12} und Δm_{12}^2 weiter einschränken. Zusammen mit den Ergebnissen aus den Experimenten zu solaren Neutrinos ergab sich, dass eine Nichtoszillation der $\bar{\nu}_e$ mit 99,6% ausgeschlossen ist und nur noch die LMA³⁴-Lösung in Frage kommt, was in Abbildung 1.9 dargestellt ist. Als bester Fit ergab sich $\Delta m_{12}^2 = 7,9_{-0,5}^{+0,6} \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\tan^2 \theta_{12} = 0,40_{-0,07}^{+0,10}$ [29].

Andere Reaktorexperimente

Neben KamLAND und CHOOZ gab es zahlreiche weitere Reaktor-Neutrinoexperimente wie Palo Verde in Arizona, USA, Bugey 3 in Frankreich, Krasnojarsk in Russland oder Gösgen in der Schweiz. Die letzten drei Experimente waren *short baseline* Experimente, die keine $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ -Oszillationen nachweisen konnten. Palo Verde hingegen hatte mit den Abständen von 750 m und 890 m einen

³³KamLAND: **K**amioka **L**iquid **S**cintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector

³⁴LMA: **L**arge **M**ixing **A**ngle

Tabelle 1.4: Liste der derzeit wichtigsten Neutrinostrahlen und ihrer Strahlparameter.

Experiment	Beschleuniger	E_p [GeV]	Protonen/Jahr	E_ν [GeV]
MiniBooNE	FNAL Booster	8	$5 \cdot 10^{20}$	1
K2K	KEK	12	$1 \cdot 10^{20}$	1,4
T2K	J-PARC	40-50	$11 \cdot 10^{20}$	0,77
MINOS / NO ν A	NuMI	120	$2,5 \cdot 10^{20}$	3-17
OPERA	CNGS	400	$0,45 \cdot 10^{20}$	17

ähnlichen Abstand wie CHOOZ, konnte aber die Ausschlussgrenzen lediglich auf $\Delta m_{13}^2 < 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ bei maximaler Mischung und $\sin^2 2\theta_{13} < 0,17$ für große Werte von Δm_{13}^2 senken [30].

Derzeit sind mehrere Reaktorexperimente in Planung bzw. im Aufbau, die θ_{13} messen wollen. Die Detektionsmethode ist überall ähnlich der von Double CHOOZ. Das aussichtsreichste Experiment ist Daya Bay in China, welches die Grenze bis zu $\theta_{13} \lesssim 0,01$ herabsetzen will und sich bereits im Aufbau befindet [31]. Weitere vorgeschlagene Experimente sind unter anderem Angra in Brasilien, RENO in Südkorea und KASKA in Japan.

1.3.4 Neutrinostrahlen

Eine weitere Quelle künstlich erzeugter Neutrinos sind Neutrinostrahlen. Mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern lassen sich intensive ν_μ -Strahlen erzeugen. Dabei werden in der Regel hochenergetische Protonen auf ein Target geschossen, in dem dann hauptsächlich Pionen und Kaonen entstehen. Diese zerfallen weiter in ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ und zu einem geringen Anteil in ν_e und $\bar{\nu}_e$ analog zu den Prozessen bei kosmischer Strahlung in der Atmosphäre. Man hat somit eine gute Möglichkeit, die Ergebnisse von Super-Kamiokande zu überprüfen und Δm_{23}^2 sowie θ_{23} präzise zu messen. Ein weiterer Vorteil von Neutrinostrahlen ist, dass man die wichtigsten Parameter für Oszillationsexperimente selber wählen kann. So kann man das gewünschte L/E -Verhältnis einstellen und auch die Luminosität des Strahls lässt sich in einem gewissen Rahmen auswählen, so dass sich Neutrinostrahlen zur Präzisionsmessung von Oszillationsparametern besonders eignen. Die Parameter der zur Zeit wichtigsten Neutrinostrahlen sind in Tabelle 1.4 zusammengefasst. Im Folgenden werden kurz die dort genannten Experimente beschreiben, wobei auf das MiniBooNE-Experiment in Kapitel 1.3.5 und auf OPERA ausführlich in Kapitel 2 eingegangen wird.

K2K

K2K³⁵ ist ein *long baseline* Neutrinoexperiment, das einen Neutrinostrahl vom japanischen KEK in Tsukuba zum 250km entfernten Detektor Super-Kamiokande schießt. Dazu werden Protonen mit einer Energie von 12 GeV auf ein Aluminium-

³⁵K2K: KEK to Kamioka long baseline oscillation experiment

target geschossen. Dabei entstehen hauptsächlich Pionen, die anschließend im Horn nach ihrer Ladung selektiert werden und schließlich in einem 200 m langen Zerfallstunnel in Myonen und weiter in Neutrinos zerfallen, bevor der Strahl im *beam dump* aufgefangen wird. Etwa 300 m dahinter befindet sich der Nahdetektor, der eine Kombination aus einem 1 kt-Čerenkov-Detektor, einigen Szintillatorstreifen, einem Bleiglaskalorimeter und einer Myonkammer besteht, um die Neutrinostrahlproportionen gut vermessen zu können. Mit 112 gemessenen Neutrinos, wobei $158,1_{-8,6}^{+9,2}$ Ereignisse ohne Oszillation erwartet worden wäre, bestätigt auch K2K die Existenz von Neutrinooszillationen und schließt Nichtoszillationen mit $4,3\sigma$ aus. Das führt zu folgendem Parameterbereich:

$$1,9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \leq \Delta m_{23}^2 \leq 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$$

für $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ mit 90 % C.L. [32].

NuMI und MINOS

Der NuMI³⁶-Strahl wird am Fermilab in der Nähe von Chicago (USA) erzeugt. Dazu werden Protonen mit 120 GeV vom Hauptinjektor-Beschleuniger benutzt, um den Neutrinostrahl zu erzeugen, der dann vom MINOS³⁷-Experiment genutzt wird. Ein Vorteil des NuMI-Strahls ist, dass das Neutrinoenergiespektrum durch Einstellen der magnetischen Hörner variiert werden kann. Für die erste Laufzeit wurde eine Scheitelpunktenergie von 3,1 GeV eingestellt, wobei der ν_μ -Anteil der erzeugten Neutrinos bei 91 % lag.

Wie K2K benutzt auch MINOS zwei Detektoren, wovon einer direkt an der Neutrinoquelle steht, um die Strahlproportionen und das Energiespektrum zu messen und der zweite Detektor für die Suche nach Oszillationen des Typs $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ in der 735 km entfernten Soudanmine im US-Bundesstaat Minnesota. Der 1 kt schwere nahe Detektor besteht aus einer Anordnung abwechselnder Schichten von 258 je 2,54 cm dicken Stahlplatten als Target und ebensovielen 1 cm dicken Szintillatorstreifen für die Spurauslese. Je zwei benachbarte Szintillatorstreifen sind dabei senkrecht zueinander angeordnet. Der nahezu baugleiche ferne Detektor hat eine Masse von 5,4 kt und befindet sich 2070 mWÄ unter der Erde. Außerdem sind beide Detektoren mit einem 1,2 T starken Magnetfeld durchsetzt, so dass eine Impulsbestimmung der durchfliegenden Teilchen ermöglicht wird.

Von Mai 2005 bis Juli 2007 wurden Daten mit einer integrierten Strahlumintensität von $2,50 \cdot 10^{20}$ pot³⁸ genommen. Eine erste Analyse dieser Daten schloss wie zuvor schon Super-Kamiokande und auch K2K das Szenario von Nichtoszillation der ν_μ aus. Ein Vergleich des vorläufigen MINOS-Resultats mit den beiden eben genannten Experimenten ist in Abbildung 1.10 dargestellt. Als Parameter für den besten Fit ergaben sich $\Delta m_{23}^2 = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ und $\sin^2 2\theta_{23} > 0,84$ bei 90 % C.L.. Dabei sollte man noch erwähnen, dass für die Analyse lediglich Daten aus CC-Wechselwirkungen genommen wurden. Die Signatur ist also eine lange Myonspur, die zusammen mit einem hadronischen Schauer auftritt [33].

³⁶NuMI: Neutrinos at the Main Injector

³⁷MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search

³⁸pot: protons on target

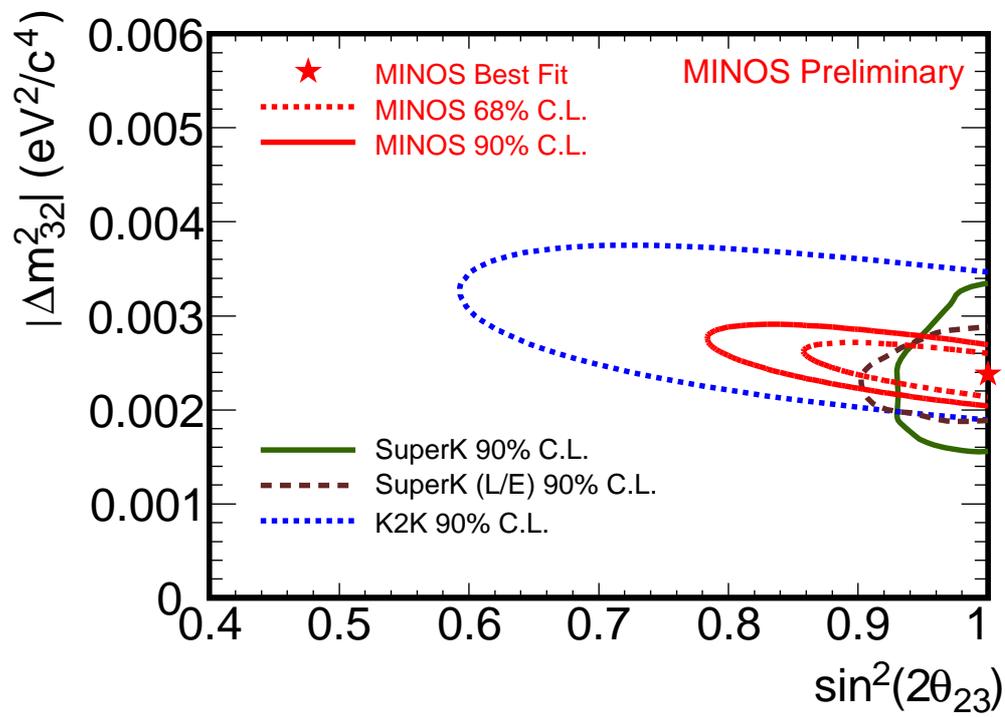


Abbildung 1.10: Die vorläufige von MINOS erlaubte Region ist konsistent mit den Ergebnissen von Super-Kamiokande und K2K. Man erkennt, dass der beste Fit mit allen Experimenten in Einklang steht [33].

T2K

T2K³⁹ in Japan ist ein Neutrinostrahlexperiment der zweiten Generation, das 2009 starten soll. Wie bei K2K soll ein Neutrinostrahl auf den Super-Kamiokande-Detektor ausgerichtet werden, allerdings ist der Startpunkt diesmal das J-PARC Forschungszentrum im japanischen Tokai. Dort sollen Protonen mit 50 GeV einen intensiven $2,5^\circ$ *off axis* ν_μ -Strahl erzeugen, der dann nach 295 km Flugstrecke Super-Kamiokande erreicht. Ziel von T2K ist es, nach ν_e -*appearance* zu suchen, um so θ_{13} genauer vermessen zu können. Um Untergrundereignisse besser zu verstehen wie beispielsweise Wechselwirkungen von Elektronneutrinos, die als Beimischung im Neutrinostrahl enthalten sind oder π^0 -Zerfälle, die einer NC-Signatur für ν_e sehr ähnlich sehen, sind auch hier Nahdetektoren in 280 m und etwa 2 km Entfernung von der Neutrinoquelle zur Kalibration und Vermessung des Strahls installiert [34].

NO ν A

NO ν A⁴⁰ ist wie T2K ein Neutrinostrahlexperiment der zweiten Generation. Auch hier soll der $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationskanal untersucht werden, um so θ_{13} zu messen. Dabei soll die Genauigkeit um eine Größenordnung im Vergleich zu MINOS verbessert werden. Das Hauptziel ist jedoch die Bestimmung der Massenhierarchie, da es bisher kein weiteres geplantes Experiment gibt, welches diese Messung leisten könnte. Als drittes wird NO ν A auch θ_{23} mit bis zu 0,5% Genauigkeit messen können. Es ist auch denkbar, dass in Kombination mit anderen Experimenten oder unter der Verwendung eines $\bar{\nu}_\mu$ -Strahls die CP-verletzende Phase δ vermessen werden kann oder auch die Frage nach sterilen Neutrinos beantwortet werden kann, aber dies bleibt abzuwarten.

Derzeit in Planung ist ein 18kt schwerer Ferndetektor, der im Wesentlichen aus Flüssigszintillator besteht, der den 810km entfernten und auf dann bis zu dreifache Leistung aufgerüstete NuMI-Strahl benutzen will, und zwar *off axis* wie bei T2K. Der Versatz soll hier 12 km betragen, was einem Winkel von $0,85^\circ$ entspricht. Die Szintillatorflüssigkeit ist in PVC-Zellen untergebracht, die über optische Fasern mit Fotodioden zur Auslese verbunden sind. Der Detektor soll lediglich 3 m unter der Erde liegen, um Photonen aus kosmischer Strahlung abzufangen, da der Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ als Hauptuntergrund simuliert wurde. Andere Untergrundquellen aus kosmischer Strahlung stellen kein großes Problem dar [35].

1.3.5 Weitere Experimente zu Neutrinooszillationen

Neben den bisher erwähnten, gibt es drei weitere interessante Experimente, deren Ergebnisse sich teilweise zu widersprechen scheinen. Diese Experimente sind LSND⁴¹, KARMEN⁴² und MiniBooNE⁴³.

³⁹Tokai to Kamioka

⁴⁰NO ν A: NuMI Off-Axis ν_e Appearance Experiment

⁴¹LSND: Liquid Scintillator Neutrino Detector

⁴²KARMEN -KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino

⁴³MiniBooNE - Mini Booster Neutrino Experiment

LSND

LSND war von 1993 - 1998 am LANSCE⁴⁴ in Betrieb und hat während dieser Zeit für etwa 17 Monate Daten genommen. Es wurden $\bar{\nu}_\mu$ aus dem Zerfall ruhender μ^+ ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$) in einem mittleren Abstand von 30 m untersucht. Die Kollaboration hat eine signifikante Zahl von $87,9 \pm 22,4 \pm 6,0$ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ Ereignissen mit einer Positronenergie von 20–60 MeV über dem erwarteten Untergrund gesehen, was für eine Oszillation $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ spricht. Die Oszillationswahrscheinlichkeit beträgt demnach $(0,264 \pm 0,067 \pm 0,045)\%$. Im Zwei-Flavour-Mechanismus würde demnach die Massendifferenz im Bereich $0,2 - 10 \text{ eV}^2$ liegen, was bedeutet, dass mindestens eines der Neutrinos eine Masse größer als $0,4 \text{ eV}$ hat. Als besten Wert für einen Fit erhält man $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,003$ und $\Delta m^2 = 1,2 \text{ eV}^2$. Zusammen mit den aus anderen Experimenten bekannten Parametern des Drei-Flavour-Formalismus deutet dies auf die Existenz von sterilen Neutrinos hin und bedeutet eine erhebliche Abweichung vom Standardmodell. Die Ergebnisse von LSND sollten also genau geprüft werden [36].

KARMEN

Das in Karlsruhe aufgebaute KARMEN-Experiment nutzte 800 MeV-Protonen vom ISIS-Synchrotronbeschleuniger, die weiter in π^+ und anschließend in μ^+ zerfallen, so wie bei LSND. Damit steht eine Neutrinoenergie von bis zu 52,83 MeV zur Verfügung. Der Detektor hat einen mittleren Abstand von 17,6 m zur Neutrinoquelle und besitzt eine Masse von 56 t, die sich hauptsächlich aus Mineralöl zusammensetzt, das als Szintillatormaterial benutzt wird (ähnlich wie beim CHOOZ-Experiment, Kapitel 1.3.3). Obwohl KARMEN keine Anzeichen für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen entdecken konnte, sind die Ergebnisse von LSND nicht komplett ausgeschlossen, da durch die unterschiedlichen Werte für L und E ein anderer Parameterbereich der Oszillationen untersucht wird [37].

MiniBooNE

Um die Ergebnisse von LSND endgültig zu überprüfen, machte sich MiniBooNE auf die Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen. Geht man von keiner bzw. einer sehr geringen CP-Verletzung im leptonischen Bereich aus, so gilt für die Oszillationswahrscheinlichkeiten $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu)$. MiniBooNE nutzte 8 GeV Protonen des Fermilab Booster Synchrotrons, um einen 99 %igen ν_μ -Strahl zu erzeugen mit einer kleinen Verunreinigung von ν_e durch Dreikörperzerfälle von Pionen und Kaonen. Mit einer mittleren Neutrinoenergie von 700 MeV und einem Abstand von 541 m zur Neutrinoquelle deckt MiniBooNE mit $L/E \approx 0,8 \text{ m/MeV}$ den gleichen Parameterbereich wie LSND ab. Der Detektor selbst besteht aus einer im Durchmesser 12,2 m großen Kugel, die mit 800 t Mineralöl (Marcol 7) mit einem Brechungsindex von etwa 1,47 gefüllt ist. 1280 PMTs sollen das aus den CC-Neutrino-Wechselwirkungen herrührende Čerenkovlicht nachweisen. Wie üblich befindet sich außerhalb des inneren Volumens ein Vetovolumen mit 240

⁴⁴Los Alamos Neutrino Science Center

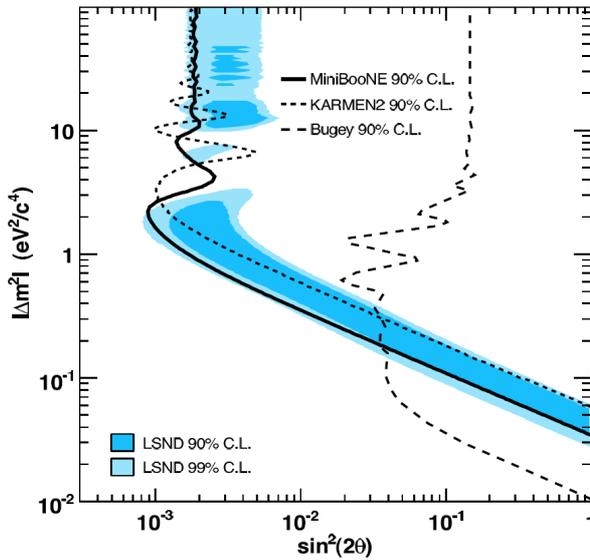


Abbildung 1.11: Das Bild zeigt die von MiniBooNE, KARMEN und Bugey ausgeschlossenen Bereiche bei 90% C.L. (stets rechts oberhalb der zugehörigen Linie). Die blau gefüllten Flächen zeigen die von LSND favorisierten Bereiche für $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ -Oszillationen. Die Ergebnisse von MiniBooNE machen solche Oszillationen sehr unwahrscheinlich, eine endgültige Klärung der Frage bleibt aber abzuwarten [38].

PMTs, dass von außen eindringende Myonen identifizieren soll. MiniBooNE konnte LSND nicht bestätigen und den größten Teil des von LSND bevorzugten Parameterbereichs ausschließen wie in Abbildung 1.11 zu sehen ist. Um die Ergebnisse von LSND aber endgültig zu widerlegen, bedarf es jedoch noch weiterer Experimente [38].

1.4 Die Zukunft der Neutrinophysik

Die Neutrinophysik ist momentan auf mehreren Gebieten aktiv. Wie in diesem Kapitel skizziert wurde, sollen in naher Zukunft alle Mischungswinkel und Massendifferenzen möglichst genau vermessen werden. Insbesondere ist der genaue Wert für θ_{13} interessant, weil davon abhängt, ob eine eventuelle CP-Verletzung im leptonen Bereich überhaupt messbar ist. Bei den Massendifferenzen stellt sich das Hierarchieproblem: Wie aus Gleichung 1.3 hervorgeht, sind Neutrinooszillationen lediglich auf die Differenz der Massenquadrate sensitiv, nicht aber auf die Massen selbst. Da bisher lediglich ein obere Massengrenze von etwa 2 eV aus der Analyse des Spektrums vom Tritium- β -Zerfall etabliert ist, führt dies zu einer Mehrdeutigkeit in der Bestimmung der Neutrinomassen. Aus Materieeffekten solarer Neutrinos weiß man allerdings, dass $\Delta m_{12}^2 < 0$ gilt, womit aus $\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$ folgt, dass es zwei mögliche Hierarchien der Neutrinomassen gibt.

Ein weiterer interessanter Aspekt ist die Frage, ob das Neutrino mit seinem Antiteilchen identisch ist, also ob das Neutrino ein Dirac- oder ein Majoranateilchen ist. Eine Möglichkeit Majorananeutrinos zu detektieren, ist die Beobachtung von neutrinolosen Doppel- β -Zerfällen. Dabei würde ein Neutrino sowohl als Neutrino als auch als Antineutrino fungieren, wie in Abbildung 1.12 skizziert ist. Bisher wurden keine Anzeichen für ein solches Verhalten gefunden. Für den Fall, dass Neutrinos Dirac-Teilchen sind, d.h. dass die Masseneigenzustände von Teilchen und Antiteilchen unterschiedlich sind, gibt es die Möglichkeit von sterilen Neutrinos. Und zwar kann durch eine Lorentztransformation jedes massebehaftete Teilchen

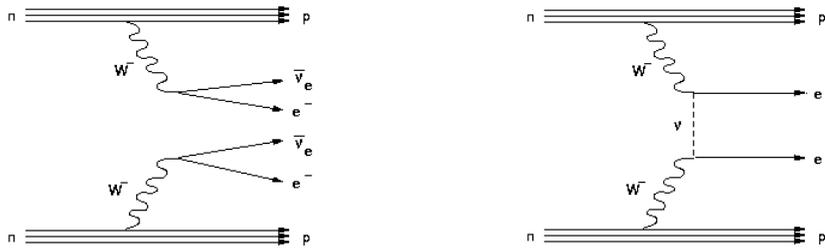


Abbildung 1.12: Links ist ein Feynandiagramm für einen Doppel- β -Zerfall mit zwei entstehenden Neutrinos gezeichnet. Rechts ist das entsprechende Diagramm für den neutrinolosen Zerfall. Dabei fungiert das Neutrino als sein eigenes Antiteilchen.

von einem links- in ein rechtshändiges Teilchen verwandelt werden. Da aber ausschließlich linkshändige Neutrinos und rechtshändige Antineutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, sind solche Neutrinos nicht direkt nachweisbar, es handelt sich um die so genannten sterilen Neutrinos. Außer LSND konnte bisher kein Experiment einen Hinweis auf solche Neutrinos finden.

Außerdem können Neutrinos auch bei der Erforschung von kosmologischen Effekten und Modellen helfen, so dass insgesamt als Fazit bleibt, dass die Neutrinophysik weiterhin einen entscheidenden Anteil zum Verständnis unseres Weltbildes beitragen wird.

Kapitel 2

Das OPERA-Experiment

2.1 Allgemeine Information

Das OPERA-Experiment wurde 1997 vorgeschlagen und befindet sich momentan in der Inbetriebnahmephase. Der Standort ist im weltgrößten Untergrundlabor am LNGS¹ im italienischen Gran Sasso-Massiv in den Abruzzen (ca. 100 km nordöstlich von Rom). Dort befindet sich der Detektor in Halle C, gemeinsam mit dem Neutrinoexperiment Borexino. Es sind derzeit ungefähr 200 Physiker und Physikerinnen von 35 Instituten aus 13 Ländern am Experiment beteiligt. Ziel von OPERA ist es ν_τ direkt nachzuweisen, die durch Neutrinooszillation (siehe Kapitel 1) aus ν_μ entstehen sollen. Dazu wird am CERN mit dem CNGS-Projekt² ein Neutrinostrahl generiert, der sich in folgende Komponenten aufteilt: 97,2 % aus ν_μ , 1,95 % aus $\bar{\nu}_\mu$, etwa 0,85 % aus ν_e und $\bar{\nu}_e$, der ν_τ -Anteil ist deutlich unter 10^{-4} und damit vernachlässigbar. Dieser Neutrinostrahl wird etwa 732 km unter einem Winkel von circa $3,3^\circ$ wegen der Erdkrümmung durch die Erde in Richtung Gran Sasso geschossen, wo dann die Beobachtung der ankommenden Neutrinos geschieht.

2.2 Physikalische Zielsetzung

Der Name „OPERA“ steht für „**O**scillation **P**roject with **E**mulsion **T**Racking **A**pparatus“. Es handelt sich also um ein Experiment, das den Nachweis von Neutrinooszillationen zum Ziel hat. Genauer sollen $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen nachgewiesen werden. Andere Experimente wie Super-Kamiokande oder MINOS haben bereits nachgewiesen, dass der Fluss von ν_μ abhängig von der zurückgelegten Flugstrecke L und der Neutrinoenergie E abnimmt. OPERA ist allerdings das erste *long baseline appearance experiment*, d.h. OPERA ist das erste Experiment, das die entstehenden ν_τ nachweisen will. Zwar gab es mit CHORUS³ schon ein ähnliches Experiment, aber bei diesem Experiment betrug die Oszillationslänge lediglich 625 m bei einer mittleren Neutrinoenergie von $\langle E_\nu \rangle \approx 26$ GeV. Bei OPERA wird

¹LNGS: **L**aboratori **N**azionali del **G**ran **S**asso

²CNGS: **C**ERN **N**eutrinos to **G**ran **S**asso

³CHORUS: **C**ERN **H**ybrid **O**scillation **R**esearch **A**pparat**U**S

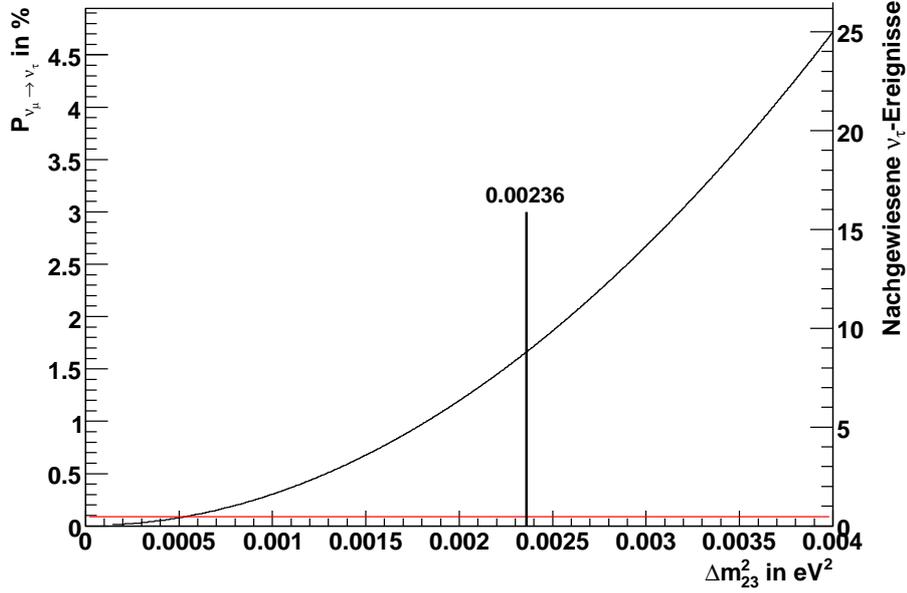


Abbildung 2.1: Oszillationswahrscheinlichkeit und Zahl der zu erwartenden nachweisbaren ν_τ -Ereignisse in Abhängigkeit von Δm_{23}^2 . Die rote Linie zeigt den zu erwartenden Untergrund. Die schwarze senkrechte Linie zeigt den aktuell besten Fit für Δm_{23}^2 aus den Experimenten K2K, Super-Kamiokande und MINOS.

diese Länge mit 732 km um etwa drei Größenordnungen übertroffen und die Energie auf $\langle E_\nu \rangle \approx 17$ GeV gesenkt, was die Wahrscheinlichkeit für eine Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ mit den bisher bekannten Oszillationsparametern (siehe Kapitel 1) deutlich erhöht. Wie in Abschnitt 1.3.2 beschrieben, gibt es bereits aus den Daten von Super-Kamiokande einen starken Hinweis darauf, dass der Oszillationskanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ für ν_μ -Oszillationen der wahrscheinlichste ist. Da $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2$, kann man Terme mit Δm_{12}^2 als Oszillationsparameter vernachlässigen und erhält aus der PMNS-Matrix als Übergangswahrscheinlichkeit

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(\Delta m_{23}^2 \frac{L}{4E} \right).$$

Wird weiter die berücksichtigt, dass CHOOZ die obere Grenze $\theta_{13} < 13^\circ$ gesetzt hat, so ergibt sich $\cos^4 \theta_{13} > 0,9$. Die $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen lassen sich also näherungsweise im Zwei Flavour-Mechanismus beschreiben, so dass sich schließlich

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 \left(\Delta m_{23}^2 \frac{L}{4E} \right)$$

ergibt. Dabei wurde berücksichtigt, dass der beste Fit von Super-Kamiokande, K2K und MINOS für diesen Oszillationskanal maximale Mischung vorhersagt, also $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ (siehe auch 1.10). Die selben Experimente sagen desweiteren für die Massendifferenz $\Delta m_{23}^2 = 2,38 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ voraus, was für OPERA unter der

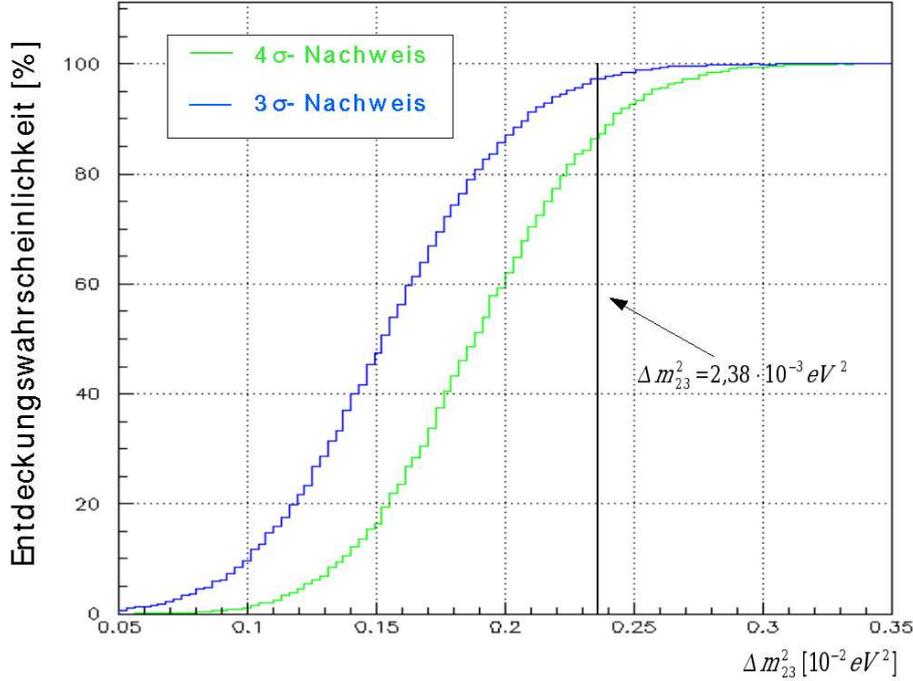


Abbildung 2.2: Die Graphik zeigt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass OPERA die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ bei 90 % C.L. mit genügend hoher Signifikanz nachweisen kann. Die schwarze senkrechte Linie zeigt den aktuell besten Fit für Δm_{23}^2 aus den Experimenten K2K, Super-Kamiokande und MINOS.

Annahme von 17 GeV-Neutrinos zu einer Oszillationswahrscheinlichkeit

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 \left(1,27 \cdot 0,00238 \cdot \frac{732}{17} \right) = 0,0168$$

führt. Somit ist nachträglich gerechtfertigt, dass eine Myonstrahlverunreinigung von weniger als 10^{-4} durch ν_τ keinen entscheidenden Effekt auf die Analyse von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen hat. Die Oszillationswahrscheinlichkeit sowie die Anzahl der zu erwartenden nachweisbaren ν_τ -Ereignisse in Abhängigkeit von Δm_{23}^2 ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Die Zahl der nachgewiesenen ν_τ -Ereignisse wird dabei durch drei Faktoren bestimmt: die Oszillationswahrscheinlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, den erwarteten integrierten Neutrinofluss des CNGS-Strahls⁴ und die τ -Nachweiswahrscheinlichkeit von derzeit 9,1%. Ein Aufrüsten des Strahlflusses, eine Verbesserung der *brick*-Identifizierung und eine verbesserte Vertexauffindung beim Scannen der Emulsionen können die Zahl der nachgewiesenen ν_τ -Ereignisse weiter erhöhen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass OPERA tatsächlich ν_τ -*appearance* mit genügend hoher Signifikanz entdeckt ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Wegen seiner guten Möglichkeiten, Elektronen nachzuweisen, ist der OPERA-Detektor außerdem für eine Suche nach $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen geeignet. Hier ergibt

⁴Es wird derzeit von einer 5-jährigen Betriebszeit mit 200 Tagen Strahlzeit und $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr ausgegangen.

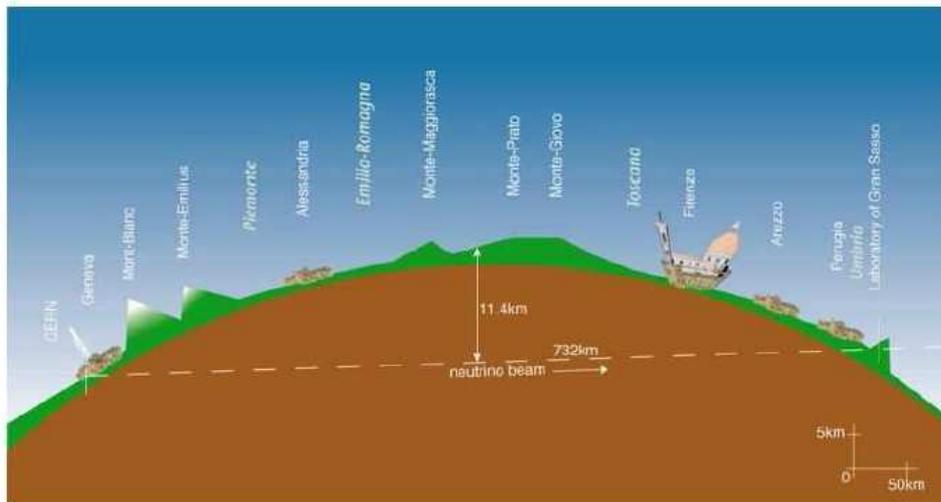
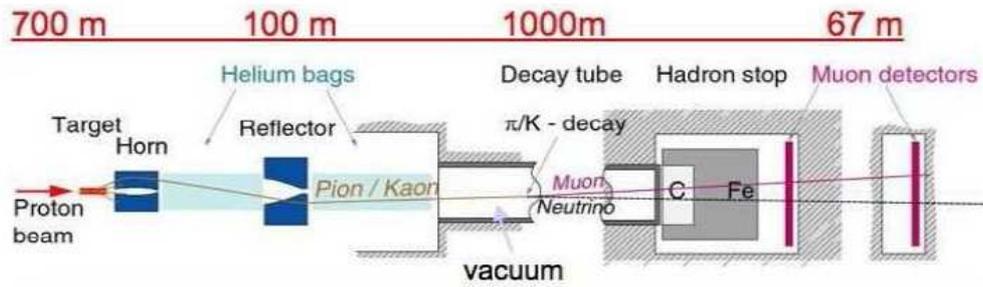


Abbildung 2.3: Hier sind der experimentelle Aufbau (oben) und der weitere Strahlverlauf in Richtung Gran Sasso (unten) des CNGS-Strahls skizziert.

sich die Oszillationswahrscheinlichkeit mit den gleichen Annahmen wie oben zu

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\Delta m_{23}^2 \frac{L}{4E} \right).$$

Unter der Annahme von $\Delta m_{23}^2 = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ könnte θ_{13} dann bis zu einer Grenze von $\sin^2 2\theta_{13} < 0,06$ mit 90 % C.L. vermessen werden. Die bisher von CHOOZ gesetzte Grenze liegt bei $\sin^2 2\theta_{13} < 0,14$ [39].

2.3 Der CNGS-Strahl

Wie in Kapitel 1.3.4 bereits erwähnt, werden Neutrinostrahlen erzeugt, indem möglichst viele hochenergetische Protonen auf ein Target geschossen werden. Die so entstehenden Pionen und Kaonen werden mit einem System magnetischer Linsen (Horn und Reflektor) zu einem parallelen Strahlbündel fokussiert und zerfallen anschließend in einem mehrere hundert Meter langen Tunnel. Beim CNGS-Strahl

werden 400 GeV Protonen, die vom SPS⁵-Speicherring extrahiert werden, auf ein Graphittarget geschossen. Da die sekundären Teilchen (Kaonen und Pionen) noch einen Großteil des ursprünglichen Protonimpulses besitzen, fliegen auch ihre Zerfallsprodukte (Myonen und Neutrinos) weiter in die gleiche Richtung. Anschließend werden fast alle Teilchen in einem Stopper aus Eisen und Kohlenstoff absorbiert. Lediglich Myonen und Neutrinos können diesen Stopper durchqueren. An den Stopper schließen sich direkt Myondetektoren an, um die Proportionen des Strahls zu bestimmen. Da der weitere Strahlverlauf aber durch die Erde geht, werden nach etwa 1 km die verbliebenen Myonen auch absorbiert, so dass ein reiner Neutrinostrahl übrigbleibt. Wie der Name schon sagt, schießt der CNGS-Strahl Neutrinos vom CERN in Richtung des 732 km entfernten Gran Sasso Massivs, um dort den Experimenten im LNGS-Untergrundlabor eine Neutrinoquelle zur Verfügung zu stellen. Dazu muss der Neutrinostrahl wegen der Erdkrümmung in einem Winkel von etwa $3,3^\circ$ zur Erdoberfläche durch die Erde geschossen werden. Der Aufbau und Strahlengang des CNGS-Strahls ist in Abbildung 2.3 zu sehen.

Um ein auf Untergrund so empfindliches Experiment wie OPERA durchführen zu können, muss noch auf weitere Dinge geachtet werden. So ist die Wahl des Standorts für den OPERA-Detektor nicht willkürlich, sondern wurde mit dem LNGS-Untergrundlabor so gewählt, dass eine möglichst gute Abschirmung vor störenden kosmischen Myonen erreicht wird. Aber auch die Wahl der Position für die Strahlquelle ist stark eingeschränkt, da eine Quelle hochenergetischer Protonen benötigt wird, was in Europa idealerweise das CERN liefern kann. Ist die Länge L der Oszillationsstrecke festgelegt, so muss man, um ein möglichst gutes Resultat für Neutrinooszillationen zu erhalten, die Energie E der Neutrinos anpassen. Gewöhnlich wird diese so gewählt, dass man im ersten Extremum der Oszillation liegt, aber dies entspräche bei OPERA einer Energie von unter 1 GeV. Dieser Wert wurde nicht gewählt, da die Produktionsschwelle für Tauonen, welche letztlich nachgewiesen werden sollen, bei etwa 3,5 GeV liegt. Stattdessen wurde darauf geachtet, eine möglichst hohe Tauonnachweisrate zu erreichen, indem das Produkt aus Oszillationswahrscheinlichkeit und Wirkungsquerschnitt für CC-Wechselwirkungen von Tauonneutrinos an Kernen maximiert wurde. Somit ergibt sich schließlich eine optimale Neutrinoenergie von 17 GeV [40].

2.4 Die Nachweismethode für ν_τ

Ziel von OPERA ist die Detektion von ν_τ -*appearance*. Dies wird über den Nachweis des τ in der CC-Reaktion

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$$

erreicht. Das τ hat jedoch nur eine mittlere Lebensdauer von $\tau_\tau = (290 \pm 1, 0) \cdot 10^{-15}$ s, was einer Zerfallsstrecke von $c\tau_\tau = (87, 11 \pm 0, 30) \mu\text{m}$ entspricht. Danach zerfällt das τ weiter, und zwar höchstwahrscheinlich in einem der folgenden vier Kanäle⁶ [3]:

⁵SPS: **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

⁶BR: **B**ranching **R**atio - Das Verzweigungsverhältnis gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass der Zerfall eines Teilchens in eben diesem Kanal abläuft.

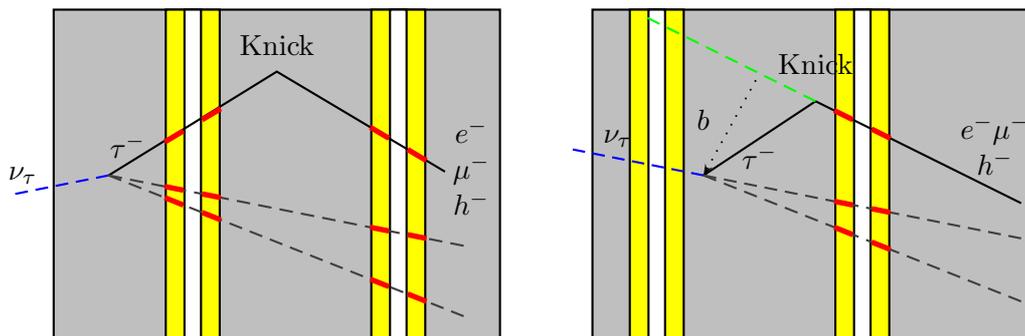


Abbildung 2.4: Langer und kurzer Zerfall eines Tauleptons in einem *brick*. Für den kurzen Zerfall kann lediglich der Stoßparameter b rekonstruiert werden, und nicht die exakte Position des Knicks.

$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau (n\pi^0)$	48,67 % BR
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17,84 % BR
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17,36 % BR
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau (n\pi^0)$	14,57 % BR

Entsprechendes gilt auch für das τ^+ . Die verbleibenden 1,56 % im Verzweigungsverhältnis werden z.B. durch 5-prong⁷-Ereignisse abgedeckt. Wegen seiner kurzen Zerfallslänge ist das τ nicht so leicht nachweisbar wie Elektronen oder Myonen. Bei OPERA wird deshalb auf die ECC-Technik zurückgegriffen (siehe Kapitel 2.5.2), die schon beim DONuT-Experiment erfolgreich benutzt wurde. So kann der typische Knick in der Teilchenspur nachgewiesen werden, der auf ein τ -Ereignis schließen lässt (siehe Abbildung 2.4).

2.5 Der Aufbau des Detektors

Ein Schema des Detektoraufbaus ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Der Detektor ist aus zwei nahezu identischen Baugruppen, den Supermodulen, zusammengesetzt. Aus Strahlrichtung (z -Achse) vor den beiden Supermodulen ist zusätzlich ein Myonveto installiert, um Myonen, die in Strahlrichtung fliegen, zu identifizieren, welche nicht durch eine Neutrinoereaktion im Target entstanden sind. Jedes Supermodul besteht aus einem Target mit *Target Tracker* (TT) und einem Myonspektrometer. Der Grund für die Aufteilung des experimentellen Aufbaus in mehrere Supermodule (anfangs waren bis zu fünf Supermodule geplant) ist, dass dadurch der Weg der Myonen vom Target zum Myonspektrometer klein gehalten wird, und somit Energieverluste der Myonen durch Vielfachstreuung verringert werden, was zu einer besseren Energieauflösung führt. Insgesamt ist der Detektor ungefähr 10,70 m hoch, 8,75 m breit und etwa 25 m lang (siehe Abbildung 2.5).

⁷*prong* ist englisch für Zinken oder Zacken

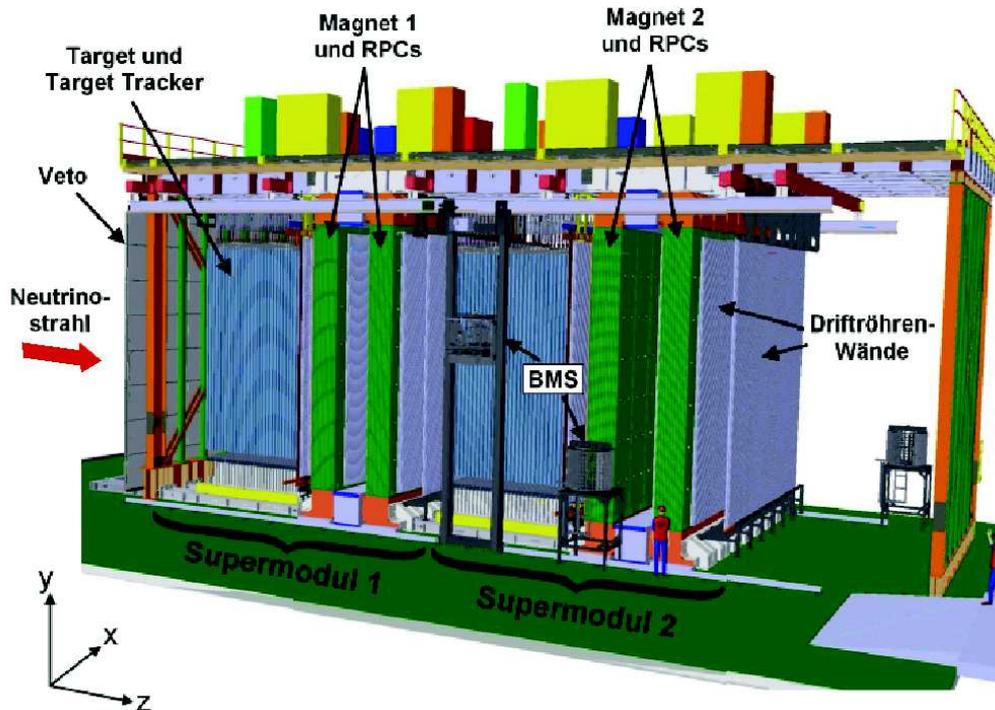


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des OPERA-Detektors.

2.5.1 Das Myonveto

Das Myonveto besteht aus zwei Lagen von Glas-RPCs (siehe 2.5.3). Es soll Myonen identifizieren, die aus Strahlrichtung kommen, aber nicht erst im Detektor durch eine Neutrinowechselwirkung entstehen. Dies sind z.B. Myonen, die in dem die Laborhalle umgebenden Fels entstanden sind, kosmische Myonen oder solche, die vom Nachbarexperiment Borexino stammen, welches in Strahlrichtung direkt vor dem OPERA-Detektor liegt.

2.5.2 Das Target und die Target Tracker

Das Target des OPERA-Detektors wird bei Fertigstellung eine Masse von ungefähr 1,35 kt aufweisen. Dies entspricht etwa 8,67 Millionen $12,2 \text{ cm} \times 12,7 \text{ cm} \times 1 \text{ mm}$ großen Bleiplatten. Jeweils 56 von diesen Bleiplatten werden abwechselnd mit 56 Fotoemulsionsfilmen der gleichen Größe, die beidseitig mit einer Emulsionsschicht versehen sind, zu einem *emulsion cloud chamber brick* (kurz: ECC-Brick) zusammengepackt. Dieser *brick* wird in Aluminiumfolie eingewickelt und mit einer Kennziffer zur eindeutigen Identifizierung versehen. Zusätzlich wird hinter die letzte Fotoemulsion, getrennt durch eine 2 mm dicke Kunststoffplatte, eine weitere 57te leicht austauschbare Fotoemulsion (*changeable sheet, CS*) hinzugefügt. Diese letzte Fotoemulsion dient einerseits zur Identifizierung von τ -Interaktionen, die in der 56ten Bleiplatte stattgefunden haben, andererseits kann sie herausgenommen werden, um schnell zu prüfen, ob tatsächlich eine Spur den *brick* durchquert hat.

Die Bleiplatten für die *bricks* werden in Goslar produziert. Die Emulsionsfilme wurden in Zusammenarbeit von der Universität Nagoya und Fuji Photo Film Co. Ltd. in Japan entworfen und auch produziert.

Wie erhält man nun Informationen, ob ein Teilchen durch einen *brick* geflogen ist? Durchquert ein ionisierendes Teilchen, wie z.B. ein τ oder ein μ , eine Emulsionsschicht, so werden deren AgBr-Kristalle entlang der Trajektorie des Teilchens schwarz gefärbt. Für jeden Film lassen sich aus den zwei Schwärzungen (Vorder- und Rückseite) so genannte *micro tracks* rekonstruieren, also sehr kleine Spuren. Verbindet man nun die einzelnen *micro tracks*, so lassen sich die Spuren der ionisierenden Teilchen sehr genau bestimmen. Zum Beispiel lässt sich so der typische Knick in der Spur eines zerfallenden τ nachweisen, was letztlich das Ziel ist.

Die *bricks* werden je Supermodul in 29 Wänden angeordnet. In jeder Wand befinden sich maximal 2652 *bricks* (51 Reihen mit 52 *bricks*). Zwischen den Wänden befinden sich die TT⁸, welche dazu dienen, die von einem Ereignis betroffenen *bricks* zu identifizieren. Dies geschieht mit Hilfe der hadronischen Schauer, die beim τ -Zerfall in der Regel entstehen (siehe 2.4), aber auch elektromagnetische Schauer können mit den TT nachgewiesen werden, wie zum Beispiel beim rein leptonenischen Zerfallskanal des τ . Jeder TT ist aus 6,7 m langen und 2,6 cm breiten Plastikszintillatorstreifen aufgebaut. Je zwei Lagen dieser Streifen werden senkrecht zueinander angeordnet, um eine zweidimensionale Information zu erhalten. Die Streifen sind durch Plastik-Wellenlängenschieber mit totalreflektierender Umhüllung mit der Auslese über *PMT arrays* verbunden.

2.5.3 Das Myonspektrometer

Während im Target die Vertizes von Neutrinoereignissen sowie die Spuren von daraus entstehenden geladenen Teilchen mit Hilfe der ECC-Technik rekonstruiert werden können, lässt sich mit Hilfe des Myonspektrometers der Impuls bzw. die Energie sowie die elektrische Ladung und der Flavour der Sekundärteilchen bestimmen. Außerdem bietet das Myonspektrometer die Möglichkeit, störenden Untergrund durch den Zerfall von Teilchen mit einem *charm*-Anteil herauszufiltern, welche dem τ -Zerfall sehr ähnlich sind.

Der Magnet

Das Myonspektrometer besteht aus mehreren Komponenten. Zunächst ist der Dipol-Eisenmagnet zu erwähnen, der aus zwei getrennten Armen besteht. Ein Strom von 1200 A, der durch Kupferspulen ober- und unterhalb des Magneten fließt erzeugt in jedem der beiden Magnetarme ein magnetisches Feld von 1,55 T in entgegengesetzter Richtung. Jeder dieser Arme wiegt etwa 450 kg und hat einen Querschnitt von 8,75 m \times 8,2 m. Ein Magnetarm besteht aus zwölf etwa 5 cm dicken Eisenplatten mit einem Abstand von jeweils 2 cm, zwischen denen sich elf RPC-Lagen befinden. Vor dem ersten Magnetarm, zwischen den beiden Armen und nach dem Magneten befinden sich je eine Doppelwand (jede Wand besteht

⁸Es gibt allerdings 31 TT-Wände, da zuvor eine größere Anzahl von *bricks* geplant war.

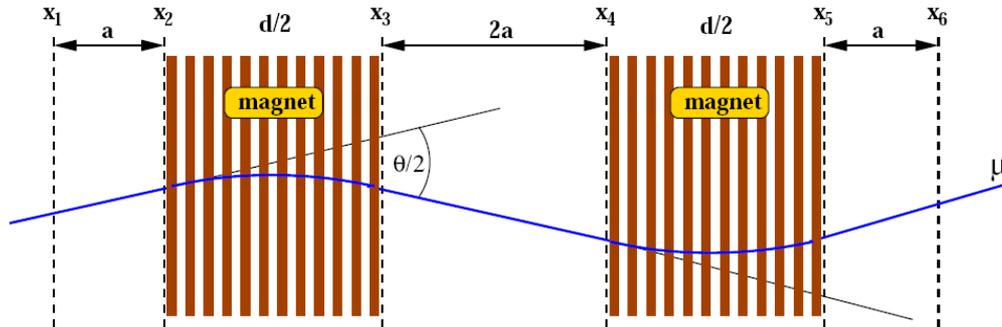


Abbildung 2.6: Spur eines Myons in der horizontalen Ebene des Spektrometers. Durch das Magnetfeld wird das Teilchen proportional zu seinem Impuls abgelenkt, so dass dieser mit Hilfe des Precision Trackers bestimmt werden kann.

aus vier Lagen) von circa 8 m langen Driftröhren. Diese Driftröhrenanordnung wird als Precision Tracker bezeichnet.

RPCs und XPCs

Die RPCs⁹ dienen der Spurrekonstruktion innerhalb des Magneten. Außerdem ermöglichen sie die Bestimmung der Energiedeposition von hadronischen Schauern, die durch Mehrfachstreuung von Teilchen am Eisen des Magneten leicht entstehen können. Desweiteren dienen die RPCs als Trigger für die Driftröhren (siehe Kapitel 2.6.3)

Ein RPC besteht aus zwei parallel angeordneten 2 mm dicken Bakelitelektroden mit hohem Widerstand ($\rho > 5 \cdot 10^{11} \Omega\text{cm}$), zwischen denen sich eine ebenfalls 2 mm breite Gasschicht unter einem stetigen elektrischen Feld von 8 kV befindet. Das Gas ist ein Gemisch aus 75,4 % Argon (Ar), 20 % Tetrafluorethan ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$), 4 % Isobutan (C_4H_{10}) und 0,6 % Schwefelhexafluorid (SF_6). Wenn ein geladenes Teilchen eine RPC-Lage durchquert, so initiiert es eine elektrische Entladung mit einem Amplitudensignal von circa 100 mV, das über Kupferelektroden, die eine Breite von 3 cm haben, auf beiden Seiten des RPCs ausgelesen und an die Ausleseelektronik auf dem Detektor weitergeleitet wird. Eine RPC-Lage besteht aus sieben Reihen und drei Spalten von $2,9 \text{ m} \times 1,1 \text{ m}$ großen RPCs. Es befinden sich je elf RPC-Lagen in einem Magnetarm, also 22 RPC-Lagen in einem Supermodul.

Zwischen dem Target und dem Magneten befinden sich noch zwei weitere Lagen von Glas-RPCs, bei denen die Auslestreifen um einen Winkel von $42,6^\circ$ gedreht sind. Sie fungieren also als gekreuzte RPCs, wodurch sie ihren Namen „XPCs“ erhalten haben. Die XPCs sollen mögliche Mehrdeutigkeiten in der räumlichen Rekonstruktion einer Spur verhindern. Solche können unter anderem bei Mehrfachspuren häufig auftreten.

⁹RPC: Resistive Plate Chamber

2.6 Der Precision Tracker

Der *Precision Tracker* (PT) ist eine Anordnung von Driftröhren, die zur genaueren Bestimmung der Teilchenspur in der horizontalen Ebene dienen soll. Außerdem ermöglicht die hohe Genauigkeit des PT eine Spurauflösung von weniger als $600 \mu\text{m}$, was einer Impulsauflösung von kleiner als 25% für Teilchen mit Impulsen im Bereich von etwa 5 – 25 GeV entspricht.

2.6.1 Allgemeine Informationen zu Driftröhren

Driftröhren nutzen die ionisierende Wirkung von geladenen Teilchen in Gasen, um so die Teilchenspur zu rekonstruieren. Gemäß der Bethe-Bloch-Formel geben geladene Teilchen in Materie Energie durch Ionisation anderer Teilchen oder durch Anregung von Atomen ab:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right], \text{ mit}$$

$\beta = v/c$:	Teilchengeschwindigkeit
c :	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum $c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
E :	Energie des Teilchens
x :	Weglänge
ze :	Ladung des Teilchens $z \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
n :	Elektronendichte des Targetmaterials $n = ZN_A\rho/M_A$
Z :	Ordnungszahl des Targetmaterials
ρ :	Dichte des Targetmaterials
N_A :	Avogadrokonstante $6,022 \cdot 10^{23}$
M_A :	Molmasse eines Atoms des Targetmaterials
I :	Mittleres Ionisationspotential des Targets $I \approx Z \cdot 10 \text{ eV}$
m_e :	Ruhmasse des Elektrons $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$
ϵ_0 :	Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$

Für hochenergetische Teilchen müssen zusätzlich Verluste durch Bremsstrahlung berücksichtigt werden, was in dieser Diskussion vernachlässigt werden kann. Durch die im Gasvolumen deponierte Energie des ionisierenden Teilchens werden Cluster von Elektron-Ionen-Paaren erzeugt, dies wird als Primärionisation bezeichnet. Driftröhren bestehen aus einem positiv geladenen Anodendraht in der Mitte der Röhre und der negativ geladenen Röhrenwand, die als Kathode dient. Die bei der Primärionisation entstehenden Elektronen werden radial in Richtung des Anodendrahts durch das anliegende elektrische Feld

$$E(r) = \frac{U}{r \cdot \ln(r_K/r_A)}$$

stark beschleunigt. Dabei ist U die an der Röhre anliegende Hochspannung, r_K der Radius der Driftröhre, r_A der Radius des Anodendrahts und r der Abstand des betrachteten geladenen Teilchens (Elektron oder Ionen) zum Drahtmittelpunkt. Auf dem Weg zum Draht ionisieren die schnell an Energie gewinnenden

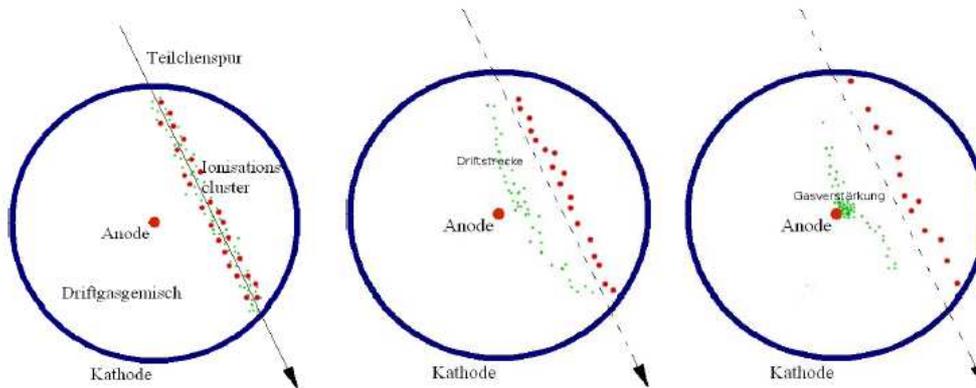


Abbildung 2.7: Die vom durchfliegenden Teilchen erzeugten Ionen bewegen sich je nach Ladung zur Kathode oder zum Anodendraht. Die so frei gewordenen Elektronen ionisieren dann weitere Gasteilchen, so dass schließlich eine große Menge an Elektronen den Anodendraht erreicht und somit ein messbares Signal erzeugt.

Primärelektronen weitere Gasmoleküle, so dass eine lawinenartige Multiplikation von freien Elektronen entsteht, wie in Abbildung 2.7 gezeigt. Dieser Effekt wird Gasverstärkung genannt und ist der Grund dafür, dass man überhaupt ein messbares Signal am Anodendraht erhält.

Wenn der genaue Zeitpunkt eines Teilchendurchgangs durch eine Driftröhre bekannt ist, lässt sich anhand der Zeitspanne von Teilchendurchgang bis zur Signalauslösung am Draht der Abstand vom Ort des Teilchendurchgangs zum Anodendraht bestimmen. Dafür wird lediglich die Driftzeit-zu-Ort-Beziehung benötigt, die aus Eichmessungen gewonnen wird. Die Information, wann ein Teilchen eine Driftröhre durchquert, wird durch ein externes Triggersignal geliefert (siehe Kapitel 2.6.3). Um schließlich die Spur des Primärteilchens rekonstruieren zu können, wird die Information von mehreren Driftröhren benötigt (mindestens vier Einträge pro Doppelwand), was sich auch in der Wahl des Designs des PT niederschlägt.

2.6.2 Spezielle Charakterisierung des Precision Trackers

Der PT besteht aus Aluminiumdriftröhren, die pro Supermodul in sechs Wänden zu je vier Lagen angeordnet sind. Jede Wand besteht aus 17 Modulen, wobei ein Modul je zwölf Röhren aus allen vier Lagen (also insgesamt 48 Röhren) zusammenfasst. Ausnahmen bilden die erste und letzte Wand im ersten Supermodul sowie die erste Wand im zweiten Supermodul, die lediglich aus 15 Modulen bestehen. Damit befinden sich im gesamten Detektor 198 Module, was 9504 Driftröhren entspricht. Eine Driftröhre hat einen äußeren Durchmesser von 3,8 cm mit 0,85 mm dicken Aluminium als Röhrenwand und eine Länge von 7,9 m außerhalb bzw. 7,75 m innerhalb des Magneten. Der Anodendraht hat einen Durchmesser von $45\ \mu\text{m}$ und besteht aus Wolfram, welches mit Gold überzogen ist. Als Driftgas wird ein Gasgemisch aus 80% Argon (Ar) und 20% Kohlendioxid (CO_2) unter einem absoluten

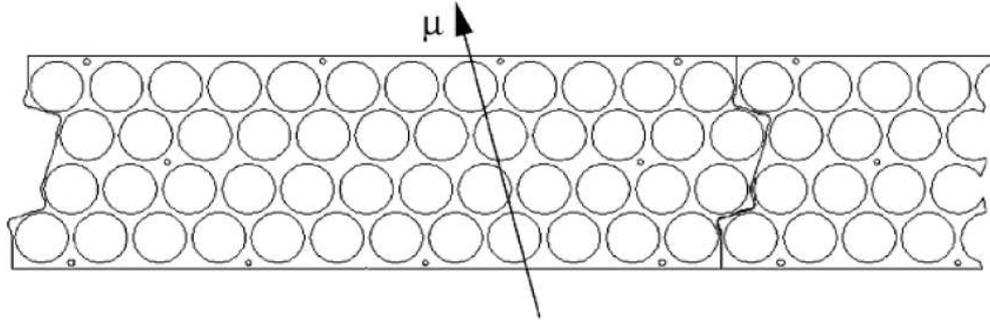


Abbildung 2.8: Die Lagen der Röhren sind leicht gegeneinander verschoben, um eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit von durchfliegenden Myonen zu erreichen.

Druck von 1005 mbar¹⁰ verwendet. Die Lagen der Driftröhren sind alle leicht gegeneinander verschoben, um eine möglichst hohe Spur-Nachweiswahrscheinlichkeit zu garantieren (siehe Abbildung 2.8), was durch Monte Carlo-Simulationen, die auf der erwarteten Winkelverteilung der Myonen basieren, optimiert wurde.

Mit diesem Aufbau soll eine möglichst gute Ortsauflösung für Myonspuren in der horizontalen Ebene erreicht werden. Durchquert ein Myon das Spektrometer, so wird es in jedem Magnetarm um den Winkel $\Theta/2$ abgelenkt, so dass sich eine S-förmige Spur ergibt, wie in Abbildung 2.6 dargestellt ist. Für kleine Ablenkwinkel Θ und der Annahme, dass der Impulsverlust des Teilchens im Magneten nicht allzu groß ist¹¹, ergibt sich dabei in guter Näherung

$$\Theta = \frac{eBd}{p},$$

wobei e die Elementarladung, B das Magnetfeld, d die Dicke der Eisenplatten von beiden Magnetarmen und p der Teilchenimpuls ist. Berücksichtigt man die mögliche Ortsauflösung und den Fehler durch Mehrfachstreuung, ergibt sich die Impulsauflösung zu

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta \Theta}{\Theta} = \frac{1}{eBd} \sqrt{6 \left(\frac{\varepsilon p}{a} \right)^2 + \frac{d}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c} \right)^2}$$

mit ε als Fehler der Ortsmessung, a als Abstand der zwei vor bzw. hinter dem Magneten befindlichen PT-Wänden und $X_0 = 0,0176 \text{ m}$ als Strahlungslänge in Eisen [41].

Je zwölf Röhren einer Lage sind direkt mit einer Vorverstärkerplatine (Preamp-Board) verbunden, auf der eingehende analoge Signale von den Anodendrähten durch einen Diskriminator digitalisiert werden. Die Diskriminatorschwelle kann

¹⁰Dies entspricht einem leichten Überdruck zur Umgebungsluft in der Experimentierhalle und soll verhindern, dass Luft in die Röhren eintritt, was langfristig zu Schäden an den Driftröhren führen würde

¹¹Gemäß der Bethe-Bloch-Formel ergibt sich ein Energieverlust von etwa 1,7 – 1,9 GeV für den interessierenden Energiebereich von 5 – 25 GeV.

über das OSUB¹² für jede Röhre separat gesetzt werden, als Standardeinstellung ist zunächst 50 mV gewählt. Desweiteren können mit Hilfe des OSUBs auch Testpulse auf die Vorverstärkerplatine gegeben werden (mehr dazu in Kapitel 3) oder auch die Temperatur über an verschiedenen Stellen am PT angebrachten Temperatursensoren ausgelesen werden. Außerdem ist jeder Vorverstärkerplatine auch eine Hochspannungsverteilungsplatine (HV-Board) zugeordnet, welche eine an sie angelegte Hochspannung von 2350 V an die Anodendrähte weitergibt. Über zwölfadriges Twisted-Pair-Flachbandkabel werden die in der Vorverstärkerplatine bearbeiteten Signale von den Anodendrähten an ein TDC-Board¹³ gesendet, wo die eingehende Zeitinformation in ein digitales Signal umgewandelt wird, was zur weiteren Datenverarbeitung verwendet wird. Außerdem wird im TDC-Board die Information über die Signallbreite des eingehenden Signals gespeichert. Die vier dafür vordefinierten Bereiche sind *no width* (≈ 0 ns), *small* ($\lesssim 12,5$ ns), *medium* ($\lesssim 80$ ns) und *large* (> 80 ns). Ein TDC-Board hat 96 Kanäle, so dass in der Regel zwei Module zu je 48 Röhren einem TDC-Board zugeordnet sind.

2.6.3 Das Triggersystem

Um eine Driftzeitinformation aus den Driftröhren zu erhalten, wird ein Start- und ein Stoppsignal benötigt, die bestimmen, für welches Intervall eine Zeitmessung auf den TDC-Boards ausgeführt werden soll. Gestartet wird die Messung im TDC-Board durch das verstärkte Signal von den Anodendrähten der Driftröhren. Das Stoppsignal hingegen wird vom OTB¹⁴ geliefert, welches wiederum auf ein Triggersignal von anderen Detektorteilen angewiesen ist. Das vorgegebene Triggerschema sieht wie folgt aus:

Für jedes der beiden Supermodule gibt es im Moment neun „Trigger-Lagen“ bestehend aus den beiden XPC-Lagen (XPC 0 und XPC 1) zu Beginn des Myonspektrometers und sieben weiteren ausgewählten RPC-Lagen (RPC 0, RPC 10, RPC 11, RPC 12, RPC 19, RPC 20 und RPC 21) wie in Abbildung 2.9 zu sehen ist. Diese Lagen sind in drei Triggerstationen (A,B,C für das erste und D,E,F für das zweite Supermodul) unterteilt, wobei jede den Trigger für eine PT-Doppelwand liefert. Als Standardeinstellung liefert eine Triggerstation immer dann ein Signal, wenn mindestens zwei der drei zur Station gehörigen RPC- bzw. XPC-Lagen ein Signal liefern. Ursprünglich sollte dann nur die Doppelwand ausgelesen werden, für die auch die zugehörige Triggerstation ein Signal geliefert hat. So würden beispielsweise die mittleren beiden PT-Wände des ersten Supermoduls nur dann ausgelesen werden, wenn auch tatsächlich Trigger B ein Signal liefert. Dadurch geht aber ein geringer Bruchteil an Ereignissen verloren, wie beispielsweise solche, in denen ein Myon aus Strahlrichtung zwar RPC 10 trifft und durch die nachfolgenden Driftröhren fliegt, jedoch aber danach weder RPC 11 noch RPC 12 trifft, siehe Abbildung 2.10. Deshalb ist die aktuelle Konfiguration so, dass alle Driftröhren eines Supermoduls ausgelesen werden, sobald mindestens eine der drei Triggerstationen ein Signal liefert.

¹²OPERA Support Board

¹³Time to Digital Converter

¹⁴OPERA Trigger Board

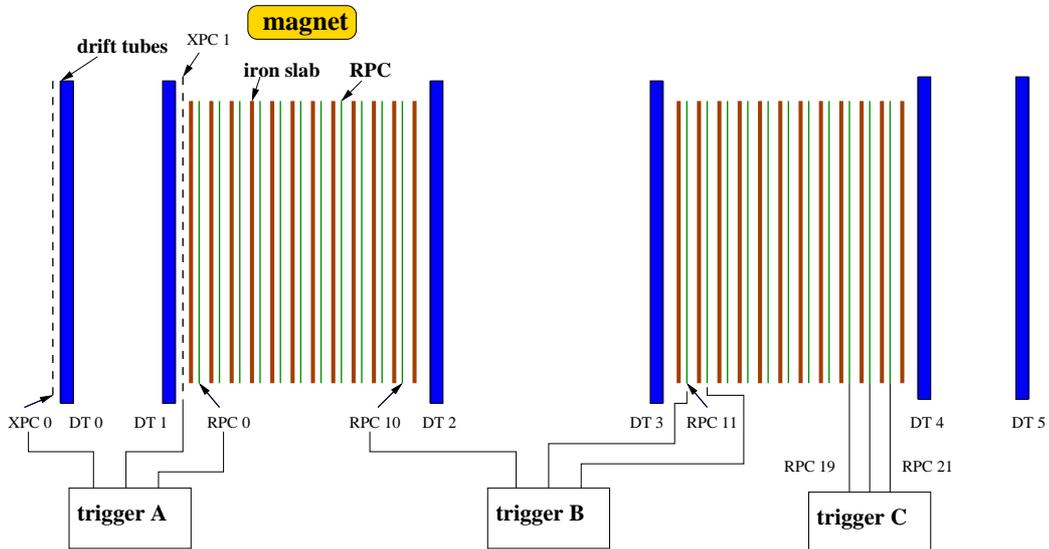


Abbildung 2.9: Das Triggerschema für das erste Supermodul besteht aus je drei Lagen (XPC oder RPC) pro Triggerstation. Werden aus einer beliebigen Triggerstation mindestens zwei der drei Lagen getroffen, so werden alle Röhren des Supermoduls ausgelesen. Für das zweite Supermodul ist das Triggerschema analog, nur dass die Triggerstationen dort D,E und F heißen.

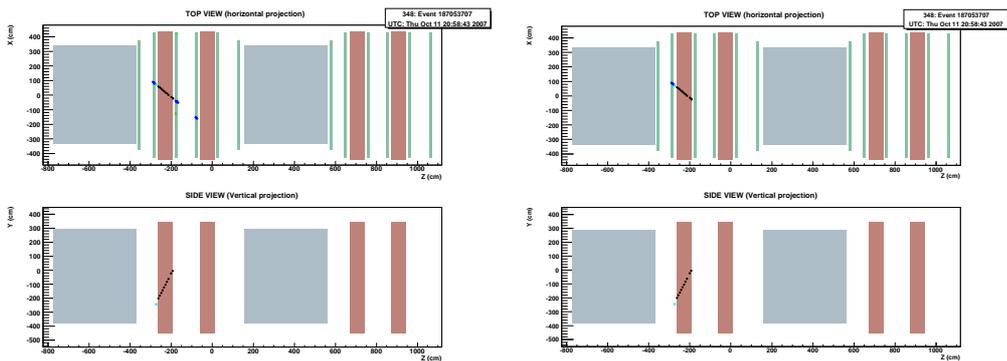


Abbildung 2.10: Links: Ereignis mit der jetzt gewählten Triggereinstellung, dass alle Röhren eines Supermoduls ausgelesen werden, sobald mindestens eine der drei Triggerstationen ein Signal gibt. Rechts: Das selbe Ergebnis, falls jede Triggerstation lediglich die Auslese für eine PT-Doppelwand bestimmt. Man würde also wichtige Daten für die Alignierung der einzelnen Wände verlieren.

Da die gemessene Rauschrate für die RPC-Lagen bei etwa 1 kHz liegt (für die XPCs ist die Rate um etwa eine Größenordnung niedriger), der erwartete Datenfluss für Teilchenwechselwirkungen im Detektor sich aber lediglich im Bereich von 1 – 10 mHz befindet, ist es ratsam Koinzidenzen zwischen den Triggerlagen innerhalb einer Triggerstation zu bilden. Wie oben erwähnt, ist die übliche Einstellung eine Koinzidenz, bei der mindestens zwei der drei Triggerlagen ein Signal liefern müssen (2 aus 3-Majorität). Nimmt man eine Rate von 1 kHz für jede RPC-Lage an und berücksichtigt, dass das ausgegebene Signal auf eine Länge von 115 ns beschränkt ist, so erhält man eine Rauschrate von

$$R_{Trigger} = 1 \text{ kHz} \cdot 1 \text{ kHz} \cdot (115 \text{ ns} + 115 \text{ ns}) \cdot 3 = 0,69 \text{ Hz}.$$

Bei drei Triggerstationen ergibt sich somit eine Gesamtrauschrate von 2,1 Hz pro Supermodul. Allerdings muss noch berücksichtigt werden, dass die XPCs der Triggerstationen A und D ein anderes Rauschverhalten aufweisen als die restlichen RPCs. Es wird also eine Rauschrate in der Größenordnung von 2 Hz erwartet.

2.6.4 Die Datennahme

Nachdem ein oder mehrere Startsignale von den Vorverstärkerplatinen an die TDC-Boards gesendet wurden, wird dort eine Zeitmessung gestartet. In jedem TDC-Kanal können 12 Bit eingelesen werden, die eine Zeitspanne von $3,2 \mu\text{s}$ abdecken, so dass eine Genauigkeit von $3200 \text{ ns}/2^{12} = 0,78125 \text{ ns}$ in der Zeitmessung erreicht werden kann. Die Zeitmessung wird gestoppt, sobald der TDC vollgelaufen ist (nach $3,2 \mu\text{s}$ wird der Kanal wieder auf Null gestellt) oder ein Triggersignal vom OTB eingeht. Dieses Triggersignal wird allerdings um einen einstellbaren Wert zwischen $1,6 \mu\text{s}$ und $2,2 \mu\text{s}$ verzögert, so dass es auch tatsächlich nach dem Startsignal auf dem TDC-Board eintrifft, da noch die Kabelllaufzeiten und vor allem die Driftzeit der Elektronen in den Röhren berücksichtigt werden muss. Die Kabelllaufzeiten lassen sich aus Testpulsdaten (siehe Kapitel 3) bis auf etwa 1 – 3 ns genau bestimmen, so dass eine sehr genau Driftzeitmessung durchgeführt werden kann. Neben dem gemessenen Zeitintervall werden auch die Signalbreite sowie vordefinierte Fehlermeldungen, die von der Vorverstärkerplatine weitergegeben wurden, gespeichert. Diese Informationen werden dann an die Elektronik der DAQ¹⁵ weitergeleitet und dort zusammen mit den Daten von anderen Detektorteilen als ASCII- und auch als ROOT¹⁶-Daten gespeichert, so dass dann später für Analysen auf sie wieder zugegriffen werden kann.

¹⁵Data AcQuisition

¹⁶ROOT ist ein am CERN entwickeltes auf C++ basierendes Framework zur Datenauswertung von großen Datenmengen

Kapitel 3

Testpulse am OPERA- Driftröhrenspektrometer

3.1 Wofür werden Testpulse benötigt?

Ein Testpuls ist ein elektronisches Signal, das anstatt eines Signals von den Drähten aus den Driftröhren auf die Vorverstärkerplatine gegeben wird. Auf diese Weise kann leicht überprüft werden, ob die Ausleseelektronik richtig funktioniert. Somit ist es mit Hilfe der Testpulse möglich, rauschende und tote Kanäle ausfindig zu machen, siehe Kapitel 3.3. Andere Störungen wie das Übersprechen eines Signals auf einen anderen Kanal können mit Testpulsen leichter systematisch erforscht werden, was in Kapitel 3.3.1 beschrieben wird. Weiter kann mit Hilfe der Testpulse die Genauigkeit der TDC-Zeitmessung bestimmt werden, siehe Kapitel 3.2, was auch genutzt werden kann, um Signallaufzeiten sehr genau zu bestimmen. Dies führt zu einer Verbesserung der Orts- und schließlich der Impulsauflösung bei Spuren realer Teilchen.

3.2 Signalweg

Der Signalweg der Testpulse ist in Abbildung 3.1 skizziert. Die Testpulse werden am OSUB generiert. Dieses sendet gleichzeitig ein Start- und ein Stoppsignal. Dabei können jeweils alle Kanäle mit gerader bzw. alle Kanäle mit ungerader Nummer nur als gesamter Block angesprochen werden. Da ein TDC über 96 Kanäle verfügt, werden jeweils 48 Kanäle (entweder mit gerader oder ungerader Nummer) auf einmal angesprochen. Das Startsignal wird über ein verdrehtes Flachbandkabel auf die Vorverstärkerplatine gesendet, wo es im weiteren Verlauf, wie ein Signal von den Drähten aus den Driftröhren behandelt wird. Der Laufweg des Signals auf der Vorverstärkerplatine ist in Abbildung 3.2 gezeichnet. Zunächst wird das eingehende Signal vom L3-Verstärker verstärkt. Danach muss es noch die Diskriminatorschwelle passieren, die standardmäßig auf 50 mV eingestellt ist. Schließlich wird das Signal als LVDS¹ ausgegeben und muss wieder durch das Flachbandkabel, natürlich jetzt auf einem anderen Kanal, zum TDC. Die Gesamtlaufzeit des

¹LVDS: Low Voltage Differential Signal

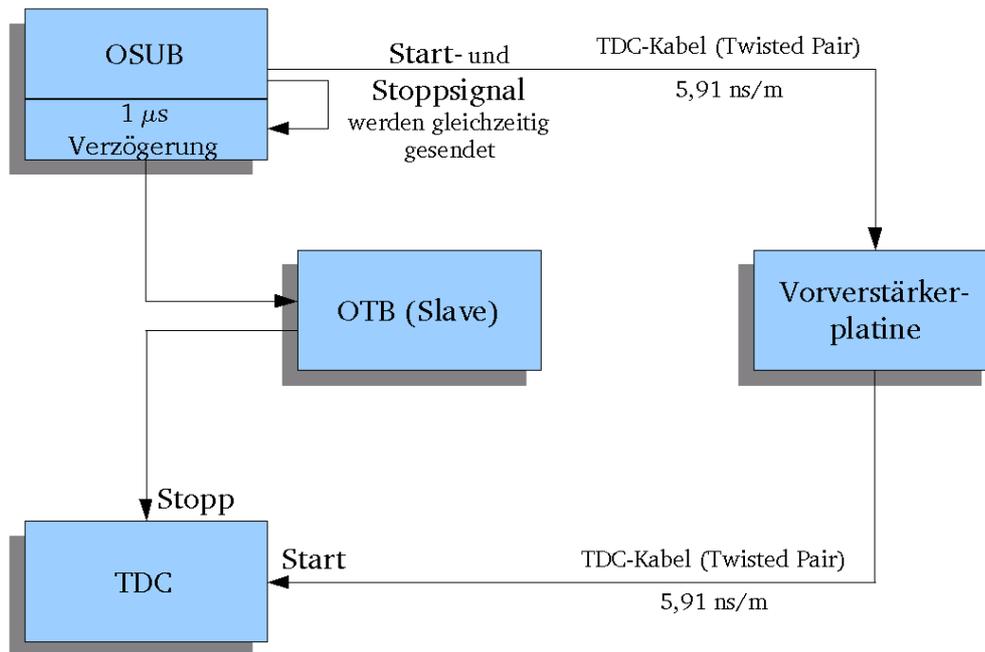


Abbildung 3.1: Signalweg der Testpulse. Start- und Stoppsignal werden gleichzeitig gesendet und nehmen dann zwei unterschiedliche Wege. Das Startsignal wird auf die Vorverstärkerplatine gesendet, dort verarbeitet und schließlich an das TDC-Board weitergeleitet. Das Stoppsignal wird um $1 \mu\text{s}$ verzögert und dann direkt an das TDC-Board gesendet.

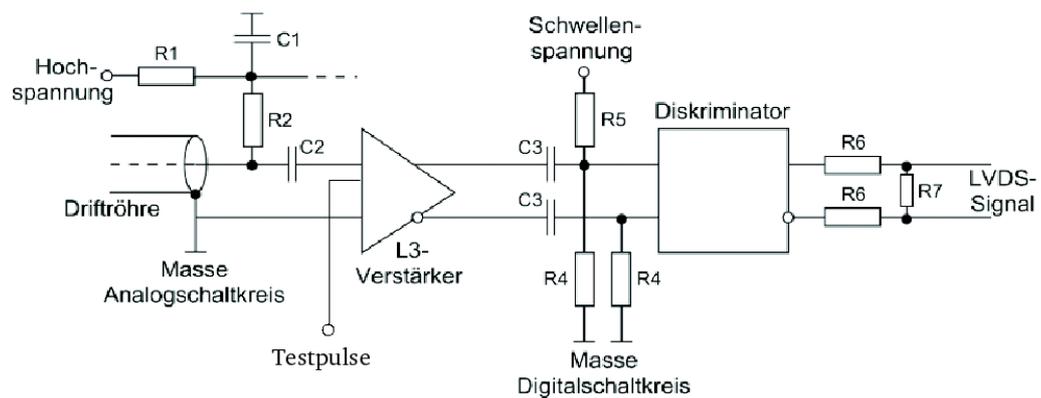


Abbildung 3.2: Schaltung für einen Kanal. Das Driftröhrensignal bzw. das Testpulssignal wird vom L3-Verstärker verstärkt und anschließend als LVDS an den TDC weitergegeben, aus [42].

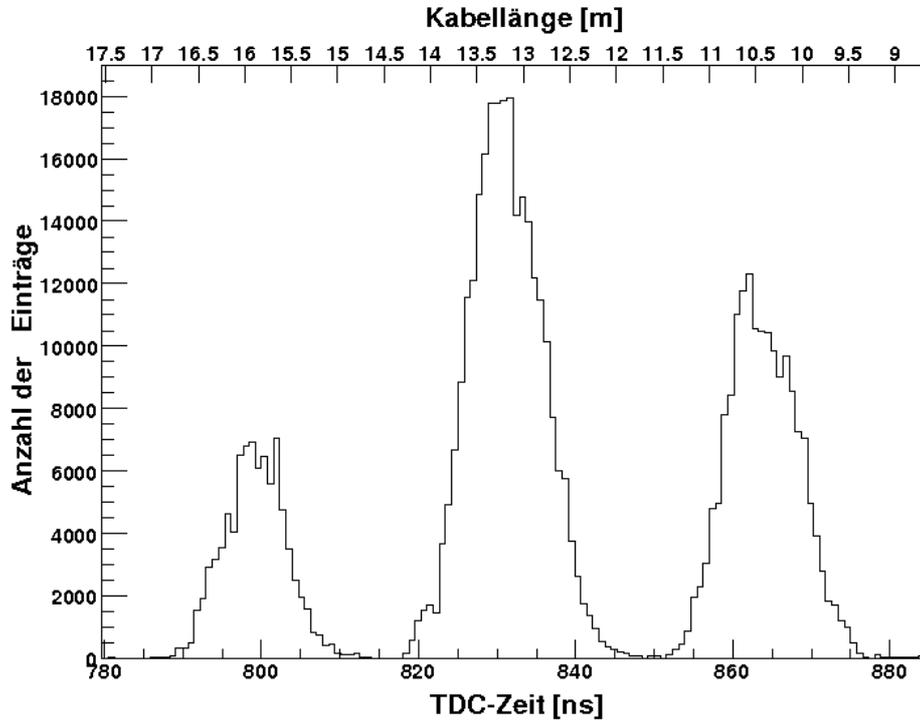


Abbildung 3.3: Hier sind die Zahl der Einträge gegen die Signallaufzeiten aufgetragen. Die drei Maxima können den jeweils verwendeten Kabellängen zugeordnet werden.

Startsignals liegt damit typischerweise zwischen 100 und 200 ns.

Währenddessen wird das Stoppsignal um eine einstellbare Zeit t_{Stopp} verzögert, die standardmäßig auf $1 \mu\text{s}$ gesetzt ist. Danach wird es weiter an das im selben Crate befindliche OTB gesendet. Dieses leitet das Stoppsignal dann auf alle in diesem Crate befindlichen TDCs weiter. Im TDC wird also die Signallaufzeit t_{Laufzeit} invers gemessen:

$$t_{\text{Laufzeit}} = t_{\text{Stopp}} - t_{\text{TDC}}$$

Nun lassen sich unter Berücksichtigung der Signallaufzeit von $5,91 \text{ ns pro Meter}$ Flachbandkabel näherungsweise die Kabellängen berechnen. Für das erste Supermodul ergibt sich die in Abbildung 3.3 dargestellte Verteilung mit drei Maxima, die den verschiedenen verwendeten Kabellängen zugeordnet werden können. Um Informationen über die tatsächliche Laufzeit eines Signals zu erhalten, muss jeder Kanal separat betrachtet werden, da der exakte Laufweg für jeden Kanal leicht verschieden ist. So sind die Laufwege auf der Vorverstärkerplatine nicht für alle Kanäle exakt gleich und je nach Verdrillung der Twisted-Pair-Flachbandkabel unterscheidet sich die tatsächliche Kabellaufzeit etwas, was insgesamt zu Abweichungen von bis zu 3 ns führt. Für einen einzelnen Kanal werden jedoch Auflösungen von unter 1 ns erreicht, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist.

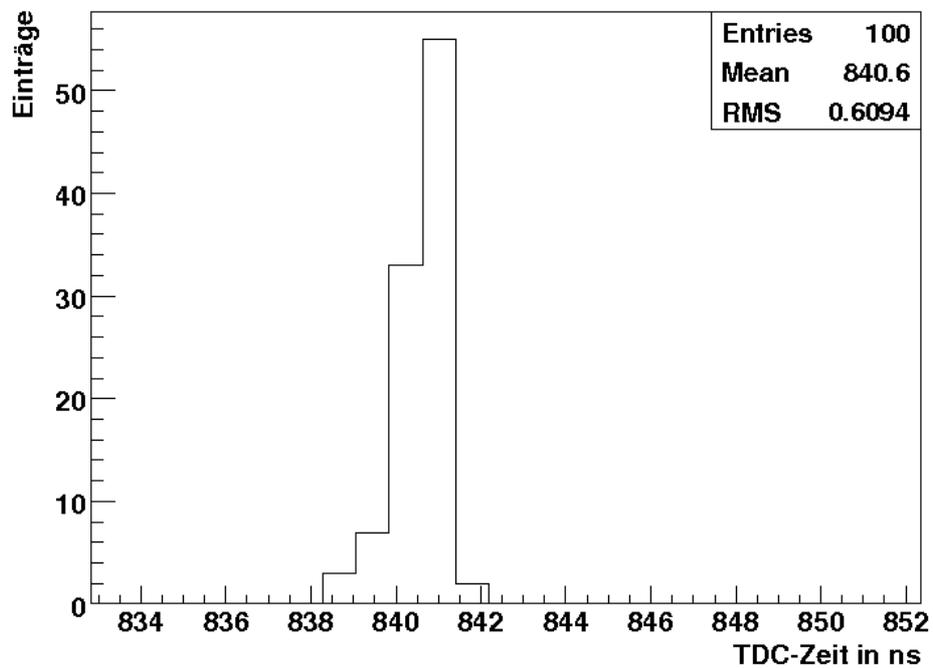


Abbildung 3.4: Hier sind die TDC-Einträge für einen einzelnen Kanal gezeigt. Aufgetragen ist die gemessene Zeit im TDC von 100 gesendeten Testpulsen. Es wird eine Auflösung von unter 1 ns erreicht.

Tabelle 3.1: Anteil der Röhren mit unerwünschten Effekten.

	Zahl der Röhren	Anteil an allen Röhren [%]
Rauschen	10	0,11
Kein Signal	27	0,28
Übersprechen	63	0,66
Gesamt	100	1,05

3.3 Funktionalität des Precision Trackers

Mit Hilfe der Testpulse ist es nicht nur möglich, die Signallaufzeiten genau zu bestimmen, sondern sie sind auch ein gutes Werkzeug, um schnell die Funktionalität jedes Kanals zu überprüfen. Da eine definierte Anzahl von Pulsen gesendet wird, kann nun schnell herausgefunden werden, ob und welche Kanäle Rauschverhalten zeigen oder gar nicht funktionieren. Dies ist natürlich sehr wichtig zu wissen. Somit ist es beispielsweise möglich, defekte Bauteile zu erkennen und diese dann zu reparieren bzw. auszutauschen. Wenn dies nicht erwünscht ist, weil zum Beispiel nur vereinzelte Kanäle nicht fehlerfrei funktionieren, so ist es mittels der Testpulse möglich, diese Kanäle zu bestimmen, so dass dies später bei der Spurrekonstruktion berücksichtigt werden kann. Auch damit wird letztlich die Impulsauflösung des Precision Tracker verbessert. In Abbildung 3.3 sind die derzeit bekannten Fehler im ersten Supermodul veranschaulicht. Es handelt sich hierbei um eine Aufsicht auf den Detektor, aus der ersichtlich wird, dass nur wenige Röhren nicht intakt sind. Die genauen Zahlen sind in Tabelle 3.1 festgehalten.

3.3.1 Übersprechen

Wo immer elektronische Signale verarbeitet und weitergeleitet werden, muss untersucht werden, ob es Übersprechen zwischen zwei benachbarten Kanälen gibt. Das dafür anfälligste Bauteil in unserem System sind die L3-Verstärker auf den Vorverstärkerplatinen. Dabei verstärkt ein L3-Verstärker jeweils die Signale aus vier Kanälen. Wenn Übersprechen auftritt, äußert sich das bei den Testpulsen darin, dass beispielsweise ein ungerader Kanal im TDC ein Startsignal erhält, obwohl nur an alle geraden Kanäle Testpulse gesendet wurden. Somit kann anhand der Testpulse Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen festgestellt werden. Dies ist in Tabelle 3.1 und in Abbildung 3.3 verdeutlicht.

Allerdings sind für die Studien zum Übersprechen noch zwei weitere Aspekte von Bedeutung. So kann anhand der Testpulse keine direkte Zuordnung zweier Kanäle getroffen werden, zwischen denen Übersprechen auftritt. Insbesondere ist nicht klar welcher der beiden Nachbarkanäle für das Übersprechen verantwortlich ist. Außerdem haben die Testpulse als vordefinierte Signalweite die Einstellung *medium*, bei Signalen von den Drähten der Driftröhren liegt diese Weite bei einem Teilchendurchgang aber meistens im Bereich *large*. Es muss also noch eine Analyse mit Daten von realen Teilchenspuren erfolgen. Dazu wurde für alle vier einem L3-Verstärker zugehörigen Kanäle jeweils paarweise die Zeitdifferenz gebildet, wenn in

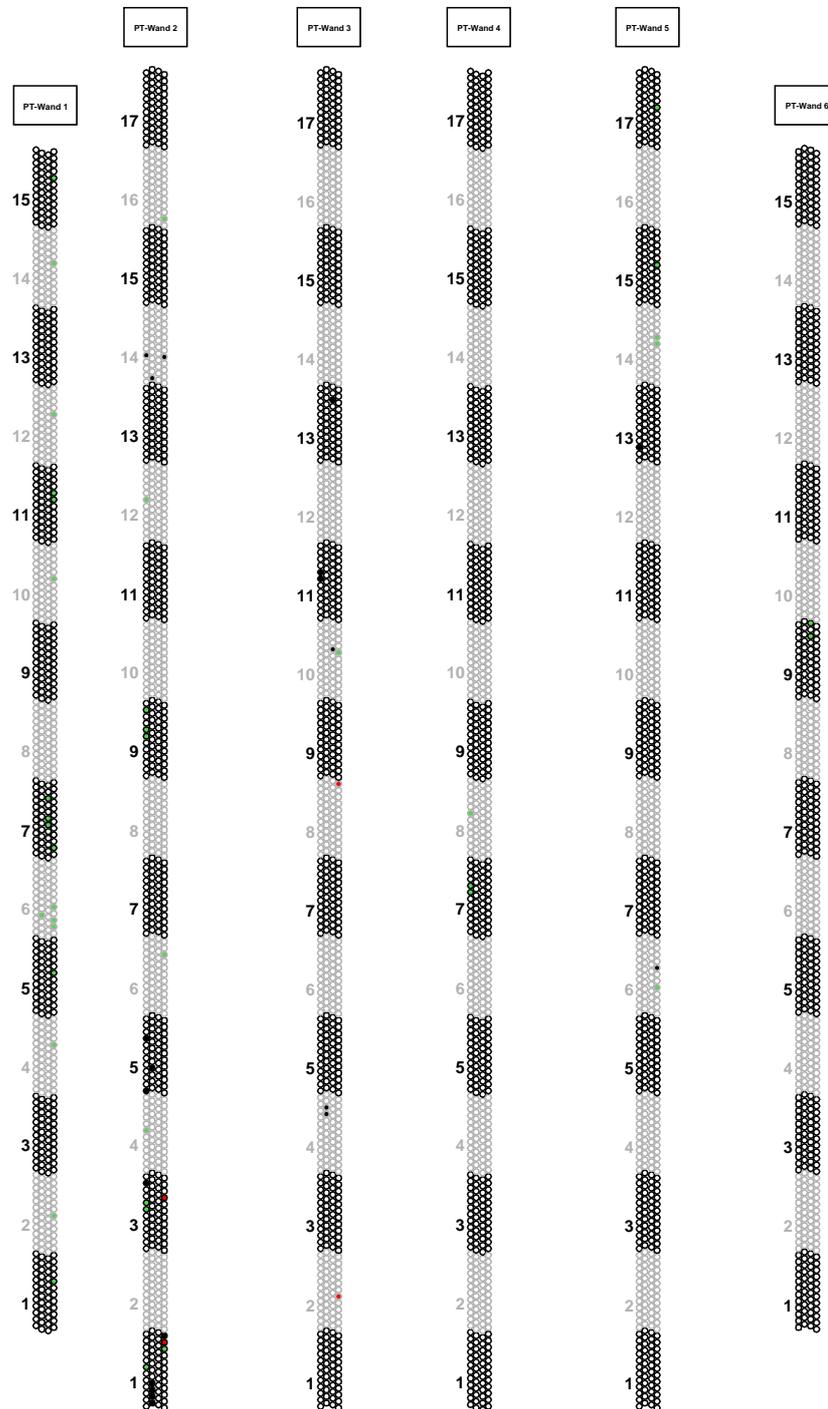


Abbildung 3.5: Darstellung aller problematischen Kanäle im ersten Supermodul in einer Aufsicht auf den Precision Tracker (6 PT-Wände mit 17 bzw. 15 Modulen). Rauschende Kanäle sind rot, tote Kanäle schwarz und Kanäle mit Übersprechen grün gekennzeichnet. Nur vereinzelt sind einige Röhren nicht mehr voll funktionsfähig.

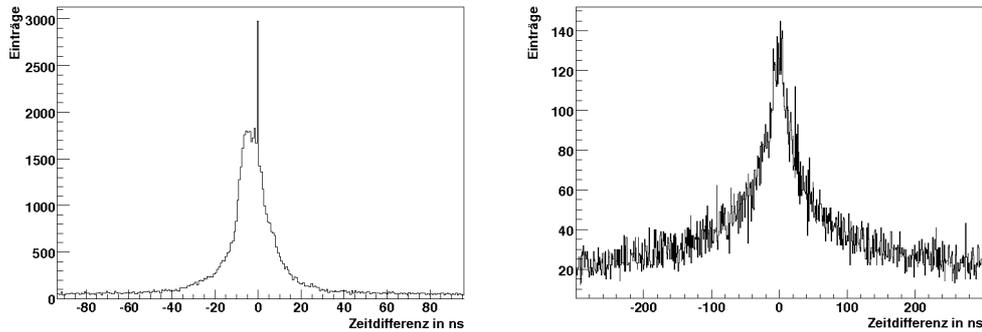


Abbildung 3.6: Zeitdifferenzen zwischen zwei benachbarten Kanälen für den gesamten Detektor. Während das Verhältnis von Übersprechsignalen zum Untergrund für alle Signalweiten bei etwa 0,7 % liegt (links), so sind für Signale mit Weite *large* keine Anzeichen für Übersprechen zu sehen (rechts).

beiden Kanälen bei einem Ereignis ein Eintrag war. Wird kein Übersprechen zwischen zwei Kanälen beobachtet, so erwartet man näherungsweise eine gleichmäßige Normalverteilung der gemessenen Zeitsignale. Tritt hingegen Übersprechen auf, so ist ein scharfes Maximum bei 0 ns Zeitdifferenz zu sehen. Dies ist für beide Fälle beispielhaft in Abbildung 3.7 zu sehen. Berücksichtigt man bei der Analyse ausschließlich Einträge mit der Signalweite *large*, so ist für kein Kanalpaar im gesamten Detektor Übersprechen zu beobachten. Ein Vergleich für große und mittlere Signalweiten ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Dies ist ein erfreuliches Ergebnis, da Signale, die von einem tatsächlich die Driftröhre durchquerenden Teilchen stammen, in mehr als 97 % der Fälle die Signalweite *large* haben.

Jedoch muss berücksichtigt werden, dass es aufgrund von Übersprechen trotzdem zu einer Ineffizienz einzelner Röhren kommen kann. Und zwar kann sich das Übersprechen, das von Kanal A herrührt, in dem Kanal, auf den das Signal überspringt (Kanal B) als Signal mit einer geringeren Signalweite äußern, also mit Weite *medium*, *small* oder *no_width*. Dies ist immer dann ein Problem, wenn ein Teilchen die zu Kanal B gehörige Driftröhre durchquert hat. Wenn das so generierte Signal den L3-Verstärker noch nicht passiert hat, so wird das vom Übersprechen stammende Signal im TDC unerwünschterweise weggeschrieben. Diese Koinzidenz von Übersprechen und Teilchendurchgang ist allerdings eher unwahrscheinlich. Mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation wird zunächst die Wahrscheinlichkeit für einen Teilchendurchgang durch beide Röhren berechnet, bei dem auch der Trigger ausgelöst wurde. Für direkt benachbarte Röhren liegt die Wahrscheinlichkeit einer gemeinsamen Spur bzw. zwei dicht nebeneinander liegenden Spuren ungefähr bei $0,25 \pm 0,1$, wie aus Abbildung 3.8 ersichtlich ist. Damit kann nun eine Abschätzung der Auswirkung von Übersprechen für eine bestimmte Röhre X gemacht werden: In einem Viertel aller Fälle hat ein Teilchen in Röhre X und der Nachbarröhre Y ein Signal ausgelöst. Für Röhre X ist dies ein Problem, wenn das Signal von Röhre Y zuerst den L3-Verstärker erreicht und dann auch noch überspricht. Das Signal aus Röhre Y erreicht den L3-Verstärker vor dem Signal aus Röhre X in ungefähr der Hälfte der Fälle. Die Wahrscheinlichkeit für ein Übersprechen ist für

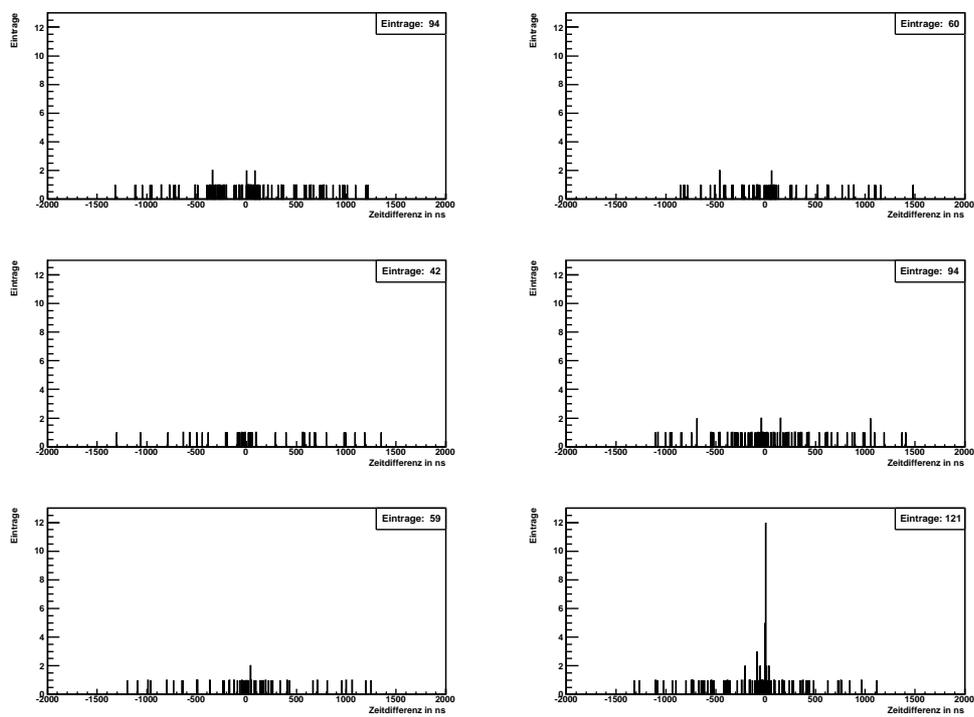


Abbildung 3.7: Zeitdifferenzen zwischen je zwei Kanälen in einem L3-Verstärker. Nur für ein von sechs theoretisch möglichen Kanalpaaren tritt Übersprechen auf (rechts unten), während dies bei den anderen Kanalpaaren nicht der Fall ist. Es wurden alle Signalweiten berücksichtigt.

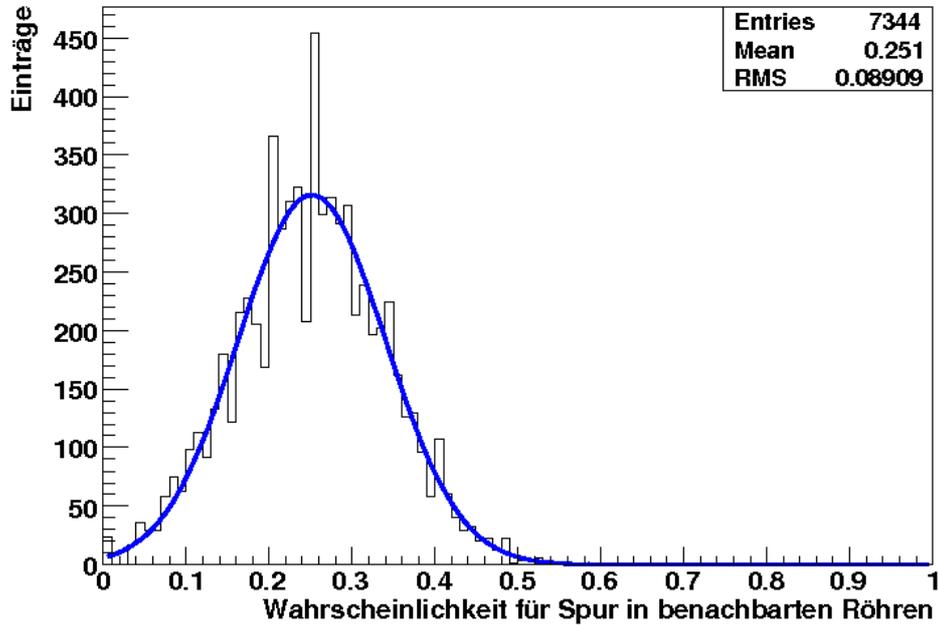


Abbildung 3.8: Hier ist für jede Röhre die Zahl der Ereignisse mit Spureinträgen in der selben und in der Nachbarröhre dargestellt. Normiert wurde auf die Zahl aller Spureinträge in dieser Röhre. Die so erhaltene Verteilung weist ein Maximum bei einer Wahrscheinlichkeit von $0,251 \pm 0,09$ auf.

jeden Kanal unterschiedlich, betrachtet man aber den gesamten Detektor und alle Einträge, so ergibt sich eine mittlere Übersprechwahrscheinlichkeit von etwa 0,7%, wie aus Abbildung 3.6 hervorgeht. Wir erhalten also eine mittlere Ineffizienz für eine einzelne Röhre durch Übersprechen von

$$0,25 \cdot 0,5 \cdot 0,007 = 0,000875 \approx (0,09 \pm 0,01)\%$$

Zusammen mit den toten und rauschenden Kanälen hab wir also eine Gesamtineffizienz von etwa 0,5 %.

Kapitel 4

Studien zur Effizienz des Triggersystems für den Precision Tracker

Ein wichtiger Bestandteil für die Funktionalität des PT ist das zugehörige Triggersystem, welches eine Auswahl trifft, wann Daten aufgenommen und gespeichert werden sollen. Solch ein System ist notwendig, um mit der Menge der anfallenden Daten umgehen zu können. Außerdem wird das Triggersignal als Stoppsignal für die TDC-Zeitmessung auf allen Kanälen benötigt. Weiter erlaubt eine gute Wahl des Triggers eine Zuordnung der anfallenden Daten zu bestimmten Teilchenereignissen zu treffen. Die Funktionsweise des Triggersystems für den PT wurde bereits in Kapitel 2.6.3 beschrieben. Um aber zu einem vollständigen Verständnis zu gelangen, ist ein genauerer Blick auf das Triggersystem nötig.

4.1 Tatsächliche Umsetzung des Triggersystems

Um ein Triggersignal für den PT auszulösen, müssen mindestens zwei der drei RPC-Lagen, die zu einer Triggerstation gehören, ein Signal ausgeben. Es muss allerdings berücksichtigt werden, dass die RPCs zwei unabhängige Systeme zur Auslese der Daten benutzen. Einerseits werden die Daten, die später zur Spur-rekonstruktion in den RPCs verwendet werden sollen, über die FEBs¹ ausgelesen, welche oben auf den RPC-Lagen stecken. Andererseits werden die Signale, die für den Trigger benutzt werden, über an den Seiten der RPC-Wände steckende TBs² ausgelesen wie es in Abbildung 4.1 angedeutet ist.

Es stecken je 14 TBs in jeder der neun RPC-Lagen, die zum Triggersystem eines Supermoduls gehören. Tatsächlich sind an den beiden XPCs 26 bzw. 28 TBs installiert, um die gesamte Fläche abdecken zu können. Diese TBs lesen jeweils mehrere horizontal angebrachte Streifen aus und leiten die Signale dann als LVDS weiter an das zugehörige Timing System, indem die Signale verarbeitet und weiter an das OTB gesendet werden. Der Vorteil dieses Vorgehens ist, dass man so über

¹FEB - **F**ront **E**nd **B**oard

²TB - **T**iming **B**oard

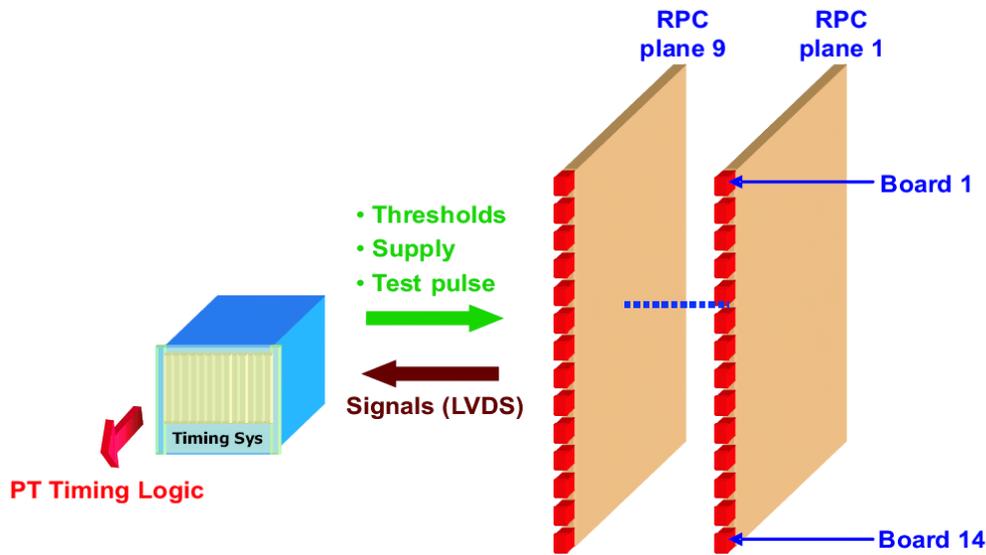


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung des Timing Systems. Signale von den je 14 TBs pro RPC-Lage werden an das Timing System gesendet und werden dort verarbeitet, um an das OTB weitergeleitet zu werden [43].

das Triggersystem Zeitinformationen zur vertikalen Position eines Teilchendurchgangs erhält, die aus den Daten der Driftröhren alleine nicht gewonnen werden können. Der Nachteil dieser unabhängigen Elektronik ist, dass eine weitere potentielle Fehlerquelle in das gesamte Triggerkonzept eingebaut wurde. Tatsächlich ergibt sich die erste Schwierigkeit schon bei der Positionierung der TBs. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, werden teilweise andere Stellen des Detektors ausgelesen als zunächst vorgesehen.

Um zu überprüfen, ob dies zu einer verringerten Triggerrate und somit auch zu einer niedrigeren Teilchennachweiswahrscheinlichkeit führt, wurde ein Satz von Monte Carlo-Daten ausgewertet. Dabei wurde kosmische Myonen simuliert und sowohl mit den Soll-Positionen als auch den Ist-Positionen der TBs auf die Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht, wenn eine Spur in den RPCs zu sehen ist. Als Kriterium für eine RPC-Spur wurde zunächst eine Vorauswahl an Ereignissen getroffen, in denen in beiden Projektionen mindestens zwei Einträge in den RPCs waren. Das zunächst erstaunliche Ergebnis dieser Analyse war, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit mit den TBs in der Soll-Position gleich der Nachweiswahrscheinlichkeit mit den TBs in der Ist-Position ist. Und zwar wurden in beiden Fällen $94,6 \pm 1,1\%$ aller Ereignisse mit RPC-Spur getriggert. Die verbleibenden $5,4\%$ der Ereignisse sind entweder Spuren mit einem großen Winkel zur z -Achse, die ohnehin keine der Driftröhren treffen, oder Spuren, die eine einzelne Triggerlage von Station A oder B im ersten Magnetarm getroffen haben, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist. In einem nächsten Schritt wurde geprüft, ob die getriggerten Ereignisse auch für eine weitere Spurrekonstruktion brauchbar sind. Das Kriterium dafür ist, dass mindestens vier Driftröhren in einer PT-Doppelwand getroffen wurden, was die Mindestanzahl an Treffern ist, die für eine Spurrekonstruktion ge-

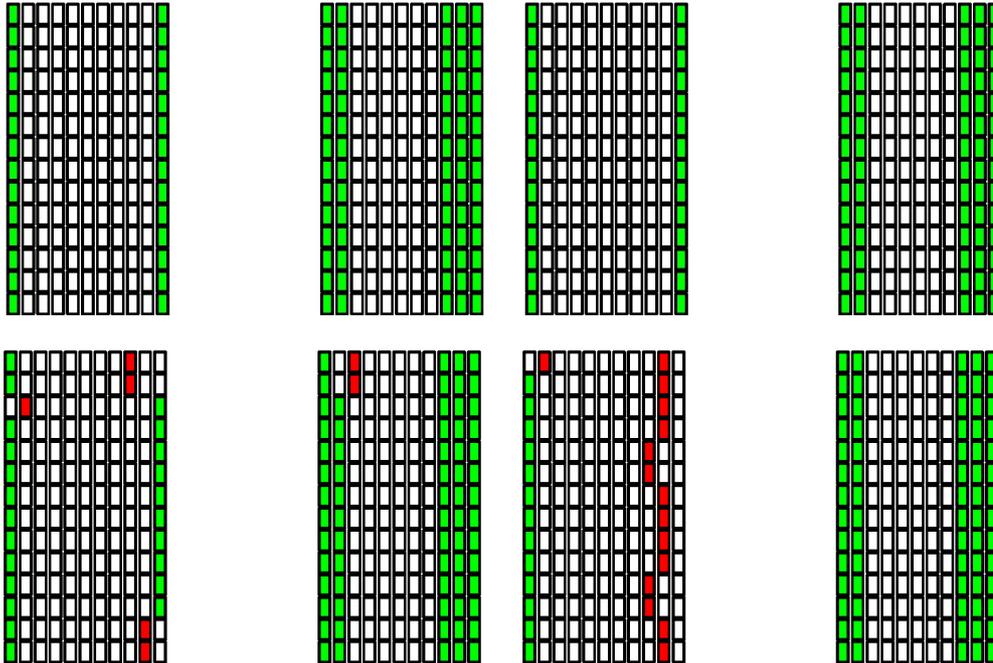


Abbildung 4.2: Vergleich der Soll- und Ist-Positionen der TBs. Der Blick richtet sich von der Korridorseite auf den Detektor. Oben sind die Soll-Positionen der TBs und unten die tatsächlichen Positionen gezeigt. Die rot markierten TBs befinden sich an einer falschen Position.

braucht werden. Diese PT-Mehrfachtrefferrate beträgt für beide Konfigurationen an TB-Positionen 98,9 %. Die tatsächliche Rate der rekonstruierbaren Spuren ist etwas niedriger.

4.2 Inbetriebnahme des Detektors

April 2007

Im Frühjahr dieses Jahres wurde erstmals das Konzept einer Gesamtauslese für den PT des ersten Supermoduls, wenn mindestens eine der drei Triggerstationen ein Signal gibt, ausprobiert. Mit dieser Konfiguration wird eine höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen erzielt. Mit dem neuen Konzept können somit auch Myonen rekonstruiert werden, die lediglich durch die zweite und dritte PT-Wand geflogen sind, was zur Folge hat, dass zwar Station A ein Triggersignal liefert, Station B jedoch nicht. Mit der neuen Auslese kann somit die Analyse von kosmischen Myonen deutlich verbessert werden, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist.

Im Frühjahr konnten deutlich weniger Spuren rekonstruiert werden als erwartet. Dafür gab es mehrere Gründe:

1. Es gab eine um etwa den Faktor drei erhöhte Datenmenge aufgrund des neuen Triggerkonzepts, die die DAQ zu bewältigen hatte.

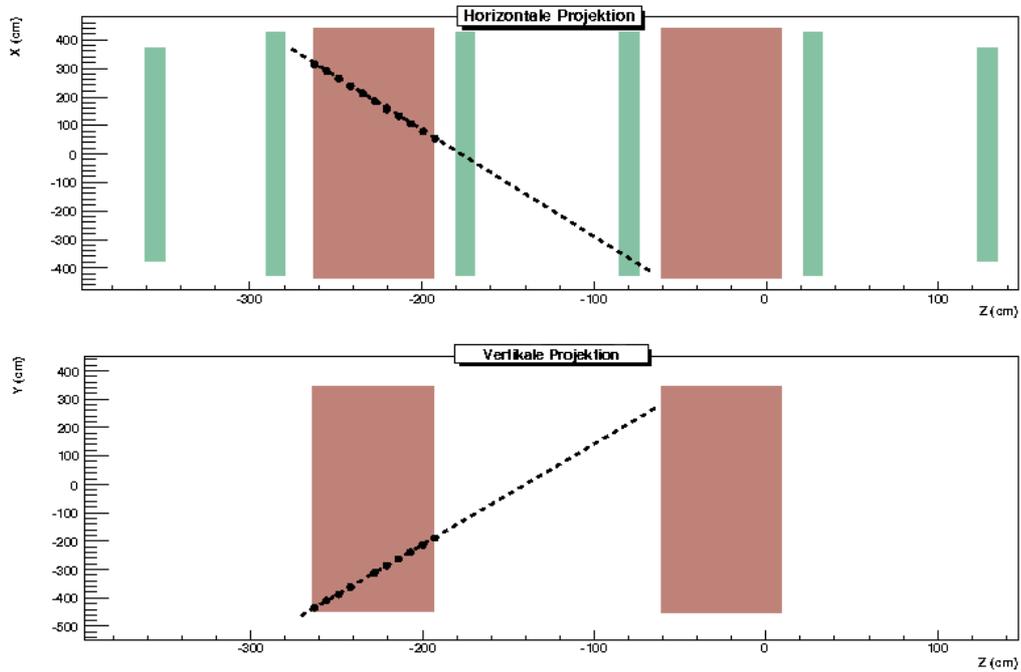


Abbildung 4.3: Beispiereignis für eine Myonspur, die nicht vom Trigger erfasst wird. Sowohl in Triggerstation A als auch in Triggerstation B wurde nur eine Triggerlage getroffen, so dass die Triggerbedingung nicht erfüllt ist und kein Triggersignal gesendet wird.

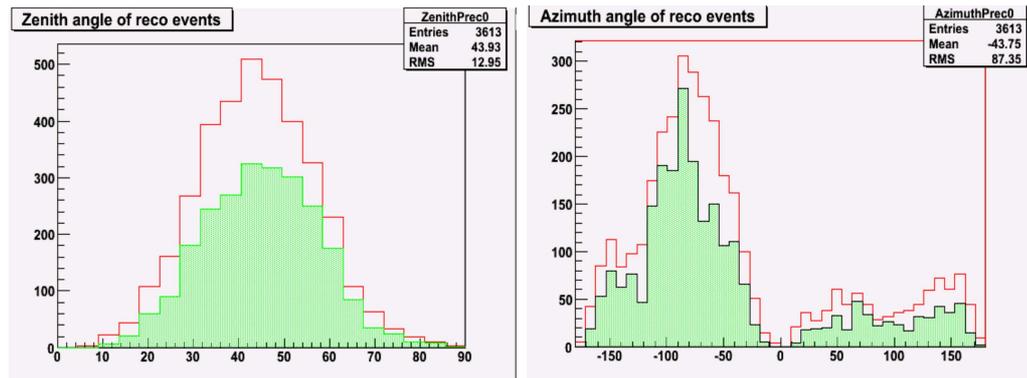


Abbildung 4.4: Mit Monte Carlo-Daten simulierte Winkelverteilungen der rekonstruierbaren Ereignisse unter der Annahme, dass mindestens zwei PT-Wände für eine mögliche Rekonstruktion getroffen sein müssen. Dabei beschreibt die grüne Fläche die Zahl der rekonstruierbaren Ereignisse mit dem alten Triggerkonzept und die rote Kurve die Zahl der rekonstruierbaren Spuren mit dem neuen Triggerkonzept. Links ist die Zenit- und rechts die Azimutwinkelverteilung gezeigt [44].

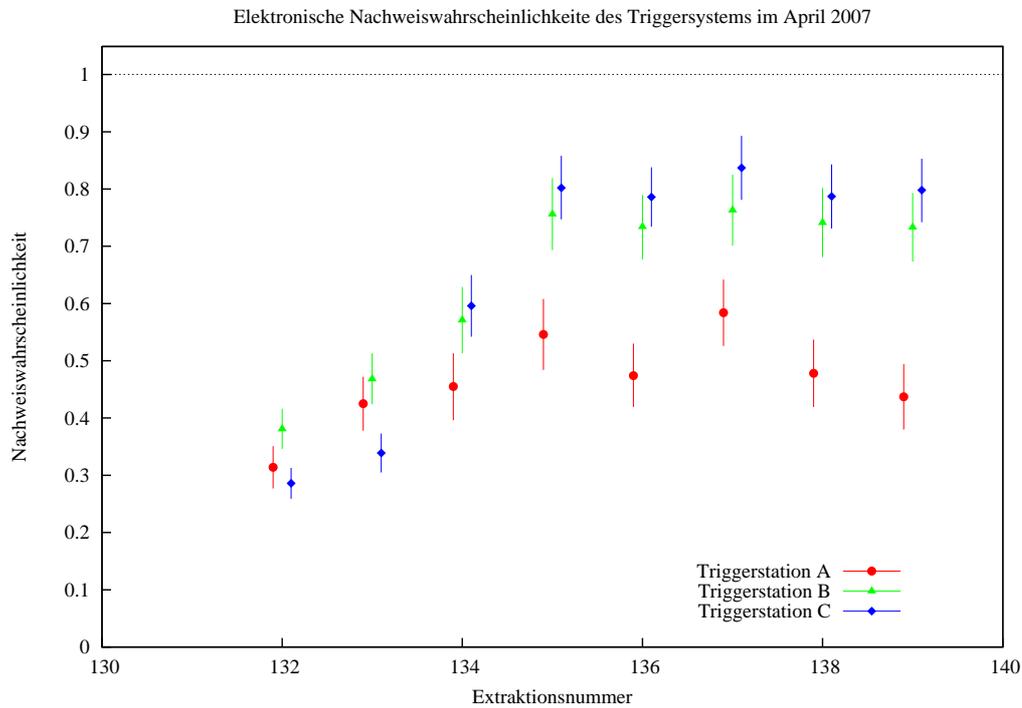


Abbildung 4.5: Elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Datenextraktionen im April. Die Werte liegen deutlich unter dem Sollwert 1.

- Es wurden tagsüber Daten mit eingeschaltetem Magneten genommen. Dies führte zu einem erheblichen Rauschen in den beiden PT-Wänden, die sich zwischen den beiden Magnetarmen befinden, was die Datenmenge erhöhte, so dass die DAQ häufig zusammenbrach. Das Problem wurde dann provisorisch so behandelt, dass zumindest ein stabiler Betrieb der DAQ ermöglicht wurde, indem die Triggerlogik für jede Triggerstation auf eine 3 aus 3-Majorität geändert wurde. Somit konnte die Triggerrate von über 50 Hz auf etwa 5 Hz begrenzt werden, was die Funktionalität der DAQ wieder hergestellt hat. Dennoch sind die gemessenen Triggerraten zu hoch. Bei einer 2 aus 3-Majorität für jede Triggerstation bei einem Gate von 115 ns und einer unkorrelierten Rauschrate von 1 kHz für jede RPC-Lage wird lediglich eine Triggerrate von

$$R_{2/3} = 1 \text{ kHz} \cdot 1 \text{ kHz} \cdot 115 \text{ ns} \cdot 6 = 0,69 \text{ Hz}$$

erwartet. Für eine 3 aus 3-Majorität reduziert sich der Wert sogar auf

$$R_{3/3} = 0,69 \text{ Hz} \cdot 1 \text{ kHz} \cdot 115 \text{ ns} \cdot 3/6 = 0,04 \text{ mHz}.$$

Es handelt sich hierbei um binomialverteilte Wahrscheinlichkeiten mit der Grundwahrscheinlichkeit $p = 1 \text{ kHz} \cdot 115 \text{ ns} = 1,15 \cdot 10^{-4}$. Diese ist so gering, dass in guter Näherung die Gegenwahrscheinlichkeit $q = 1 - p \approx 1$ gesetzt werden kann. Hieraus ergeben sich die obigen Raten, wobei der letzte Faktor

Tabelle 4.1: Nachweiswahrscheinlichkeiten und Signalaraten der einzelnen Triggerstationen in Abhängigkeit von der TB-Schwelle.

TB-Schwelle	A	B	C	Gesamt	Rate
10,0 mV	94,2 %	99,6 %	100,0 %	96,6 %	15,4 Hz
12,5 mV	90,9 %	99,3 %	98,7 %	94,3 %	10,5 Hz
15,0 mV	90,8 %	99,8 %	99,9 %	95,0 %	5,2 Hz
20,0 mV	92,4 %	99,6 %	100,0 %	95,7 %	4,1 Hz

der zur jeweiligen Triggerlogik gehörige kombinatorische Faktor ist. Da die tatsächlich gemessenen Raten deutlich größer sind, liegt die Vermutung nahe, dass es entweder ein Problem mit der Ausleseelektronik der RPCs oder bei der weiteren Signalverarbeitung und Majoritätsbildung gibt.

- Es stellte sich heraus, dass bei einigen TBs die Schwellen falsch oder gar nicht gesetzt waren. Dies erhöhte die Raten in den TBs bis in den kHz-Bereich, was zu der viel zu hohen Triggerrate führte. Dies wiederum hatte zur Folge, dass weniger Ereignisse mit Myonspuren in den Driftröhren erkannt wurden, da durch die hohe Raten der TBs die Ereignisse mit einer echten Teilchenspür nicht ausgelesen werden konnten, weil die Elektronik bereits mit Rauschsignalen blockiert war. Dies führte dazu, dass die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems bis unter 50 % absank, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist.

Juli 2007

Bis zum Juli konnten die Probleme mit den TB-Schwellen behoben werden und es wurde eine zweiwöchige Datennahme unternommen, um das Triggersystem mit verschiedenen TB-Schwellen zu testen. Diese wurden von 10 mV bis 20 mV variiert und die Auswirkungen analysiert. Die wichtigsten Ergebnisse dieses Testlaufs sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Es fallen mehrere Dinge auf. Zunächst ist zu sehen, dass sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der TB-Schwelle kaum ändern. Allerdings verringert sich die Triggerrate erwartungsgemäß bei der Wahl einer höheren Schwelle, da es dann weniger Rauschsignale gibt. Prinzipiell ist also eine höhere Schwelle zu wählen. Um die Genauigkeit der Zeitmessung zu optimieren, dürfen die Schwellen aber nicht zu hoch gewählt werden. Die Standardeinstellung von 15 mV entspricht diesen Anforderungen. Weiter ist festzustellen, dass die Triggerstationen B und C im Rahmen der Fehler die volle Nachweiswahrscheinlichkeit zeigen, während es bei Station A noch Probleme gab. Dies wird deutlicher, wenn die in Abbildung 4.6 dargestellte Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Winkel zur z -Achse des Detektors betrachtet wird. Für steil einfallende Myonen sendet Triggerstation A deutlich weniger Triggersignale als sie müsste.

Der Winkel wurde mittels eines linearen Fits aus den RPC-Daten in jeder Projektion berechnet, siehe Anhang A. Durch die Annahme der Linearität wird

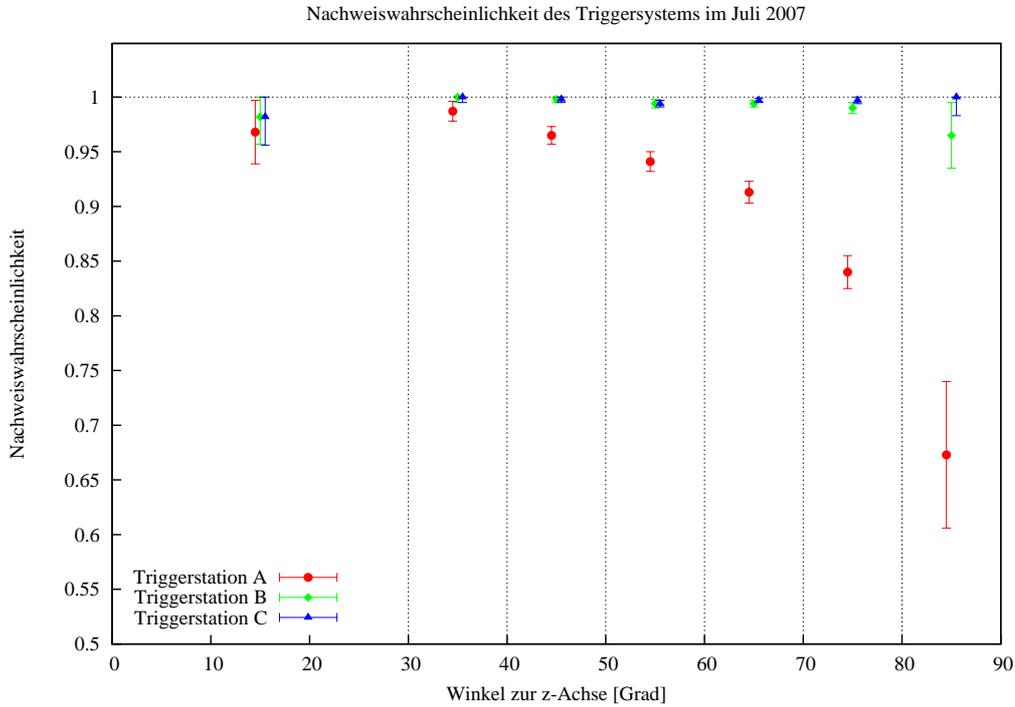


Abbildung 4.6: Nachweiswahrscheinlichkeit der Triggerstationen in Abhängigkeit vom Winkel der Myonspur zur z -Achse.

zwar einen Fehler in der Winkelbestimmung gemacht, der sowohl vom Impuls des Myons als auch dessen Flugstrecke durch den Magneten abhängt, jedoch lässt sich dieser Fehler mit der Näherungsformel $\Theta \approx eB_y l_{xz}/p$ abschätzen, wobei e die Elementarladung, $B_y = 1,55$ T das Magnetfeld und l_{xz} die Flugstrecke des Myons durch den Magneten in der xz -Projektion ist. Für Myonen mit einem Impuls von 10 GeV, die unter einem Winkel von 45° auf den Detektor treffen, ergibt sich ein Fehler von etwa $1,4^\circ$ in der Winkelbestimmung durch den linearen Fit, dies reicht für eine grobe Abschätzung der Winkelverteilung aus. Außerdem wirkt sich der Fehler auf den Winkel des Teilchens vor und nach Durchqueren eines Magnetarms genau mit umgekehrten Vorzeichen auf den tatsächlichen Winkel aus, so dass die gemachte Näherung legitim ist.

Wie ist nun das Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit für große Winkel zu erklären? Mit Hilfe von Monte Carlo-Daten lässt sich berechnen, dass sich ein solches Verhalten genau dann zeigt, wenn angenommen wird, dass einige TBs keine Signale liefern. Werden lediglich die bekanntermaßen problematischen TBs für die Analyse herangezogen, so lässt sich die geringe Nachweiswahrscheinlichkeit nur teilweise simulieren. Wird jedoch von einem weiteren zumindest teilweise nicht intaktem TB ausgegangen, so ist die Winkelverteilung gut reproduzierbar, wie in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Außerdem ist schematisch dargestellt, welche Bereiche durch die defekten TBs für das Triggersystem ineffektiv sind.

Es bleibt also das Fazit, dass zwar das Triggersystem immer noch nicht perfekt arbeitet, die Fehler sind jedoch bekannt und können nun sukzessive behoben

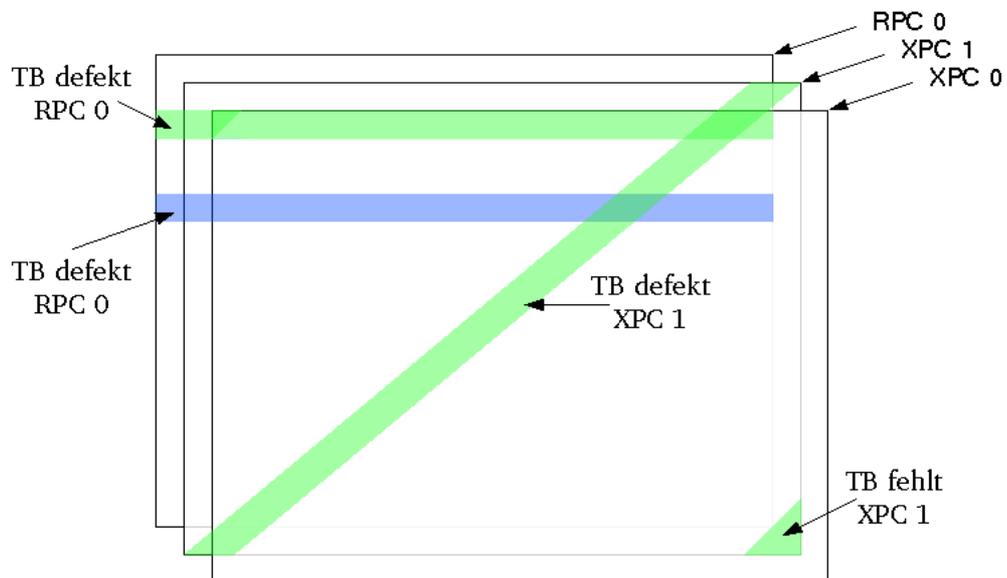
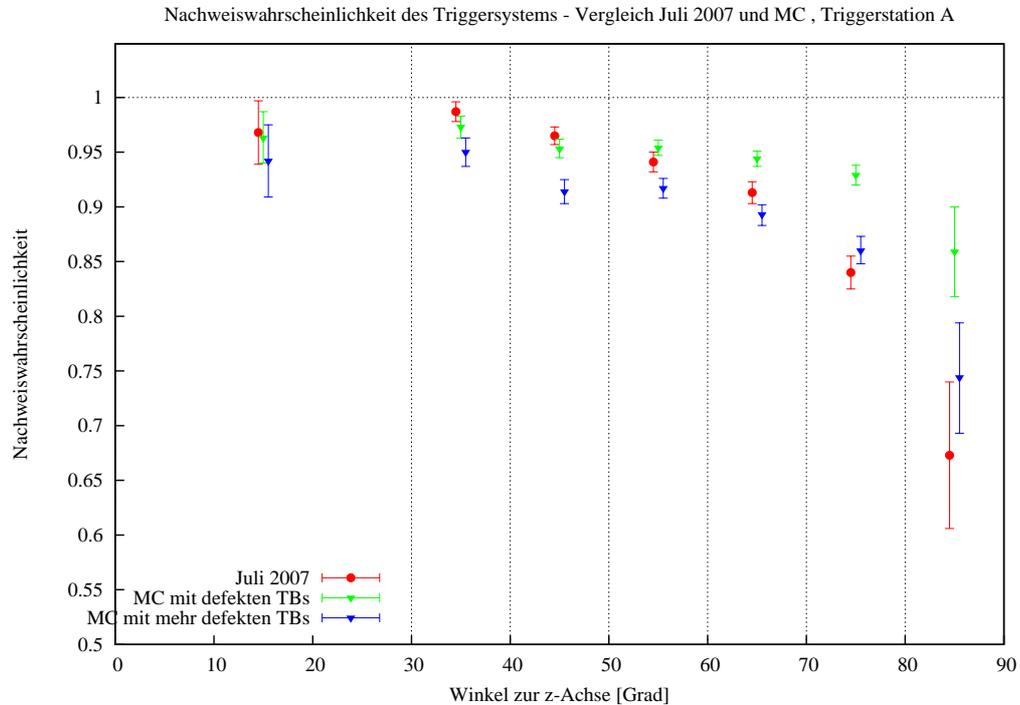


Abbildung 4.7: Oben: Nachweiswahrscheinlichkeit von Triggerstation A in Abhängigkeit vom Winkel der Myonspur zur z -Achse mit realen sowie Monte Carlo-Daten. Die Farbe grün (Raute) wurde für die Auswertung mit den bekanntermaßen defekten TBs verwendet und die Farbe blau (Dreieck) für den Fall, dass ein weiteres TB defekt ist. Unten: Veranschaulichung der ineffizienten Flächen aufgrund defekter TBs.

werden. Der nächste interessante Punkt ist, zu untersuchen, wie sich die Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems bei einer längeren Datennahme, bei der der gesamte Detektor in Betrieb ist, verhält. Insbesondere interessiert, ob alle Ereignisse von Neutrinos des CNGS-Strahls getriggert werden. Diese Aspekte konnten dann im Herbst dieses Jahres getestet werden.

September 2007

Im September 2007 wurden weitere Daten genommen, und zwar erstmals mit den komplett installierten Myonspektrometern von beiden Supermodulen. Vom 28. September bis zum 22. Oktober wurde dann noch zusätzlich der CNGS-Strahl testweise in Betrieb genommen, so dass schließlich erste Ereignisse mit Strahlneutrinos im OPERA-Detektor nachgewiesen werden konnten. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für den gesamten Zeitraum sind in Abbildung 4.8 zu sehen. Die vorübergehenden Einbrüche der Nachweiswahrscheinlichkeit sind hauptsächlich auf Kommissionsarbeiten zurückzuführen, die in der jetzigen Phase des Experiments natürlich häufig durchgeführt werden müssen. Es bleibt aber festzuhalten, dass das Triggersystem stabil und zuverlässig läuft. Insbesondere funktioniert das System für Strahlereignisse ohne Verluste, was letztlich das Wichtigste ist. Um dies zu belegen, wurde die Nachweiswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit vom Winkel zur z -Achse für alle Daten bestimmt, was in Abbildung 4.9 zu sehen ist. Außerdem wurden noch Ereignisse untersucht, die ausschließlich in das Zeitfenster der Neutrinostrahlextraktionen vom CERN passen. Dabei wurden 243 von 247 Ereignissen korrekt getriggert. Die vier nicht getriggerten Ereignisse gehen auf defekte TBs in Station F zurück. Dies stellt aber kein Problem dar, da es sich unmöglich um Strahlneutrinoereignisse im Target gehandelt haben kann, wenn lediglich Triggerstation F ein Signal gibt, da dafür alle vorherigen fünf Stationen ausgefallen sein müssten. Es bleibt also festzuhalten, dass das Triggersystem für Strahlneutrinoereignisse im Target eine hundertprozentige Nachweiswahrscheinlichkeit hat.

Dennoch gibt es einige Ereignisse mit Myonen, die von Strahlneutrinos stammen, in denen keine Daten der Driftröhren aufgenommen wurden. Der Grund dafür ist, dass wegen des erhöhten Rauschverhaltens der Driftröhren zwischen den beiden Magnetarmen in jedem Supermodul die DAQ vorübergehend nicht funktionierte. Mit diesem Problem wird sich im folgenden Kapitel auseinandergesetzt.

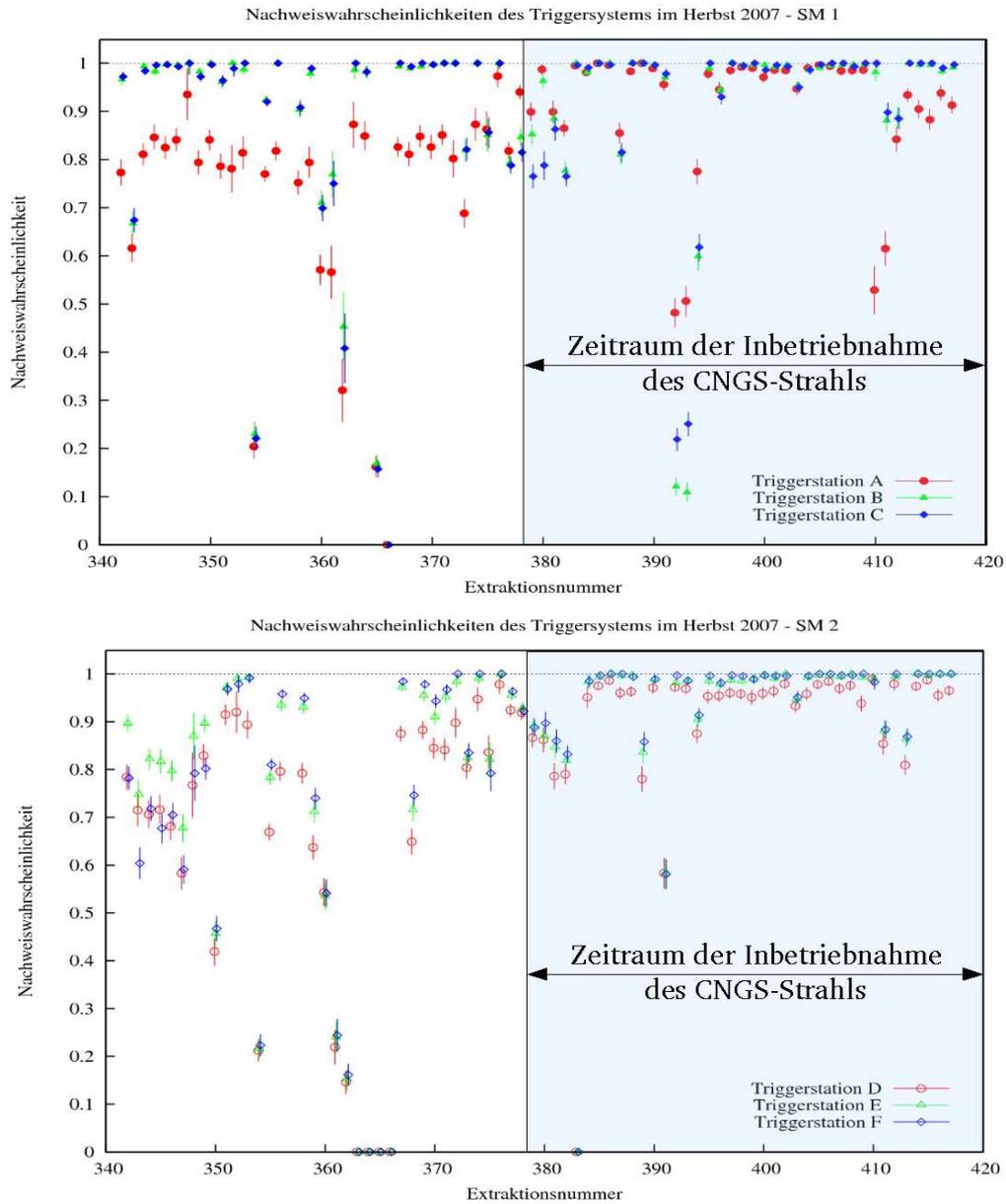


Abbildung 4.8: Nachweiswahrscheinlichkeiten des Triggersystems vor und während der Inbetriebnahme des CNGS-Strahls im Herbst diesen Jahres. Oben sind die Ergebnisse für das erste und unten für das zweite Supermodul dargestellt. Es sind häufig Ineffizienzen zu sehen, da viele Wartungs- und Inbetriebnahmetätigkeiten unternommen wurden.

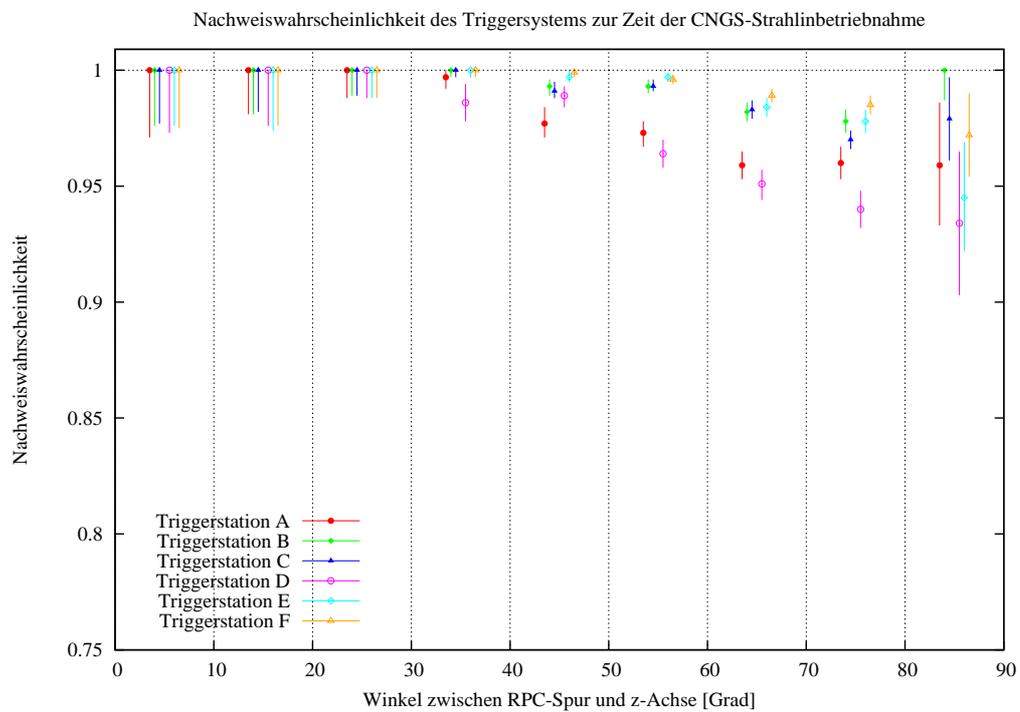


Abbildung 4.9: Winkelverteilung (Winkel zwischen Myonspur und z -Achse) für jede Triggerstation während der Inbetriebnahme des CNGS-Strahls. Spuren mit einem niedrigen Winkel zur z -Achse werden immer getriggert.

Kapitel 5

Analyse des Rauschverhaltens bei eingeschaltetem Magneten

Wie in den vorigen Kapiteln bereits beschrieben, gibt es ein erhöhtes Rauschverhalten in den Driftröhren, sobald der Magnet eingeschaltet ist, d.h. es gibt eine erhöhte Rauschrate in der Elektronik des Precision Rauschrate. Die Analyse der Ursache, Phänomenologie, Auswirkung und mögliche Behebung dieses Effekts ist Thema dieses Kapitels.

5.1 Ursache und Phänomenologie

Bei der Datennahme im April dieses Jahres wurde im Vergleich zu den Testpulsanalysen (siehe Kapitel 3) ein deutlich erhöhtes Rauschverhalten im Precision Tracker festgestellt. Dabei fällt auf, dass die erhöhte Rauschrate immer tagsüber und hauptsächlich in den beiden PT-Wänden zwischen den beiden Magnetarmen auftritt. Beides lässt darauf schließen, dass durch den Betrieb des Magneten, der in diesem Zeitraum immer nur tagsüber lief, unerwünschterweise elektrische Signale in die Auswerteelektronik der Driftröhren eingespeist wurden, Abbildungen 5.1 und 5.2.

Es fallen zwei unterschiedliche Effekte auf. Einerseits ist eine periodische Struktur der rauschenden Röhren zu erkennen, die sich alle 12 Röhren in einer Lage wiederholt. Andererseits ist im jeweils letzten Modul das Rauschen auf alle Röhren ausgeweitet. Der letztere Effekt entsteht durch ein Einstreuen von der Stromversorgung des Magneten, die sich direkt neben den betroffenen Modulen befindet. Dieser Effekt konnte zu einem Großteil durch eine Abschirmung der Elektronik dieser Module mit Kupferfolie behoben werden. Es bleibt also noch die periodische Struktur zu verstehen und den Effekt nach Möglichkeit zu beheben. Auffällig ist, dass immer die erste und die letzte Röhre eines Moduls Rauschverhalten zeigen. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass das Rauschen über die Kabel der Spannungsversorgung eingefangen wird. Dabei ist zu beachten, dass die Hochspannungskabel immer nur an einer Seite des Moduls an die HV-Boards angelötet sind, während die Niederspannung für die elektronischen Bauteile sich serpentinartig durch das Modul bewegt, wie es in Abbildung 5.3 dargestellt ist. Die Rauschsignale scheinen

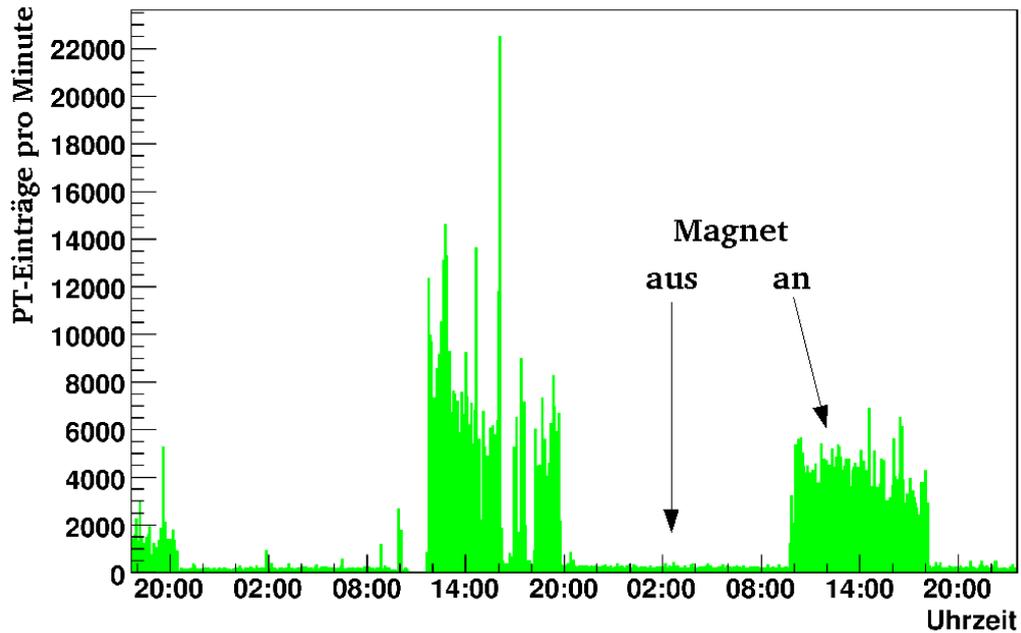


Abbildung 5.1: Zahl der PT-Einträge pro Ereignis während zweier Tage im April. Die Anzahl der Einträge erhöht sich bei laufendem Magneten (tagüber) um ein Vielfaches.

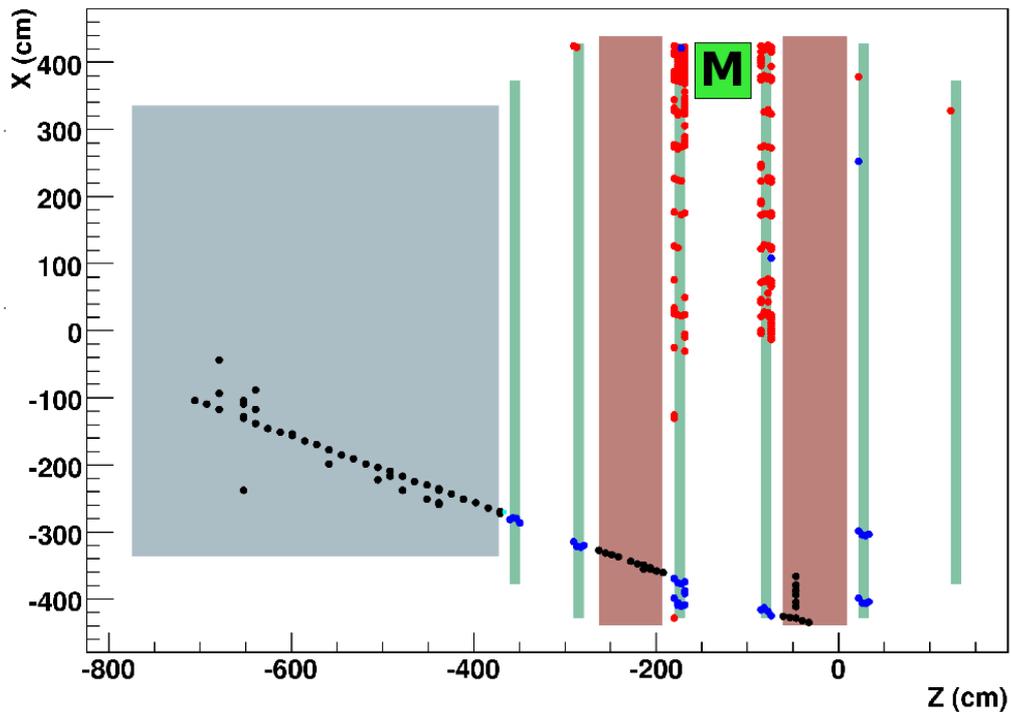


Abbildung 5.2: Beispielereignis bei eingeschaltetem Magneten. Zusätzlich zur Teilchenspur sind auch sehr viele Rauschereignisse in den beiden mittleren PT-Wänden zu sehen. Die Module nahe an der Stromversorgung des Magneten (durch das grüne Quadrat mit dem „M“ gekennzeichnet) rauschen nahezu komplett.

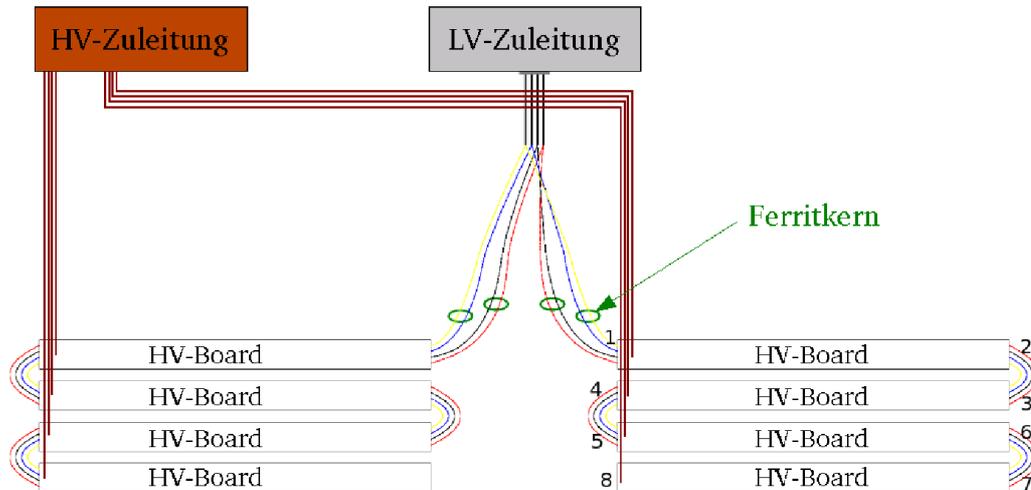


Abbildung 5.3: Schema der Spannungsversorgung von zwei benachbarten Modulen, die grünen Kreise sollen die Ferritkerne darstellen, die versuchsweise eingebaut wurden, um die störenden Hochfrequenzsignale herauszufiltern.

also durch diese Versorgungskabel aufgefangen zu werden. Dabei handelt sich um hochfrequente Signale bis weit in den MHz-Bereich hinein, die wahrscheinlich mit der Umschaltfrequenz der Magnetstromversorgung von etwa 50 kHz korrelieren. Die Rauschsignale scheinen sich durch die Luft via elektromagnetischer Wellen zu übertragen.

5.2 Auswirkungen auf die Datenqualität

Am gravierendsten wirkt sich das Rauschen auf die DAQ aus. Es entstehen zu große Datenmengen, die nicht schnell genug verarbeitet werden können. Damit kommt es zu einer Überlastung der Zwischenspeicher (FIFOs)¹ und die DAQ für den Precision Tracker schaltet sich ab. Durch diesen Effekt gibt es Zeiträume, in denen keine Daten vom Precision Tracker gespeichert werden. Während der CNGS-Strahlinbetriebnahme im Herbst betrug der gesamte Zeitraum, in dem die DAQ nicht funktionierte bzw. abgeschaltet war, ziemlich genau drei Tage, wie in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Das entspricht einer Ineffektivität von 13,5 %. Dies übersteigt deutlich die Ineffektivitäten, die in den vorigen Kapiteln besprochen wurden. Hinzu kommt, dass die Elektronik der rauschenden Kanäle blockiert ist, falls tatsächlich ein Teilchen eine zugehörige Driftröhre durchquert. In Abbildung 5.4 ist zu sehen, dass jeweils der erste Kanal eines Moduls bei etwa 12 % aller Ereignisse rauscht. Damit erhalten wir eine Ineffizienz dieser Röhren von nahezu 6 %, denn bei etwa der Hälfte der Ereignisse mit Teilchendurchgang erreicht das Signal von den Driftröhren die Auswerteelektronik vor dem Rauschsignal. Für eine Einzelröhre würde sich dieser Effekt kaum auf die Spurnachweiswahrscheinlichkeit auswirken. Da es sich aber um korreliertes Rauschen handelt, bedeutet dies eine

¹FIFO: **F**irst **I**n **F**irst **O**ut

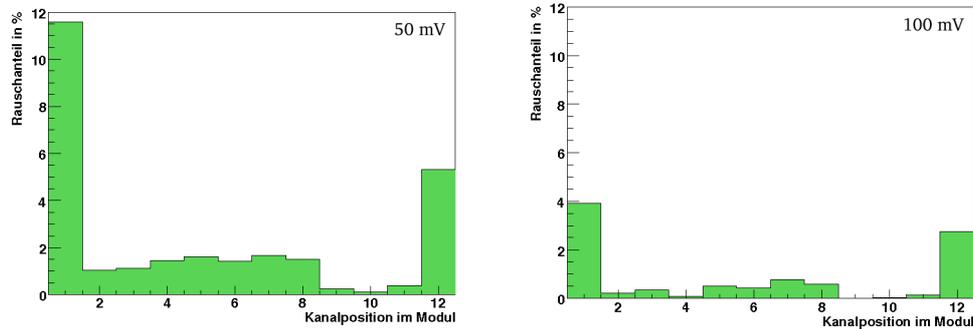


Abbildung 5.4: Anteil der Ereignisse mit Rauschen an allen getriggerten Ereignissen. Es wurde über alle Module und Lagen der PT-Wände zwischen den Magnetarmen gemittelt. Links ist Rauschverhalten bei 50 mV Diskriminatorschwelle und rechts bei 100 mV gezeigt.

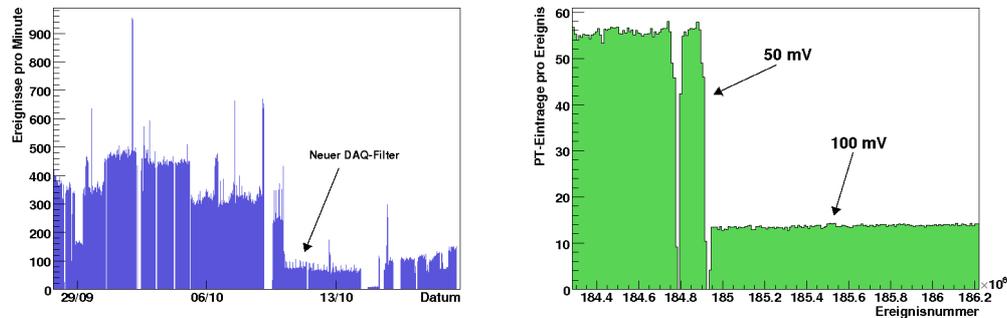


Abbildung 5.5: Links: Zahl der Ereignisse pro Minute mit PT-Einträgen. Es gibt mehrere Zeitabschnitte, indem die DAQ nicht funktionierte. Außerdem wurde am 10. Oktober als neue Filterbedingung eingeführt, dass es mindestens fünf Einträge mit Signalweite *large* geben muss, was die Zahl der Ereignisse um einen Faktor drei reduziert. Rechts: Mittlere Zahl der Röhren mit Einträgen pro Ereignis bevor und nachdem die Schwellen auf 100 mV gesetzt wurden. Es wurde jeweils über 1000 Ereignisse gemittelt. Die Datenmenge wird durch die höheren Schwellen um einen Faktor fünf bis sechs reduziert.

zusätzliche Ineffizienz für die Spurnachweiswahrscheinlichkeit von 1,1 %, wenn das Rauschverhalten der anderen Kanäle noch berücksichtigt wird. Insbesondere gilt dies auch für Myonen aus Strahlereignissen, weil die rauschenden Röhren in Strahlrichtung weitestgehend hintereinander liegen.

5.3 Lösungsansätze

Der wichtigste Punkt ist ein stabiler Betrieb der DAQ. Deshalb wurde ein Filter implementiert, der nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen mindestens fünf Kanäle des Precision Tracker die Signalweite *large* haben. Somit konnte die Datenrate auf etwa ein Drittel abgesenkt werden, siehe Abbildung 5.5. Weiter wurde versucht, die Rauschereignisse durch einen Tiefpass herauszufiltern. Dies wurde testweise mit der Installation von Ferritkernen versucht, welche in die LV-Zuleitung direkt vor den Modulen eingebaut wurden, was in Abbildung 5.3 durch die grünen Ringe

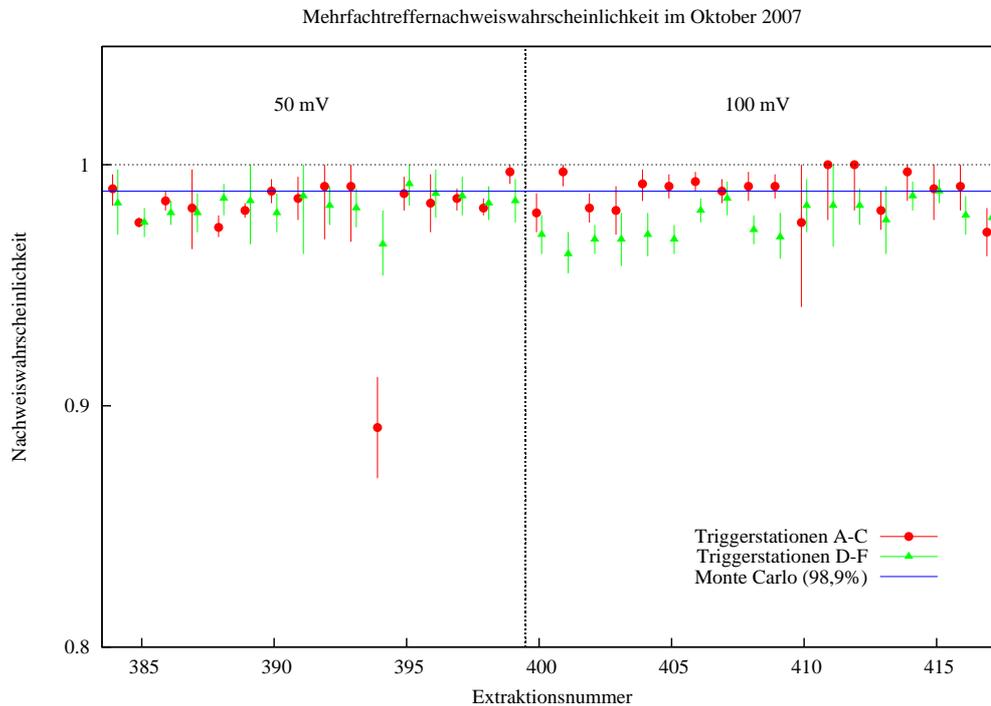


Abbildung 5.6: Mehrfachtreffernachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Diskriminatorschwelle während der Datennahme im Herbst. Diese stimmt ungefähr mit der aus Monte Carlo-Daten erhaltenen Nachweiswahrscheinlichkeit überein.

symbolisiert wird. Jedoch konnte keine signifikante Verbesserung des Rauschverhaltens beobachtet werden. Deshalb wurden schließlich am 10. Oktober die Diskriminatorschwellen auf den Vorverstärkerplatinen von 50 auf 100 mV hochgesetzt. Dies hatte eine deutliche Reduzierung der eingefangenen Rauschsignale zur Folge. Die anfallende Gesamtdatenmenge reduzierte sich somit weiter um einen Faktor fünf bis sechs, so dass nun ein stabiler Betrieb der DAQ garantiert war. Die nach dem 10. Oktober in Abbildung 5.5 zu sehenden Unterbrechungen ergaben sich aufgrund von Instandhaltungsmaßnahmen und Testläufen der neuen Einstellungen. Auch die Auswirkungen auf die Effizienz der Driftröhren sind positiv. So hat sich die mittlere Zahl der angesprochenen Röhren pro Ereignis von etwa 16 auf ungefähr 3 abgesenkt (vergleiche Abbildung 5.5). Damit hat sich die Zahl der Ereignisse mit Rauschverhalten in den jeweils ersten Röhren eines Moduls auf 4 % verringert wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist. Die Ineffizienz für die Spurnachweiswahrscheinlichkeit durch das Rauschen reduziert sich damit auf 0,4 %.

Eine Analyse der Mehrfachtreffernachweiswahrscheinlichkeit zeigt durch die höher gewählte Schwelle keine großen Abweichungen. Es könnte aber sein, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit im zweiten Supermodul leicht abgesunken ist, wie in Abbildung 5.6 zu sehen ist. Um eine endgültige Aussage zu treffen, reicht die Gesamtzahl der Ereignisse jedoch nicht aus. Ein geringes Absinken dieser Nachweiswahrscheinlichkeit passen gut zu Messungen am Teststand in Hamburg, die eine Verschlechterung der Ortsauflösung mit steigender Schwelle belegen [42].

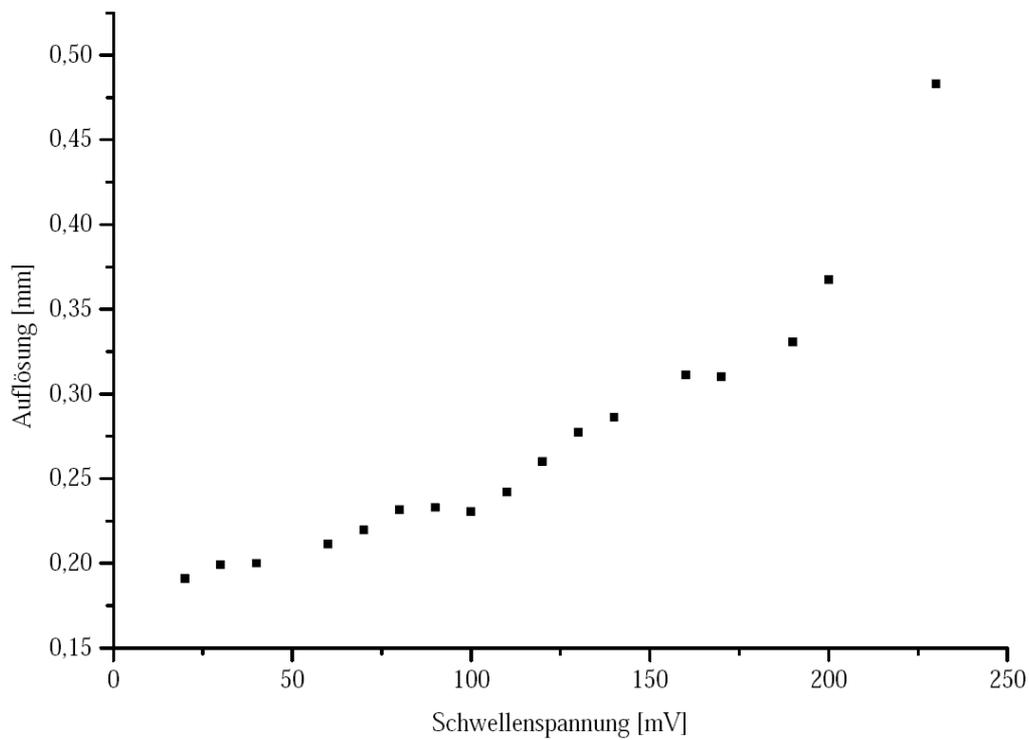


Abbildung 5.7: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der gewählten Spannung für die Diskriminatorschwelle [45].

Je näher das Myon am Draht in den Driftröhren vorbeifliegt, desto geringer ist die Gasverstärkung. Dies führt zu einem schwächerem Signal. Bei Erhöhung der Schwelle steigt damit auch der Mindestabstand für nachweisbare Spuren, was zur Verschlechterung der Ortsauflösung führt. Dies kann teilweise kompensiert werden, indem am ANodendraht anliegende Hochspannung entsprechend höher gewählt wird, aber auch hier sinkt die Spureffizienz bei zu hohen Werten wieder, da dann vermehrt Übersprechen auftritt, was wiederum zu einer schlechteren Ortsauflösung führt. Die Abhängigkeiten der Ortsauflösung von den gewählten Parametern sind in den Abbildung 5.7 und 5.8 gezeigt.

Nach Ablauf der Inbetriebnahmephase des CNGS-Strahls wurden Tests mit einer verbesserten Abschirmung der Elektronik einzelner Module der PT-Wände zwischen den beiden Magnetarmen durchgeführt. Es zeigt sich eine deutlich verminderte Rauschrate. Durch eine Abschirmung aller Module lässt sich also eventuell eine Lösung des Problems erzielen. Der tatsächliche Erfolg muss durch weitere Tests noch bestätigt werden.

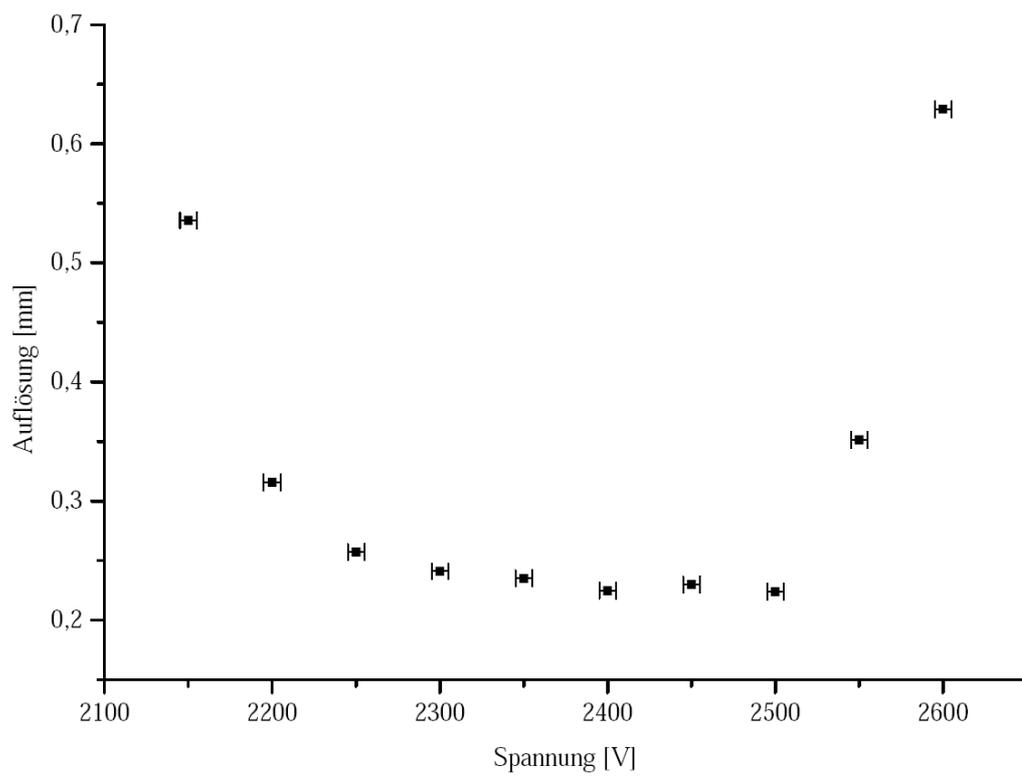


Abbildung 5.8: Ortsauflösung in Abhängigkeit von der am Anodendraht anliegenden Spannung [45].

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Mit der Inbetriebnahme des gesamten OPERA-Detektors wurde ein wichtiger Schritt unternommen, um die Eigenschaften der Neutrinos zu untersuchen. Ziel von OPERA ist es, den Nachweis zu erbringen, dass Myonneutrinos in Tauonneutrinos oszillieren, indem letztere über die bei $CC-\nu_\tau$ -Wechselwirkungen entstehenden Tauonen nachgewiesen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Funktionalität des Precision Trackers (PT) während der Inbetriebnahme des OPERA-Detektors untersucht. Der Precision Tracker ist Teil des OPERA-Myonspektrometers und soll eine Rekonstruktion von Myonspuren mit hoher Genauigkeit liefern. Um dieses Ziel zu erreichen, ist eine möglichst gute Funktionalität dieses Detektorteils essentiell. Untersuchungen mit dem Testpulssystem des Precision Trackers ergaben, dass momentan 99 % aller Driftröhren störungsfrei funktionieren. Bei einer genauen Analyse des Übersprechverhaltens ergibt sich schließlich eine über den gesamten Detektor gemittelte Ineffizienz von etwa 0,5 %. Weil diese Ineffizienz nicht korreliert und über den Detektor verteilt auftritt, hat dies nahezu keinen negativen Einfluss auf die Qualität der Spurrekonstruktion. Vielmehr ist eine Verbesserung der Ortsauflösung erreicht worden, da mit Hilfe der Testpulse die Signallaufzeiten für jeden einzelnen Kanal auf etwa 1 ns genau vermessen werden konnten, was zu einer genaueren Driftzeitmessung führt.

Weiter konnte während der Inbetriebnahme des Detektors in diesem Jahr die Nachweiswahrscheinlichkeit des gesamten Precision Tracker-Systems erheblich gesteigert werden. So ist es gelungen, die im April beobachtete Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems von unter 50 % durch eine systematische Analyse und der anschließenden Behebung der Fehler auf über 90 % zu erhöhen. Damit wird nahezu der aus Monte Carlo-Simulationen erhaltene maximal mögliche Wert von 94,6 % für kosmische Myonen erreicht. Desweiteren wurde während der erstmaligen Datennahme mit komplett funktionsfähigem Detektor festgestellt, dass für Myonspuren, die einen Winkel zur Strahlachse von weniger als 30° aufweisen, die elektronische Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggersystems 100 % beträgt. Insbesondere konnten die Myonspuren für alle Neutrinowechselwirkungen im Target rekonstruiert werden.

Ein weiteres Problem war, dass durch die Stromversorgung des Magneten Rauschen in einem Großteil der Kanäle der PT-Wände zwischen den Magnetarmen induziert wurde. Dies führte zu einer so großen Datenmenge, dass die Datenakquisition zeitweise überlastet war und sich abschaltete. Dieses Problem konnte schließlich behoben werden, indem die Diskriminatorschwelle der Driftröhren von 50 auf 100 mV erhöht wurde und zusätzlich eine neue Filterbedingung in die Datenakquisition eingebunden wurde, wodurch sich die anfallende Datenmenge durch Rauschen auf etwa 6% des vorherigen Wertes reduzierte. Das Erhöhen der Schwelle führte außerdem dazu, dass die durch das Rauschen hervorgerufene elektronische Ineffizienz der Spurnachweisbarkeit des Precision Trackers von 1,1 % auf 0,4 % verringert werden konnte. Allerdings bewirkt die Erhöhung der Schwelle auch eine leichte Minderung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Driftröhrentreffern, was wiederum negative Auswirkungen auf die Spurnachweiswahrscheinlichkeit hat. Nach dem Ende der Datennahmephase mit laufendem Neutrinostrahl wurden deshalb die vom Rauschen betroffenen PT-Wände zusätzlich abgeschirmt, was ersten Probeläufen zufolge eine drastische Verringerung der Rauschrate bewirkte. Ein ausführlicher Test mit anschließender Datennahme muss aber noch erfolgen.

Für die Zukunft wäre eine automatisierte Einbindung der hier gemachten Fehleranalysen wünschenswert, um so schnell und effektiv Fehler finden und beheben zu können. Falls sich für die Beibehaltung der Schwelle von 100 mV, müssen Messungen vom Teststand analysiert werden. Insbesondere ist zu analysieren, ob die Beschränkung auf Treffer mit großer Signalweite auch für die neue Schwelleneinstellung gerechtfertigt ist. Es kann aber abschließend gesagt werden, dass die Ursachen der Ineffizienz des Precision Trackers gut verstanden und ein Großteil von ihnen behoben werden konnte, so dass eine stabile Datennahme mit hoher Impulsauflösung und hinreichend großer Spurnachweiswahrscheinlichkeit gesichert ist.

Anhang A

Bestimmung des Winkels der Myonspuren

In diesem Abschnitt wird die Methode zur Bestimmung des Winkels von der Myonspur zur z -Achse kurz erläutert. Da die Winkelbestimmung vorwiegend für die Analysen zum Triggersystem des PT benötigt wurde, welches auf die Daten der RPCs zurückgreift, liegt es nahe den Winkel durch die Informationen aus den RPCs zu bestimmen. Dabei lässt sich der Winkel der Myonspuren zur z -Achse nicht einfach durch eine lineare Regression gewinnen, da es sich nicht zwingend um einen eindeutigen funktionalen Zusammenhang zwischen der z - und der x -Koordinate bzw. y -Koordinate handelt. So kann es beispielsweise mehrere Spuren in einem Ereignis geben oder es gibt Einträge durch Störsignale. Dies kann dazu führen, dass eine lineare Regression eine zum Teil deutlich von der Teilchenspur abweichende Gerade liefert.

Um diesem Problem zu begegnen, wird eine andere Methode zur Winkelbestimmung gewählt. Und zwar werden alle Einträge der RPCs in einem Magnetarm in einer Projektion (xz oder yz) je paarweise betrachtet. Auf diese Weise lässt sich für jedes Paar eine Gerade durch die beiden zugehörigen Orte legen und somit der Winkel zur z -Achse bestimmen. Alle so erhaltenen Winkel werden anschließend mit dem reziproken Abstand der beiden Einträge gewichtet. Diese Gewichtung bezweckt, dass dicht beieinander liegende Punkte bevorzugt werden, da eine Teilchenspur aus vielen solcher dicht nebeneinander liegender Punkte besteht. Damit ergibt sich eine Anhäufung von Einträgen in einem bestimmten Winkelbereich, falls eine Teilchenspur vorliegt. Das Maximum der so bestimmten Verteilung kennzeichnet den gesuchten Winkel.

Den Gesamtwinkel zur z -Achse wird durch Kombination der Winkel aus den beiden Projektionen gewonnen. Es gilt unter Anwendung des Satzes von Pythagoras (siehe Abbildung A.1):

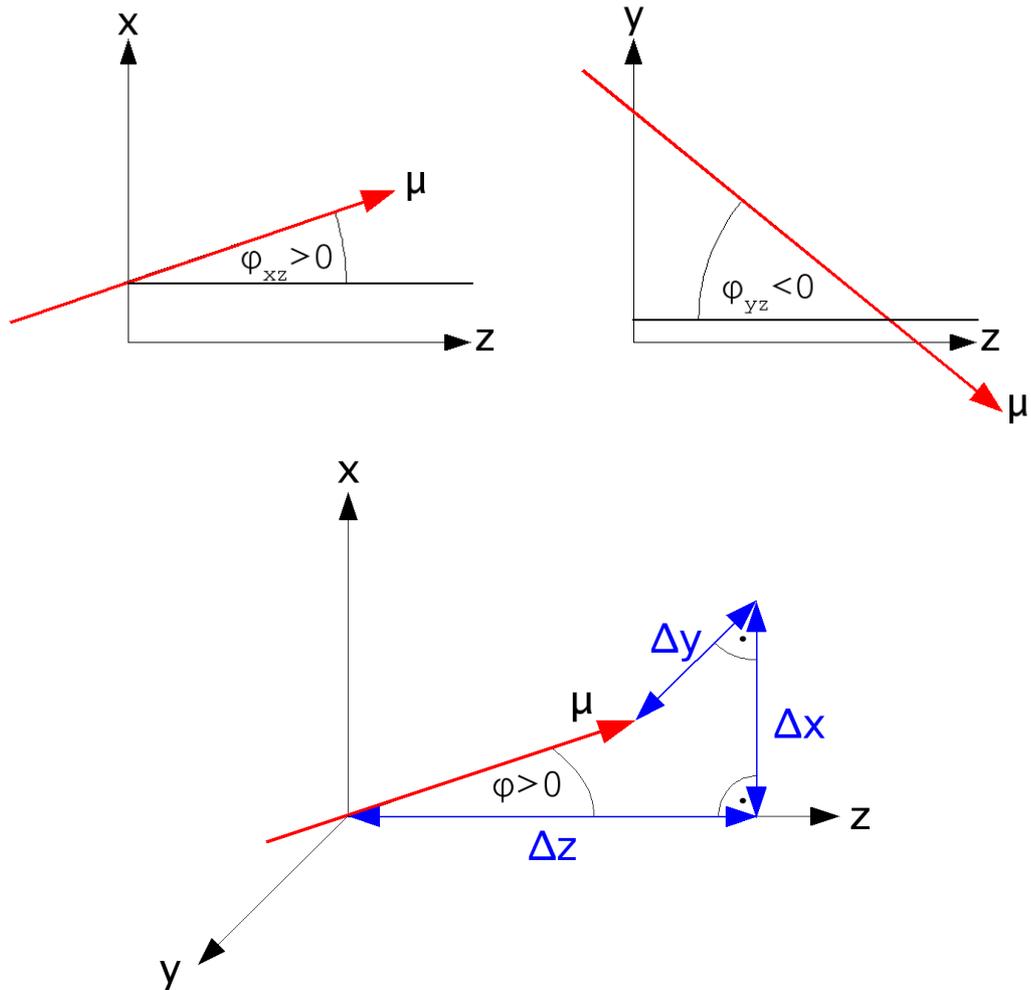


Abbildung A.1: Definition der verwendeten Winkel. Es gilt $-90^\circ \leq \varphi_{xz}, \varphi_{yz} \leq +90^\circ$. Aus den beiden Winkeln der Projektionen lässt sich der Gesamtwinkel zur z-Achse bestimmen.

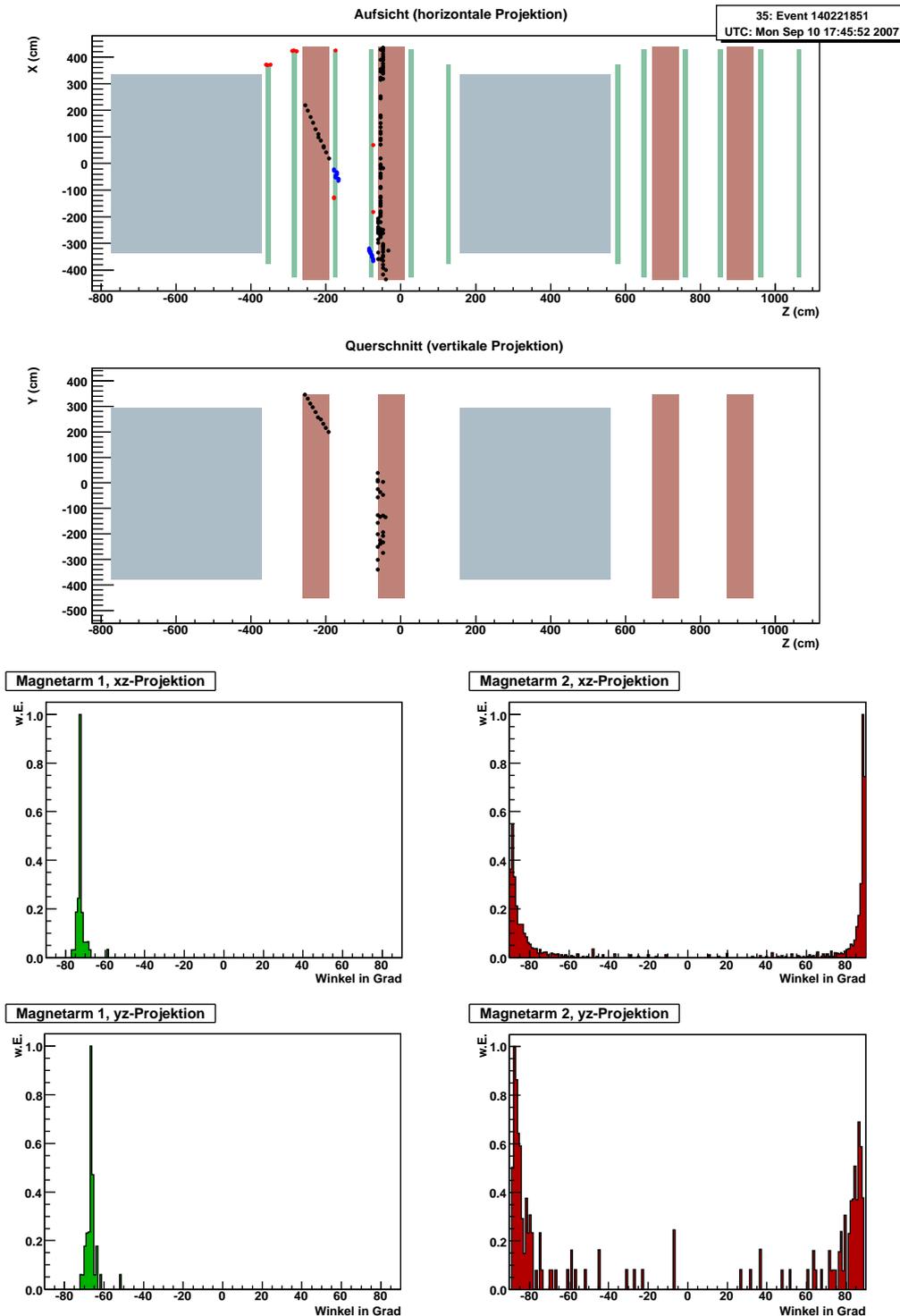


Abbildung A.2: Oben: Ereignis mit Myonspur in den RPCs im ersten Magnetarm und Rauschen im zweiten Magnetarm. Unten: Winkelrekonstruktion für das oben dargestellte Ereignis. Der Winkel für die Spur im ersten Magnetarm kann sehr gut rekonstruiert werden (links, grüne Histogramme). Durch das Rauschen in den RPCs im zweiten Magnetarm (rechts, rote Histogramme) ergeben sich dort Winkel $|\varphi_{xz}|, |\varphi_{yz}| > 85^\circ$. Dieser Detektorteil (Triggerstation B und C) wird also für die weitere Analyse des Ereignisses nicht berücksichtigt.

$$\begin{aligned}\cos \varphi &= \frac{\Delta z}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2}} \\ |\varphi| &= \arccos \left(\frac{1}{\sqrt{\frac{\Delta x^2}{\Delta z^2} + \frac{\Delta y^2}{\Delta z^2} + 1}} \right) \\ &= \arccos \left(\frac{1}{\sqrt{\tan^2 \varphi_{xz} + \tan^2 \varphi_{yz} + 1}} \right)\end{aligned}$$

Allerdings muss noch ein zusätzliches Schnittkriterium eingeführt werden, da bei Ereignissen mit einem hohen Rauschanteil mehrere Einträge in einer RPC-Lage sind. Dies führt dazu, dass bei solchen Ereignissen mit der eben vorgestellten Methode ein Winkel in der Nähe von 90° bzw. -90° rekonstruiert wird. Spuren mit einem Winkel $|\varphi_{xz}|, |\varphi_{yz}| > 85^\circ$ in mindestens einer der beiden Projektionen werden daher verworfen. Somit lässt sich ein großer Anteil nicht brauchbarer Ereignisse herausfiltern. Dieses Vorgehen ist zusätzlich dadurch gerechtfertigt, dass die Winkelakzeptanz der Triggersystems ohnehin bei maximal $89,3^\circ$ liegt. Der Akzeptanzbereich dafür, dass zusätzlich eine PT-Doppelwand durchquert wird, liegt sogar nur bei maximal 83° . Es wird also lediglich ein verschwindend geringer Bruchteil brauchbarer Spuren durch das Schnittkriterium aussortiert. Ein Beispielergebnis wird in Abbildung A.2 gezeigt.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- [2] Norbert Schmitz. *Neutrino Physik*. Teubner, Stuttgart, 1997.
- [3] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G33:1–1232, 2006.
- [4] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88:161–177, 1934.
- [5] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, 1967.
- [6] W. Pauli. Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys. Today*, 31N9:27, 1978.
- [7] F. Reines and C. L. Cowan. Detection of the Free Neutrino. *Nature*, 178:446–449, Sep 1956.
- [8] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9(1):36–44, Jul 1962.
- [9] M. L. et al. Perl. Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35(22):1489–1492, Dec 1975.
- [10] *The DONUT experiment: First direct evidence of ν/τ* , 2000. Prepared for 28th SLAC Summer Institute on Particle Physics: Neutrinos from the Lab, the Sun, and the Cosmos (SSI 2000), Stanford, California, 14-25 Aug 2000.
- [11] Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys. Rept.*, 427:257, 2006. hep-ex/0509008.
- [12] K. Kodama et al. A first measurement of the interaction cross section of the tau neutrino. 2007. arXiv:0711.0728 [hep-ex].
- [13] John N. Bahcall, Aldo M. Serenelli, and Sarbani Basu. 10,000 standard solar models: A Monte Carlo simulation. *Astrophys. J. Suppl.*, 165:400–431, 2006. astro-ph/0511337.
- [14] B. T. Cleveland et al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.

-
- [15] M. Altmann et al. Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. *Phys. Lett.*, B616:174–190, 2005. hep-ex/0504037.
- [16] V. N. Gavrin. Measurement of the solar neutrino capture rate in SAGE and the value of the pp-neutrino flux at the earth. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 138:87–90, 2005.
- [17] Y. Fukuda et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1683–1686, 1996.
- [18] J. Hosaka et al. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev.*, D73:112001, 2006. hep-ex/0508053.
- [19] B. Aharmim et al. Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set. *Phys. Rev.*, C72:055502, 2005. nucl-ex/0502021.
- [20] Borexino Collaboration. First real time detection of Be7 solar neutrinos by Borexino. 2007. arXiv:0708.2251 [astro-ph].
- [21] J. W. Cronin, S. P. Swordy, and T. K. Gaisser. Cosmic rays at the energy frontier. *Sci. Am.*, 276:32–37, 1997.
- [22] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998. hep-ex/9807003.
- [23] Y. Ashie et al. A measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I. *Phys. Rev.*, D71:112005, 2005. hep-ex/0501064.
- [24] K. Abe et al. A measurement of atmospheric neutrino flux consistent with tau neutrino appearance. *Phys. Rev. Lett.*, 97:171801, 2006. hep-ex/0607059.
- [25] Kate Scholberg. Atmospheric neutrinos at super-kamiokande. 1999. hep-ex/9905016.
- [26] P. H. Frampton and P. Vogel. Massive neutrinos. *Phys. Rept.*, 82:339–388, 1982.
- [27] M. Apollonio et al. Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment. *Phys. Lett.*, B466:415–430, 1999. hep-ex/9907037.
- [28] Daniel M. Kaplan. The Double Chooz experiment. *AIP Conf. Proc.*, 870:551–554, 2006. hep-ex/0608040.
- [29] T. Araki et al. Measurement of neutrino oscillation with kamland: Evidence of spectral distortion. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081801, 2005. hep-ex/0406035.
- [30] F. Boehm et al. Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment. *Phys. Rev.*, D64:112001, 2001. hep-ex/0107009.
- [31] Xinheng Guo et al. A precision measurement of the neutrino mixing angle $\theta(13)$ using reactor antineutrinos at Daya Bay. 2007. hep-ex/0701029.

-
- [32] M. H. Ahn et al. Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment. *Phys. Rev.*, D74:072003, 2006. hep-ex/0606032.
- [33] Preliminary Results from MINOS on Muon Neutrino Disappearance Based on an Exposure of 2.5×10^{20} 120 GeV Protons on the NuMI Target. 2007. arXiv:0708.1495 [hep-ex].
- [34] Yuichi Oyama. Results from K2K and status of T2K. 2005. hep-ex/0512041.
- [35] Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Oscillation in the NuMI Beamline, NO ν A, NuMI Off-Axis ν_e Appearance Experiment, Mar 2005.
- [36] A. Aguilar et al. Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-nu/e appearance in a anti-nu/mu beam. *Phys. Rev.*, D64:112007, 2001. hep-ex/0104049.
- [37] K. Eitel. The KARMEN final results on the search for anti-nu/e from mu+ decay at rest. *AIP Conf. Proc.*, 698:265–269, 2004.
- [38] H. A. Tanaka. The Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations at MiniBooNE. 2007. arXiv:0707.1115 [hep-ex].
- [39] R. Zimmermann. Status of the OPERA Experiment. *ACTA PHYS.POLON.B*, 37:1947, 2006.
- [40] G. Giacomelli. The CNGS Neutrino Beam, 2007.
- [41] R. Zimmermann et al. The precision tracker of the OPERA detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A555:435–450, 2005.
- [42] J. Lenkeit. Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors. Diplomarbeit, Universität Hamburg, Sep 2007.
- [43] G. Felici, A. Paoloni, van Staa R., and Zimmermann R. Concept of the Trigger System for the Precision Tracker. Internal note, Dec 2005.
- [44] M. Sioli. Analysis of cosmic rays and proposal for a run in 2007, Feb 2007. Presented on OPERA Collaboration Meeting in Brussels.
- [45] J. Sewing. *Entwicklung und Bestimmung der Nachweiseigenschaften des Myon-Detektors für das OPERA-Experiment*. Dissertation, Universität Hamburg, Jun 2006.

Danksagung

Ich möchte mich zunächst bei Prof. Dr. Caren Hagner dafür bedanken, dass sie mich für das spannende Thema der Neutrino-Physik begeistern konnte und mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Diplomarbeit in diesem Gebiet zu schreiben. Auch Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall gilt mein Dank für seine immer wertvollen Tipps und Hinweise.

Weiter möchte ich mich natürlich bei der ganzen Gruppe bedanken für das schöne Jahr vor, während und nach Feierabend. Es hat richtig Spaß gemacht mit der ganzen Truppe hier zusammen zu arbeiten. Danke dafür an Raoul und Jochen, deren lockerer Führungsstil, das erst möglich macht. Danke Torben, Klaus, Lenki, Markus, Thorsten, Carsten, Micha und Björn. Ganz besonders möchte ich aber meinen (ehemaligen) Bürokollegen Benny, Burki, Daniel, Martin und Maze danken. Danke Maze für die stets witzigen und geistreichen Kommentare. Danke Martin für viel Hilfe bei Softwarefragen jeglicher Art. Danke Daniel für die vielen netten Abende und die entspannte Büroatmosphäre. Danke Burki für die “Geilste Shiffterew Ever” und HPT Tours inklusive Restaurantbesuche von Burger King bis Ravello. Danke Benny für Superabende überall in Europa und deine stetige Hilfsbereitschaft während der ganzen Zeit. Außerdem muss ich noch allen anderen OPERA-Mitarbeitern danken, dafür dass ich ihnen immer mal wieder auf den Geist gehen durfte (und umgekehrt).

Da gute Arbeit auch immer mit guten Freunden verknüpft ist, geht mein Dank auch an alle meine Freunde, mit denen ich immer eine gute Zeit verbringen konnte und so auch mal abschalten konnte. Vielen Dank an Matze, den wohl besten Mitbewohner, den ich mir vorstellen kann, und an den Rest der Skandinavien-Achim-Gruppe, dafür dass es euch gibt. Danke auch an Nele per i molti e bellissimo pomeriggio con caffè e italiano. Danke an meine Kommilitonen, mit denen es sich stets gut kochen und feiern lässt und an meine Fußballkollegen, auch wenn die das wohl nie lesen werden. Ganz vielen Dank an alle Leute von Spiekeroog und Kiel sowie an Caro und die Truppe aus Oyten und umzu, dafür dass man bei einem Treffen mit euch immer gewaltig an Lebensenergie tankt. Und Danke an alle, die hier stehen müssten, es aber versehentlich nicht tun, mir das aber nicht krumm nehmen, weil sie wissen, dass dies nur durch Verpeiltheit und nicht durch Boshaftigkeit zustande gekommen ist.

Last but not least: Ganz, ganz, ganz vielen Dank an die (Ex-)Bewohner eines wunderschönen Holzhauses in Fischerhude, die alle einen wesentlichen Teil dazu beigetragen haben, dass ich es bis hierhin geschafft habe.

Versicherung und Einverständniserklärung zur Veröffentlichung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig und ausschließlich mit den angegebenen Quellen verfasst habe.

Ferner erkläre ich mich mit der Bereitstellung der vorliegenden Diplomarbeit in den Bibliotheken des Instituts für Experimentalphysik und des Departments Physik der Universität Hamburg einverstanden.

Hamburg, den 3. Dezember 2007

Eike Frank