

Winkel- und
Energieverteilungen
kosmischer Myonen, und
Studien zum Triggersystem
des OPERA-Detektors



Institut für Experimentalphysik
UNIVERSITÄT HAMBURG

Diplomarbeit
von
Matthias Frohwann

20.11.2007

Gutachter der Arbeit

Prof. Dr. Caren Hagner

Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

Zusammenfassung

Die Winkel- und Energieverteilungen kosmischer Myonen, gemessen mit dem OPERA-Detektor, werden präsentiert. Außerdem wird das Rauschen des Triggersystems mathematisch modelliert und das Ergebnis in Form einer Simulation des Timingspektrums umgesetzt.

Das erste Kapitel enthält eine kurze Einführung in die Geschichte des Neutrinos.

Im zweiten Kapitel wird ein kurzer Überblick über das Standardmodell und insbesondere über die Neutrinos gegeben. Anschließend wird die Theorie der Neutrinooszillationen im Vakuum und in Materie erläutert. Zuletzt folgt noch eine Übersicht über einige der an der Vermessung der Oszillationsparameter beteiligten Neutrinoexperimente.

Im dritten Kapitel wird das OPERA-Experiment, in dessen Rahmen diese Arbeit angefertigt wurde, im Detail erläutert.

Im vierten Kapitel werden die erzielten Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Grundlagen	5
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	5
2.1.1	Neutrinos im Standardmodell	6
2.1.2	Neutrinoloser Doppelbetazerfall	7
2.2	Neutrinooszillationen	8
2.2.1	Zwei-Neutrino-Oszillationen	13
2.2.2	Neutrinooszillationen in Materie	14
2.3	Experimentelle Nachweise für Neutrinooszillationen	16
2.3.1	Solare Neutrinos	16
2.3.2	Atmosphärische Neutrinos	18
2.3.3	Neutrinoexperimente	18
3	Das OPERA-Experiment	37
3.1	Der CNGS-Strahl	37
3.2	Der OPERA-Detektor	38
3.2.1	Das Target und die Target Tracker	40
3.2.2	Das Spektrometer	41
3.2.3	Erwartete Ergebnisse des Experiments	47
4	Winkel- und Energieverteilungen kosmischer Myonen, und Studien zum Triggersystem	49
4.1	Winkelverteilung kosmischer Myonen	49
4.1.1	Normierung der Daten	49
4.1.2	Azimet- und Polarwinkelverteilungen	51
4.2	Energieverteilung kosmischer Myonen	55
4.3	Studien zum Triggersystem	59
4.3.1	Poissonverteilung	59
4.3.2	Binomialverteilung	59
4.3.3	Rauschen der Triggerwände	59
4.3.4	Auswirkungen des Rauschens auf den Trigger	60
A	Detaillierte Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit	65

B	Verwendete Software	68
B.1	Das Programm TriggerAnalyse	68
B.2	OpRec	68
C	Verwendete Datensätze	70
D	Detaillierte Rechnungen der Einzelwahrscheinlichkeiten und der relativen Anteile der in der Triggersimulation verwen- deten Ereignisse	73
E	Probleme bei der Datenauswertung	76

Kapitel 1

Einleitung

1930 schlug Wolfgang Pauli zur Erklärung des beobachteten kontinuierlichen Energiespektrums der beim Betazerfall entstehenden Elektronen ein weiteres Teilchen neben den bis dahin bekannten Protonen und Elektronen vor und nannte es „Neutron“ [1]. Er teilte die alternative Hypothese Niels Bohrs, dass der Energieerhaltungssatz auf kleinen Skalen nicht mehr streng gültig sei, nicht. Das Teilchen sollte ungeladen sein, klein (kleiner als das Proton) aber nicht verschwindende Masse haben und Teil des Atomkerns sein, von dem man damals noch dachte, er enthalte neben den Protonen auch Elektronen. Später wurde es von Enrico Fermi in „Neutrino“ umbenannt, da 1932 Sir James Chadwick ein ungeladenes Teilchen mit Ruhemasse ähnlich der Protonenmasse fand [2] und es ebenfalls Neutron nannte. Ebenfalls 1932 stellte Werner Heisenberg die Theorie auf, dass Atomkerne nur aus Protonen und Neutronen bestehen und dass Proton und Neutron als zwei verschiedene innere Quantenzustände des gleichen Teilchens aufgefasst werden können [3]. Darauf aufbauend erklärte Fermi 1934, dass das Neutrino kein Bestandteil des Kerns sei, sondern erst beim Betazerfall in einer Umwandlung von Neutron zu Proton und in Begleitung eines Elektrons entsteht [4]. Basierend auf dieser Theorie zeigte Fermi auch, dass die Form der Energieverteilungskurve des Betazerfalls an ihrem Endpunkt entscheidend von der Masse des Neutrinos abhängt. Die beobachtete Form entsprach am ehesten der theoretischen Kurve für masselose Neutrinos. Erst 1956 wurde das Neutrino am Savannah River Kernreaktor entdeckt [5].

Zweifel an der Masselosigkeit der Neutrinos kamen auf, als Raymond Davis Jr. und John Bahcall im Homestake-Experiment von 1970 bis 1994 den Neutrinofluss der Sonne vermaßen. Der Vergleich mit dem Standard-Sonnenmodell förderte ein Defizit in der gemessenen Elektronenneutrino-Rate zu Tage [6], ein erster Hinweis auf Neutrinooszillationen. Nachgewiesen wurden atmosphärische Neutrinooszillationen 1998 vom Experiment Super-Kamiokande [7], die solaren Neutrinooszillationen dann 2002 vom Experiment SNO [8].

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die elementaren Teilchen, die unser Universum aufbauen, und ihre Wechselwirkungen: die starke Kraft, die schwache Kraft und die elektromagnetische Kraft, wobei die elektromagnetische und die schwache Kraft zur elektroschwachen Kraft vereinigt werden. Außerdem versucht es, die beobachteten Eigenschaften der Elementarteilchen wie Masse oder Ladung zu erklären.

Wie in Tab. 2.1 schematisch dargestellt, kennt das Standardmodell drei Arten von elementaren Teilchen: die Quarks, die Leptonen und die Wechselwirkungsteilchen.

Die Quarks wechselwirken untereinander mittels der starken Kraft, deren Wechselwirkungsteilchen das Gluon (g) ist, welches an eine Farbladung genannte Quantenzahl der Quarks koppelt. Diese kann die drei Zustände rot, grün und blau annehmen, bei Antiquarks entsprechend anti-rot, anti-grün und anti-blau. Quarks treten nie alleine auf, sondern stets im Verbund mit anderen Quarks, so dass die so gebildeten Teilchen, die Hadronen, die Farbladung weiß (Farbe + Anti-Farbe oder rot + grün + blau bzw. anti-rot + anti-grün + anti-blau) tragen. Die Hadronen kann man also unterteilen in Mesonen, welche aus Quark-Antiquark-Paaren gebildet werden, und Baryonen, welche aus drei Quarks bestehen. Hadronen tragen stets eine ganzzahlige elektrische Ladung, während die Quarks selbst drittelzahlige Ladungen tragen. So haben das Up-, Charm- und Top-Quark die Ladung $+\frac{2}{3}$, während das Down-, Strange- und Bottom-Quark die Ladung $-\frac{1}{3}$ haben.

Quarks	Leptonen	WW-Teilchen
$u \quad c \quad t$	$e \quad \mu \quad \tau$	$g \quad Higgs$
$d \quad s \quad b$	$\nu_e \quad \nu_\mu \quad \nu_\tau$	$\gamma \quad W^\pm \quad Z^0$

Tabelle 2.1: Elementarteilchen des Standardmodells.

Durch ihre Ladung können die Quarks auch elektromagnetisch über Photonen (γ) wechselwirken, außerdem schwach mit dem Z^0 und dem W^\pm , wobei letzteres auch Umwandlungen der Quarks untereinander ermöglicht. Dies ist mathematisch in der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM-Matrix) beschrieben, die eine Verbindung zwischen den Masseneigenzuständen und den schwachen Eigenzuständen der Quarks darstellt. Die Matrix enthält eine komplexe Phase, die die CP-Verletzung verursacht.

Von den Leptonen sind das e , μ und τ elektrisch geladen mit der Ladung -1 für Teilchen bzw. $+1$ für Antiteilchen und nehmen daher an der elektromagnetischen Wechselwirkung teil. Alle zusammen können außerdem schwach wechselwirken mit dem Z^0 und dem W^\pm , wobei aufgrund der Ladungserhaltung nur letzteres eine Wechselwirkung zwischen geladenen und ungeladenen Leptonen ermöglicht. Wechselwirkungen mit dem W^\pm heißen CC-Wechselwirkungen⁽¹⁾. Sie können den Flavour der beteiligten Teilchen ändern. Die Leptonzahl und die Leptonfamilienzahl müssen jedoch immer erhalten bleiben (siehe Kap. 2.1.1). Wechselwirkungen mit dem Z^0 heißen NC-Wechselwirkungen⁽²⁾. Hier sind keine Flavouränderungen möglich.

Das Standardmodell hat sich in der Teilchenphysik hervorragend bewährt und viele seiner Vorhersagen stimmen sehr genau mit den beobachteten Ergebnissen überein. Trotzdem kann es allein nicht alle Vorgänge erklären. So sind laut dem Standardmodell die Neutrinos masselos, wie in Kap. 2.2 dargelegt, muss man die beobachteten Neutrinooszillationen jedoch dahingehend werten, dass Neutrinos doch endliche Masse besitzen. Auch das zur Erklärung der Masseeigenschaft postulierte Higgs-Boson ist bis heute nicht entdeckt worden, auch wenn dies in nächster Zeit am speziell dafür konstruierten Beschleuniger LHC am CERN geschehen könnte.

2.1.1 Neutrinos im Standardmodell

Aus Messungen von Z^0 -Zerfällen weiß man, dass es genau drei Neutrino flavours gibt (siehe Abb. 2.1 und [9]).

Neutrinos sind mit ihrem jeweils zugehörigen geladenen Lepton in Leptonfamilien zusammengefasst (hier nur für Teilchen aufgeführt, Antiteilchen entsprechend mit konjugierter Ladung):

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Die Leptonen haben eine Quantenzahl, genannt Leptonzahl. Sie beträgt $+1$ für Teilchen und -1 für Antiteilchen. In allen Wechselwirkungen des Standardmodells ist diese Leptonzahl erhalten. Außerdem kann man jeder Leptonfamilie eine Leptonfamilienzahl L_e , L_μ , L_τ zuordnen, mit dem Wert

¹charged current: (engl.) geladener Strom

²neutral current: (engl.) ungeladener/neutraler Strom

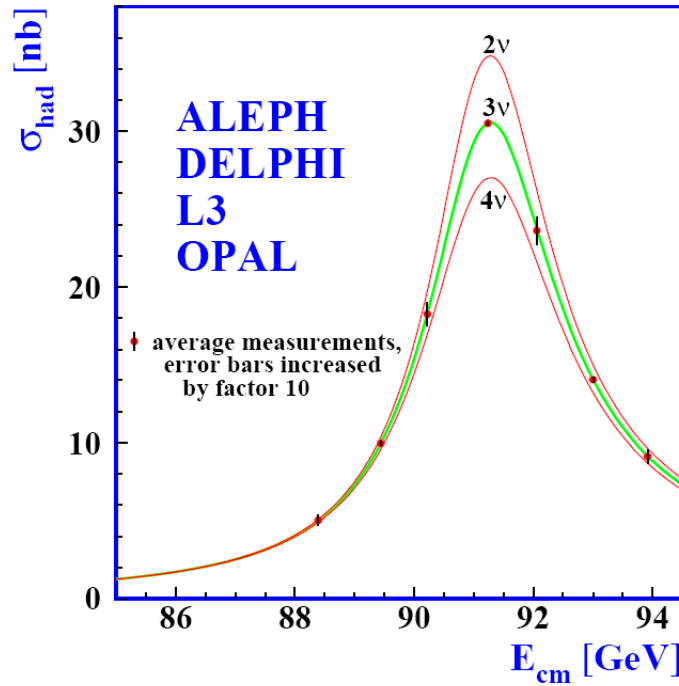


Abbildung 2.1: Vergleich der Messergebnisse des Z^0 -Zerfalls mit den Vorhersagen für zwei, drei und vier Neutrino-Generationen, aus [9].

+1 für Teilchen und -1 für Antiteilchen. Nach dem Standardmodell ist auch diese Leptonenfamilienzahl in jeder Wechselwirkung erhalten. Bei Auftreten von Neutrinooszillationen ist dies jedoch offensichtlich nicht mehr gültig, ein Hinweis auf Physik jenseits des Standardmodells.

2.1.2 Neutrinoloser Doppelbetazerfall

Neutrinos sind die einzigen bekannten fundamentalen Fermionen, die keine elektrische Ladung besitzen. Wie Majorana bereits 1937 zeigte[10], könnten sie daher ihre eigenen Antiteilchen sein. Nachweisen ließe sich dies am deutlichsten durch den neutrinolosen Doppelbetazerfall ($\beta\beta 0\nu$)

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (2.2)$$

als Feynman-Diagramm dargestellt in Abb. 2.2. Wie man an Gl. 2.2 sieht, entspräche dies, entgegen dem Standardmodell, einer Verletzung der Leptonzahlerhaltung.

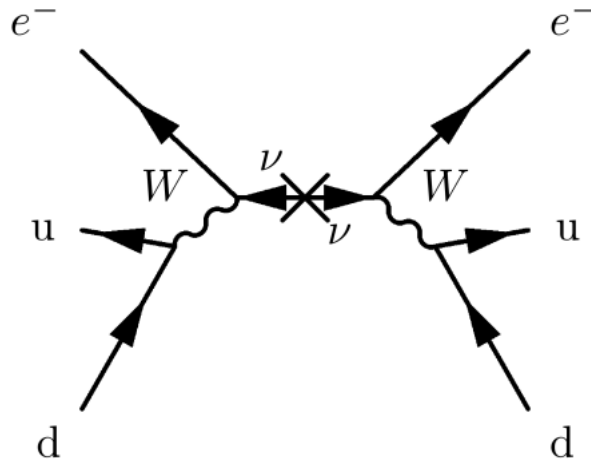


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm des neutrinolosen Doppelbetazerfalls.

2.2 Neutrinooszillationen

Die Ergebnisse zahlreicher Neutrinoexperimente haben die Vermutung nahegelegt, dass sich Neutrinos von einem Flavour in einen anderen umwandeln können. Dies kann dahingehend interpretiert werden, dass Neutrinos Masse besitzen und dass die Masseneigenzustände nicht gleich den Flavoureigenzuständen sind.

Es gibt drei[9] Masseneigenzustände ν_1, ν_2, ν_3 , welche den Masseneigenzuständen e, μ, τ der geladenen Leptonen entsprechen. Die Masseneigenzustände eines Neutrinos können als Linearkombination der Flavoureigenzustände geschrieben werden:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_{\alpha}\rangle \quad (2.3)$$

und ebenso die Flavoureigenzustände als Linearkombination der Masseneigenzustände:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.4)$$

mit $i = 1, 2, 3$ und $\alpha = e, \mu, \tau$.

Die $|\nu_{\alpha}\rangle$ bzw. $|\nu_i\rangle$ bezeichnen dabei die *Amplitude* der Eigenzustände. Da $\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha} \rangle = 0$ für $\alpha \neq \beta$ und $\langle \nu_{\beta} | \nu_{\alpha} \rangle = 1$ für $\alpha = \beta$, berechnet sich der Flavour- β -Anteil eines ν_i (also die Wahrscheinlichkeit, aus der Wechselwirkung dieses Neutrinos ein geladenes Lepton des Flavours β zu erhalten) zu

$$|\langle \nu_\beta | \nu_i \rangle|^2 = \left| \langle \nu_\beta | \sum_{\alpha'} U_{\alpha'i} | \nu_{\alpha'} \rangle \right|^2 \quad (2.5)$$

$$= \left| \langle \nu_\beta | U_{\alpha i} | \nu_\alpha \rangle + \langle \nu_\beta | U_{\beta i} | \nu_\beta \rangle + \langle \nu_\beta | U_{\gamma i} | \nu_\gamma \rangle \right|^2 \quad (2.6)$$

$$= \left| U_{\alpha i} \langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle + U_{\beta i} \langle \nu_\beta | \nu_\beta \rangle + U_{\gamma i} \langle \nu_\beta | \nu_\gamma \rangle \right|^2 \quad (2.7)$$

$$= |U_{\beta i}|^2 \quad (2.8)$$

Die Faktoren $U_{\alpha i}$ werden in der leptonischen Mischungsmatrix (**Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix** oder **Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix**[11]) zusammengefasst. Diese entspricht der CKM-Matrix für die schwache Wechselwirkung (siehe Kap. 2.1). Dem Standardmodell zufolge ist diese Matrix unitär, was garantiert, dass der Flavour bei Wechselwirkungen erhalten bleibt. Ein ν_α kann also nur zu einem geladenen Lepton mit dem Flavour α wechselwirken.

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e,1} & U_{\mu,1} & U_{\tau,1} \\ U_{e,2} & U_{\mu,2} & U_{\tau,2} \\ U_{e,3} & U_{\mu,3} & U_{\tau,3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

Um nun einen Ausdruck für die Oszillationswahrscheinlichkeit eines Neutrinos des Flavours α in ein Neutrino des Flavours β zu erhalten, muss man sich ansehen, wie ein Neutrino des Flavours α sich über die Zeit entwickelt. Jeder ν_i -Anteil eines ν_α folgt in seinem Ruhesystem der Schrödingergleichung

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = E |\nu_i(\tau_i)\rangle \quad (2.9)$$

$$= \sqrt{p_i^2 c^2 + m_i^2 c^4} |\nu_i(\tau_i)\rangle \quad (2.10)$$

wobei τ_i die Zeit im Ruhesystem des ν_i ist und m_i seine Masse. Da es sich um das Ruhesystem handelt, ist $p_i = 0$. Setzt man noch $\hbar = 1$ und $c = 1$ erhält man

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle \quad (2.11)$$

Diese Gleichung wird gelöst durch

$$|\nu_i(\tau_i)\rangle = e^{-im_i \tau_i} |\nu_i(0)\rangle \quad (2.12)$$

Dieser Ausdruck muss vom Ruhesystem des Neutrinos in das Laborsystem transformiert werden, in dem diese Oszillation beobachtet wird. Die

wichtigen Variablen sind hierbei die Strecke L , die das Neutrino im Laborsystem zurücklegt, und die Zeit t , die es braucht, um diese Strecke zurückzulegen. Diese beiden Variablen sind für alle Anteile ν_i gleich. Hinzu kommen aber noch die Energie E_i und der Impuls p_i jedes ν_i . Mit der Lorentztransformation

$$\tau_i = \gamma(t - \beta L) \quad (2.13)$$

kann der Phasenfaktor also geschrieben werden als

$$m_i \tau_i = m_i \gamma(t - \beta L) \quad (2.14)$$

$$= \gamma m_i t - \gamma \beta m_i L \quad (2.15)$$

$$= E_i t - p_i L \quad (2.16)$$

Nach [12] kann man für alle Masseneigenzustände ν_i die gleiche Energie E annehmen. Dann kann man den Impuls p_i von ν_i für kleine Massen m_i entwickeln zu

$$p_i = \sqrt{E^2 - m_i^2} \quad (2.17)$$

$$\approx p_i(m_i = 0) + \left. \frac{\partial p_i}{\partial m_i} \right|_{m_i=0} m_i + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 p_i}{\partial m_i^2} \right|_{m_i=0} m_i^2 + \dots$$

$$= E - \left. \frac{m_i}{\sqrt{E^2 - m_i^2}} \right|_{m_i=0} m_i$$

$$+ \frac{1}{2} \left(\left. -\frac{2m_i^2}{3\sqrt{E^2 - m_i^2}} - \frac{1}{E^2 - m_i^2} \right) \right|_{m_i=0} m_i^2 + \dots$$

$$\approx E - \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.18)$$

Der Phasenfaktor ergibt sich damit zu

$$m_i \tau_i \approx Et - \left(E - \frac{m_i^2}{2E} \right) L \quad (2.19)$$

$$= E(t - L) + m_i^2 \frac{L}{2E} \quad (2.20)$$

Der erste Teil des Ausdrucks ist dabei für alle Masseneigenzustände gleich und trägt daher nicht zur Oszillation bei. Die Amplitude jedes Masseneigenzustands des betrachteten ν_α im Laborsystem nach einer Flugstrecke L lautet also

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-im_i^2 L/(2E)} |\nu_i\rangle \quad (2.21)$$

und der Flavour- α -Zustand

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\nu_i(L)\rangle \quad (2.22)$$

$$= \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} |\nu_i\rangle \quad (2.23)$$

Die Wahrscheinlichkeit, nach einer Flugstrecke L einen Flavour- β -Anteil im ν_α zu messen, berechnet sich nach Gl. 2.5 zu

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \left| \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(L) \rangle \right|^2 \quad (2.24)$$

$$= \left| \sum_j U_{\beta j} \langle \nu_j | \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} |\nu_i\rangle \right|^2 \quad (2.25)$$

$$= \left| \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} U_{\beta j} \langle \nu_j | \nu_i \rangle \right|^2 \quad (2.26)$$

$$= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} U_{\beta i} \right|^2 \quad (2.27)$$

Unter Ausnutzung der Unitarität von U erhält man

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad + 2 \sum_{i>j} \Im \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

mit

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 \quad (2.29)$$

Diese Rechnung ist in Anhang A im Detail ausgeführt.

Wie man sieht, hängt die Oszillation von der Differenz der Massenquadrate Δm_{ij}^2 der Masseneigenzustände ab. Nimmt man, wie im Standardmodell, $\Delta m_{ij}^2 = 0$ an, so ergibt sich aus Gl. 2.28 $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \delta_{\alpha\beta}$. Beobachtete Oszillationen implizieren also, dass höchstens ein Masseneigenzustand gleich 0 sein darf. Darüber hinaus folgt, dass Neutrinooszillations-Experimente zwar die Aufspaltung der Masseneigenzustände, nicht jedoch ihren absoluten Wert bestimmen können.

Betrachtet man nun Antineutrinos anstelle von Neutrinos, so ist der Prozess $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ der CPT-transformierte Prozess $\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha$. Nimmt man an, dass CPT-Erhaltung gilt, so muss für die Oszillationswahrscheinlichkeiten gelten

$$P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha) \quad (2.30)$$

An Gl. 2.28 sieht man, dass

$$P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha; U) = P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; U^*) \quad (2.31)$$

also

$$\begin{aligned} P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ &\quad - 2 \sum_{i>j} \Im \left(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \right) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (2.32)$$

Wenn die Matrix U komplex ist, ist also i. A. $P(\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta) \neq P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$. Da $\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta$ der CP-transformierte Prozess $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist, entspräche dies einer Verletzung der CP-Invarianz im leptonen Sektor. Dies wurde im Standardmodell bis jetzt nur für den Quarksektor behandelt (siehe Kap. 2.1).

Ausschreiben kann man die Mischungsmatrix U in der Form

$$\begin{aligned} U &= \overbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix}}^{\text{atmosphärisch}} \times \overbrace{\begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix}}^{\text{Mischung}} \times \overbrace{\begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}^{\text{solar}} \\ &\quad \times \overbrace{\begin{pmatrix} e^{i\frac{\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}}^{\text{Majorana CP-verletzende Phase}} \end{aligned}$$

Dabei bedeuten $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, θ_{ij} ist der Mischungswinkel. δ , α_1 und α_2 sind CP-verletzende Phasen, da durch sie die Matrix komplex wird (vgl. Gl. 2.28 und Gl. 2.32).

Der „atmosphärische“ Teil der Matrix beschreibt die Oszillation von atmosphärischen Neutrinos (siehe Kap. 2.3.2), wenn man diese in der Zwei-Neutrino-Näherung (siehe Kap. 2.2.1) für die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ betrachtet. Der Mischungswinkel θ_{23} entspricht etwa dem atmosphärischen Mischungswinkel θ_{atm} , mit $37^\circ \leq \theta_{atm} \leq 53^\circ$ und einem besten Fit von $\theta_{atm} = 45^\circ$ [13].

Der „solare“ Teil der Matrix beschreibt die Oszillation von solaren Neutrinos (siehe Kap. 2.3.1), wenn man diese in der Zwei-Neutrino-Näherung für $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ betrachtet. Der Mischungswinkel θ_{12} entspricht dann etwa dem solaren Mischungswinkel θ_{sol} . Experimentell bestimmt wurde $\theta_{sol} = \left(33,9_{-2,2}^{+2,4} \right)^\circ$ [14].

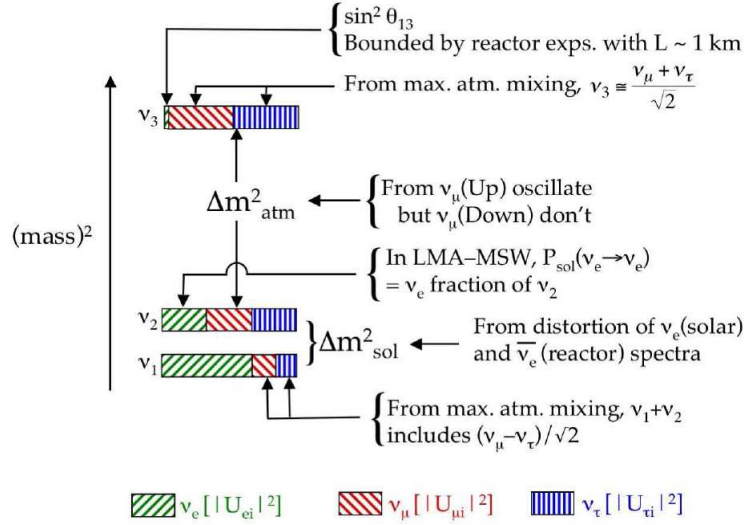


Abbildung 2.3: Spektrum der quadrierten Neutrinomassen mit den Flavouranteilen der Masseneigenzustände, aus [11].

Der „Mischungs“-Teil der Matrix enthält den kleinen Mischungswinkel θ_{13} und die CP-verletzende Phase δ . Da diese beiden Parameter zusammen auftreten, ist die Größe des Mischungswinkels θ_{13} ein Maß für die CP-Verletzung, so sie denn gefunden wird. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die CP-Verletzung nur mit diesem Winkel in Verbindung steht. Man kann sie auch mit jedem der beiden anderen Winkel verbinden, was bedeutet, dass keine CP-Verletzung vorhanden ist, sollte einer dieser drei Winkel verschwinden. Zwei Winkel wurden jedoch schon zu deutlich nicht-verschwindenden Werten gemessen, so dass man die CP-verletzende Phase mit dem dritten Winkel zusammen aufführt, um diese Tatsache zu verdeutlichen. Experimentell wurde bis jetzt $\theta_{13} \leq 10^\circ$ gefunden[15].

Der „Majorana CP-verletzende“ Teil der Matrix ist nur von Bedeutung, wenn Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, und hat keinen Einfluss auf die Oszillation.

In Abb. 2.3 sind die bis jetzt bekannten Massenquadrataufspaltungen und Mischungswinkel dargestellt. Es gibt zwei nahe beieinander liegende Masseneigenzustände ν_1 und ν_2 , welche die solare Aufspaltung mit $\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{21}^2$ bilden, und einen einzeln liegenden Masseneigenzustand ν_3 , welcher mit ν_2 die atmosphärische Aufspaltung mit $\Delta m_{atm}^2 = \Delta m_{32}^2$ bildet.

2.2.1 Zwei-Neutrino-Oszillationen

Betrachtet man den speziellen, aber in vielen Experimenten annähernd vorhandenen Fall, dass nur die Oszillation zwischen zwei Neutrino-Flavours ν_α

und ν_β mit den Masseneigenzuständen ν_1 und ν_2 wichtig ist, so vereinfacht sich die Mischungsmatrix zu der Rotationsmatrix

$$\begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

mit dem Mischungswinkel θ .

Die Oszillationswahrscheinlichkeit Gl. 2.28 wird mit der einzigen Massenaufspaltung

$$\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad (2.34)$$

für $\alpha \neq \beta$ zu

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\Delta m^2 \frac{L}{4E} \right) \quad (2.35)$$

Nimmt man die bisher vernachlässigten Werte für \hbar und c hinzu, so erhält man für die Oszillationswahrscheinlichkeit

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [eV^2] \frac{L [km]}{E [GeV]} \right) \quad (2.36)$$

bzw. für die Überlebenswahrscheinlichkeit des Flavours α

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [eV^2] \frac{L [km]}{E [GeV]} \right) \quad (2.37)$$

2.2.2 Neutrinooszillationen in Materie

Die oben angeführten Überlegungen bezogen sich bis jetzt auf die Oszillation von Neutrinos im Vakuum. Bewegen sich die Neutrinos jedoch durch Materie, wie z. B. die Sonne, die Atmosphäre oder die Erde, so treten zusätzliche Effekte in der Oszillationswahrscheinlichkeit auf. Nach dem Standardmodell sind die Wechselwirkungen der Neutrinos mit der Materie flavourerhaltend, aus beobachteten Oszillationen kann man daher auch in diesem Fall auf nicht-verschwindende Neutrinomassen schließen.

Die Flavourerhaltung führt zu zwei Arten von kohärenter Vorwärtsstreuung. Zuerst kann ein ν_e (und nur dieses) ein W -Boson mit einem Elektron austauschen. Das hierdurch zusätzlich auftretende Potenzial V_W ist nach dem Standardmodell proportional zur Fermi-Kopplungskonstante G_F und zur Elektronendichte N_e :

$$V_W = \sqrt{2} G_F N_e \quad (2.38)$$

Zusätzlich können alle Neutrinos ein Z^0 mit den Elektronen, Protonen und Neutronen der Materie austauschen. Wenn man annimmt, dass die Materie elektrisch neutral ist, also gleich viele Elektronen wie Protonen beinhaltet, so ist das zusätzliche Potenzial V_Z nur von der Dichte N_n der Neutronen und der Fermi-Kopplungskonstante abhängig:

$$V_Z = -\frac{\sqrt{2}}{2}G_F N_n \quad (2.39)$$

Betrachtet man Antineutrinos anstelle von Neutrinos, so kehrt sich jeweils das Vorzeichen der beiden Potentiale um.

Da Neutrinooszillationen ein Interferenzeffekt sind, sind nur die relativen Phasen der Zustände zueinander entscheidend und daher auch nur die relativen Energien, die diese Phasen ausmachen. Betrachtet man daher den Hamiltonoperator der Bewegung der Neutrinos durch Materie, so kann man Vielfache der Einheitsmatrix von diesem subtrahieren, ohne seine Eigenwerte zu verändern. Das führt dazu, dass die kohärente Vorwärtsstreuung durch Z^0 -Austausch für die Bestimmung der Oszillationswahrscheinlichkeit nicht von Bedeutung ist.

Betrachtet man den Zwei-Neutrino-Fall, so kann man zeigen, dass der Hamiltonoperator für die Bewegung durch Materie die gleiche Form hat wie derjenige für die Bewegung durch das Vakuum:

$$H_M = \frac{\Delta m_M^2}{4E} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta_M & \sin 2\theta_M \\ \sin 2\theta_M & \cos 2\theta_M \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

mit

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (2.41)$$

und

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta}{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - x)^2} \quad (2.42)$$

Der Parameter x ist ein Maß für die Stärke des Materieeffekts und ist gegeben durch

$$x = \frac{V_W/2}{\Delta m^2/(4E)} \quad (2.43)$$

$$= \frac{2\sqrt{2}G_F N_e E}{\Delta m^2} \quad (2.44)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit ergibt sich daher wie in Gl. 2.35 zu

$$P_M(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\Delta m_M^2 \frac{L}{4E} \right) \quad (2.45)$$

Da V_W ein unterschiedliches Vorzeichen für Neutrinos und Antineutrinos hat, bedeutet dies das gleiche für den Parameter x . Mit seinem Vorzeichen ändern sich daher auch die Werte für die Massenaufspaltung Δm_M^2 und den Mischungswinkel θ_M . Dies resultiert in einer Asymmetrie im Oszillationsverhalten in Materie für Neutrinos und Antineutrinos, dem sog. MSW-Effekt (**Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein**).

Das Vorzeichen des Parameters x hängt zudem noch vom Vorzeichen der Massenquadrataufspaltung Δm^2 ab, je nachdem, welche der beiden Massen größer ist. Dies stellt eine Möglichkeit dar, bei Kenntnis des Vorzeichens von $\cos 2\theta$ durch Messungen an Neutrinos und Antineutrinos zu bestimmen, ob die beiden leichteren oder die beiden schwereren Neutrinos nahe beieinander liegen.

2.3 Experimentelle Nachweise für Neutrinooszillationen

Erste Hinweise auf Neutrinooszillationen wurden zuerst bei der Beobachtung von solaren Neutrinos gefunden. Beim Versuch der Verifikation des Standard-Sonnenmodells wurden zum Teil starke Abweichungen von den erwarteten Neutrinoflüssen gemessen.

2.3.1 Solare Neutrinos

Das Standard-Sonnenmodell versucht, die in der Sonne vor sich gehenden atomaren Reaktionen, die zur Umwandlung der Sonnenmaterie in Energie beitragen, und die sich daraus ergebenden Eigenschaften der Sonne, wie Größe, Luminosität etc., zu erklären.

Es gibt zwei Zyklen, die nebeneinander in der Sonne ablaufen und bei denen jeweils Wasserstoff in Helium umgewandelt wird. Diese sind die pp-Kette und der CNO-Zyklus. Welcher dieser Prozesse dominanter ist, hängt u. a. von der Masse des Sterns ab. In der Sonne ist dies die pp-Kette. Diese wird so genannt, da bei ihr der Ausgangszustand zwei Wasserstoffkerne sind. Der CNO-Zyklus erhält seinen Namen aus der Tatsache, dass bei ihm die Umwandlung unter Zuhilfenahme von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff als Katalysatoren geschieht.

Bei einigen Reaktionen dieser Zyklen entstehen Neutrinos, die aufgrund ihres geringen Wechselwirkungsquerschnitts aus der Sonne entkommen und die Erde erreichen können, wo sie in Experimenten nachgewiesen werden können. Da sie aus verschiedenen Schritten der atomaren Reaktionen stammen, haben sie auch verschiedene Energiespektren, Maximalenergien und Flüsse (siehe Abb. 2.4). Entsprechend ihrer Herkunft werden sie mit verschiedenen Bezeichnungen versehen (siehe Tab. 2.2).

Name	Reaktion	E_{max} [MeV]	Fluss [$cm^{-2}s^{-1}$]
pp	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	0,422	$5,99 \times 10^{10}$
pep	$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e$	1,442	$1,42 \times 10^8$
hep	${}^3He + p \rightarrow {}^4He + e^+ + \nu_e$	18,8	$7,93 \times 10^3$
7Be	${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$	0,861/0,384	$4,84 \times 10^9$
8B	${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e$	16,34	$5,69 \times 10^6$
${}^{13}N$	${}^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e$	1,199	$3,07 \times 10^8$
${}^{15}O$	${}^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e$	1,732	$2,33 \times 10^8$

Tabelle 2.2: Reaktionsschritte mit Neutrino-Produktion der pp-Kette und des CNO-Zyklus, maximale Neutrinoenergie und Neutrino-flüsse, aus [16].

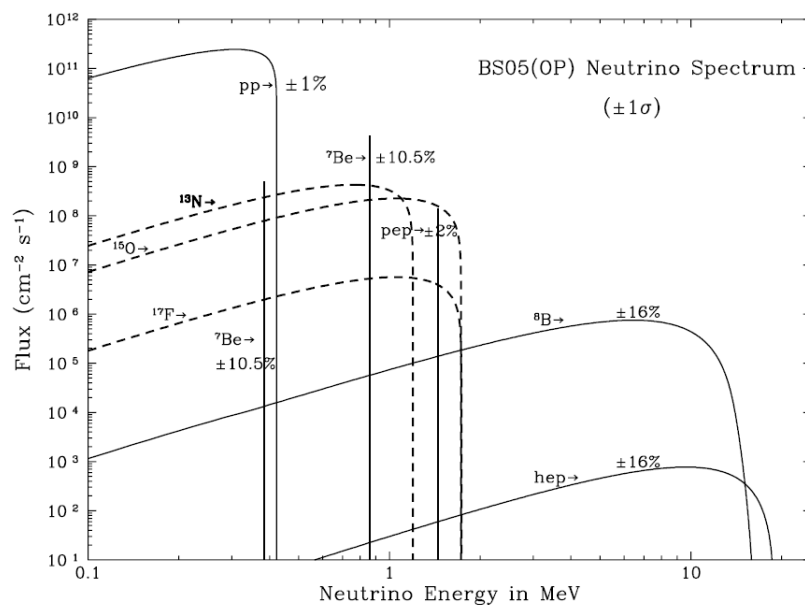


Abbildung 2.4: Neutrino-flüsse und -energien aus den verschiedenen Kernreaktionen der Sonne, für Bezeichnungen siehe Tab. 2.2, aus [17].

$\sin^2 2\theta_{12} = 0,86_{-0,04}^{+0,03}$	$\Delta m_{21}^2 = 8,0_{-0,3}^{+0,4} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$\sin^2 2\theta_{23} > 0,92$	$\Delta m_{32}^2 = 1,9 - 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 2\theta_{13} < 0,19$	$\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2$

Tabelle 2.3: Offizielle Neutrinomischungsparameter, nach [18].

2.3.2 Atmosphärische Neutrinos

Atmosphärische Neutrinos werden als Zerfallsprodukte in hadronischen Schauern produziert, die aus Kollisionen von kosmischen Strahlen mit Atomen der oberen Atmosphäre entstehen. Die Produktion von Elektron- und Myoneneutrinos wird v. a. bestimmt durch die Zerfälle

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.46)$$

gefolgt von

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2.47)$$

und entsprechend auch für die jeweiligen Antiteilchen. Man erwartet daher ein Verhältnis von Elektron- zu Myoneneutrinos von

$$\frac{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)}{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)} \approx \frac{1}{2} \quad (2.48)$$

Dieses Verhältnis wurde jedoch nicht beobachtet. Mögliche Erklärungen waren Oszillationen von $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ oder $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Ersteres wurde von CHOOZ ausgeschlossen, letzteres dann von Super-Kamiokande bestätigt.

2.3.3 Neutrinoexperimente

Die offiziellen Werte für die Neutrinomischungsparameter sind in Tab. 2.3 aufgeführt.

Im Folgenden werden einige Neutrinoexperimente und ihr Beitrag zur Erforschung der Neutrinos, insbesondere auf dem Gebiet der Neutrinooszillationen, vorgestellt.

Homestake

Das Brookhaven Solar Neutrino Experiment[6], durchgeführt von Raymond Davis Jr. und John N. Bahcall, war ein 1965-1967 gebautes radiochemisches Experiment zur Verifizierung des Standard-Sonnenmodells. Es ist auch bekannt als Homestake-Experiment, da es in einer Mine der Homestake Gold Mining Company in Lead, South Dakota, 1.500 m unter der Erde erbaut wurde.

Verwendet wurde ein 400.000l Chlor-Target, um solare Elektronenneutrinos nachzuweisen in der Reaktion des inversen β -Zerfalls



Die Schwellenenergie für die Neutrinos für diese Reaktion liegt bei 0,81 MeV, die Hauptquelle für Neutrinos waren also die pep - und ${}^7\text{Be}$ -Reaktionen (siehe Tab. 2.2). Zur Auswertung wurden die ${}^{37}\text{Ar}$ -Zerfälle in einem Proportionalzähler gezählt.

Das Standard-Sonnenmodell sagte eine Rate für Neutrinoereignisse von $8,0 \pm 3,0 \text{ SNU}^{(3)}$ [19] voraus, gemessen wurde jedoch nur eine Rate von $2,56 \pm 0,16 \text{ (stat)} \pm 0,16 \text{ (sys)} \text{ SNU}$ [20]. Dies wurde als solares Neutrino-Problem bekannt.

Kamiokande und Super-Kamiokande

Kamiokande (**Kamioka Nucleon Decay Experiment**) war ein 1983 in der Nähe der japanischen Gemeinde Kamioka erbautes Experiment zur Erforschung der Stabilität des Protons. Es bestand aus einem Tank mit 2.140 t hochreinem Wasser, in dem mittels Photomultipliern von geladenen Teilchen ausgesandte Čerenkov-Strahlung gemessen wurde. Ein Protonenzerfall wurde nicht gefunden, der Detektor ließ sich jedoch auch zur Beobachtung von solaren Neutrinoereignissen verwenden, was ab 1987 geschah.

Beobachtet wurde elastische Neutrinostreuung an den Elektronen des Wassers. Aufgrund der hohen Schwellenenergie zur Detektion eines gestreuten Elektrons wurden vor allem ${}^8\text{B}$ -Neutrinos vermessen. Ein Vorteil gegenüber den radiochemischen Experimenten war die Tatsache, dass auch die Winkelabhängigkeit des Neutrinoflusses beobachtet werden konnte. Dadurch konnte zum ersten Mal nachgewiesen werden, dass die Sonne eine Neutrinoquelle ist. Die Daten ergaben einen Neutrinofluss, der etwa der Hälfte des durch das SSM vorhergesagten Flusses entsprach[21].

Super-Kamiokande ist eine vergrößerte Version von Kamiokande mit einem 50.000 t Wassertarget (siehe Abb. 2.5). Erbaut wurde es in der Mozumi-Mine der Kamioka Mining and Smelting Company in Japan. Die Datennahme begann im April 1996. Seine Aufgaben umfassen weiterhin die Suche nach einem Protonenzerfall, aber auch das Studium von Neutrinos aus diversen Quellen, wie der Sonne, der Atmosphäre, Supernovae und anderen astrophysikalischen Quellen, sowie auch künstlichen Neutrinostrahlen (siehe **K2K**).

1998 veröffentlichte Super-Kamiokande die ersten Ergebnisse der Messung von atmosphärischen Neutrinos, in denen eine $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillation nachgewiesen wurde mit einem Mischungswinkel $\sin^2 2\theta > 0,82$ und einer Massenquadratdifferenz von $5 \times 10^{-4} < \Delta m^2 < 6 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ für 90% CL⁽⁴⁾

⁴confidence level: (engl.) Konfidenzbereich / Vertrauensbereich

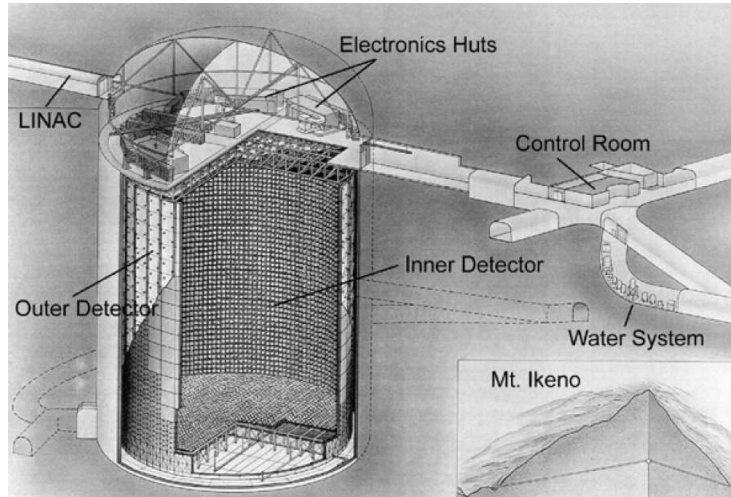


Abbildung 2.5: Zeichnung des Super-Kamiokande-Detektors, aus [22].

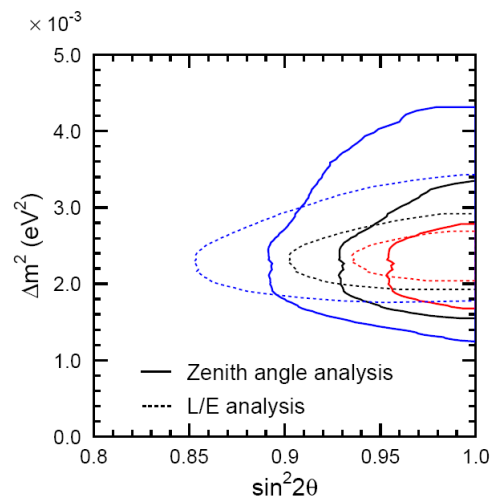


Abbildung 2.6: Von Super-Kamiokande bestimmte Parameterregionen für $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen für 68% (rot), 90% (schwarz) und 99% (blau) CL, aus [13].

in der Zwei-Neutrino-Näherung (siehe Kap. 2.2.1)[7]. Neuere Ergebnisse zeigen $\sin^2 2\theta > 0,92$ und $1,5 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3,4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ für 90% CL[13] (siehe Abb. 2.6).

GALLEX und GNO

GALLEX (**G**allium **E**xperiment)[23] war ein 1990 am LNGS erbautes radiochemisches Experiment, das solare Neutrinos in einem GaCl_3 -Target nachweisen sollte mittels der Reaktion



Die Schwellenenergie für diese Reaktion liegt bei nur $233,2 \pm 0,5 \text{ keV}$, so dass, im Gegensatz zu Homestake und Kamiokande, sämtliche neutrino-erzeugenden Reaktionen des SSM erfasst werden konnten. Wie beim Homestake-Experiment wurden auch hier die ${}^{71}\text{Ge}$ -Zerfälle mit einem Proportionalzähler gezählt. Die vom Modell vorhergesagten Raten lagen bei $132_{-17}^{+21} \text{ SNU}$ [19], gemessen wurden $87 \pm 14 \text{ (stat)} \pm 7 \text{ (sys)} \text{ SNU}$ [23].

1997 formte sich eine neue Kollaboration und das Experiment wurde unter dem Namen GNO (**G**allium **N**eutrino **O**bservatory) bis 2003 weitergeführt. Das kombinierte Ergebnis beider Experimente belief sich auf $69,3 \pm 5,5 \text{ (incl. sys)} \text{ SNU}$ [24].

SAGE

SAGE (früher **S**oviet-**A**merican **G**allium **E**xperiment, dann **Ru**Ssian-**A**merican **G**allium **E**xperiment) war ein 1990 am Baksan Neutrino Observatory (BNO) in den kaukasischen Bergen gebautes radiochemisches Experiment. Es sollte, ähnlich wie GALLEX, solare Neutrinos mit einem Flüssig-Gallium-Target nachweisen in der Reaktion



Die Zerfälle des ${}^{71}\text{Ge}$ wurden ebenfalls in einem Proportionalzähler gezählt. Gemessen wurde ein Fluss von $70,9_{-5,2}^{+5,3} \text{ (stat)}_{-3,2}^{+3,7} \text{ (sys)} \text{ SNU}$ [25], was etwa 55% des vorausgesagten Flusses von $\sim 130 \text{ SNU}$ waren.

MACRO

Das MACRO-Experiment (**M**onopole, **A**strophysics and **C**osmic **R**ay **O**bservatory) war ein Detektor im LNGS in Gran Sasso. Seine Hauptaufgabe war die Suche nach magnetischen Monopolen, er wurde aber auch zur Vermessung von Myonen aus Neutrinos der kosmischen Strahlung verwendet. Zu Teilen lief der Detektor ab 1989, fertiggestellt wurde er 1995 und nahm Daten bis Ende 2000. Seine Abmessungen betragen $76,6 \times 12 \times 9,3 \text{ m}^3$. Er bestand aus einem unteren Teil mit zehn horizontalen Lagen aus Streamer

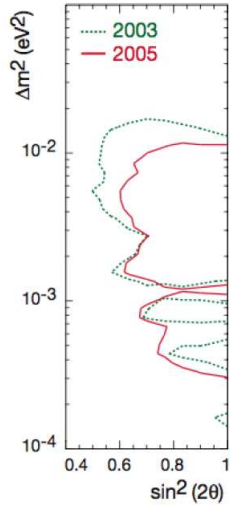


Abbildung 2.7: Gemessener Parameterraum des Soudan-Experiments für 90% CL, aus [27].

Tubes⁽⁵⁾, sieben Lagen Absorber und zwei Lagen Flüssigszintillatoren. Der obere Teil beinhaltete die Elektronik und war abgedeckt mit einer Lage Szintillatoren und vier Lagen Streamer Tubes. Die Seiten bestanden aus einer horizontalen Lage Szintillatoren und sechs Lagen Streamer Tubes.

Gemessen wurde eine $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation in der Zwei-Neutrino-Näherung mit der besten Übereinstimmung für die Werte $\sin^2 2\theta = 1$ und $\Delta m^2 = 0,0023 \text{ eV}^2$ [26].

Soudan2

Der Soudan2-Detektor nahm von 1989 bis 2001 Daten in einer Mine im Soudan Underground Mine State Park in Soudan, Minnesota. Er war ein Gas-Kalorimeter mit den Maßen $8 \times 5,5 \times 16,1 \text{ m}^3$ umgeben von einem 1.700 m^2 -Aktivschild, welches kosmische Teilchen, die in die Höhle eintraten oder sie verließen, identifizieren konnte. Seine Hauptaufgabe war die Vermessung des Protonzerfalls, er konnte jedoch auch zur Vermessung atmosphärischer Neutrinos eingesetzt werden.

Bestimmt wurde unter anderem das Verhältnis der gemessenen Flavour-Verhältnisse in atmosphärischen Neutrinos (siehe Kap. 2.3.2) zu den erwarteten Verhältnissen:

$$R = \frac{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) / (\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{Data}}{[(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu) / (\nu_e + \bar{\nu}_e)]_{MC}} \quad (2.52)$$

Gemessen wurde $R = 0,64 \pm 0,11$ (*stat*) $\pm 0,06$ (*sys*)[28], resultierend im Mischungswinkel $\sin^2 2\theta = 0,97$ und zwei leicht verschiedenen Massenquadratdifferenzen $\Delta m^2 = 1,7 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ bzw. $\Delta m^2 = 5,2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [27], in

⁵gasgefüllte Kunststoffplatten mit Anodendrähten, ähnlich Driftröhren

Übereinstimmung mit den Messungen von Super-Kamiokande und MACRO. In Abb. 2.7 ist der für 90% CL erlaubte Parameterraum abgebildet.

KARMEN

KARMEN (**K**Arlsruhe **R**utherford **M**edium **E**nergy **N**eutrino) begann 1990 mit der Datennahme und sollte unter anderem das Auftreten von $\bar{\nu}_e$ aus Zerfällen von ruhenden μ^+ nachweisen, später auch zur Bestätigung der Ergebnisse von LSND. Die Myonen wurden produziert an der Spallationsquelle ISIS am Rutherford Laboratory, England.

Der Detektor besteht aus 512 Acrylmodulen mit den Maßen $17,4 \times 17,8 \times 353 \text{ cm}^3$, angeordnet in 32 Reihen und 16 Spalten. Diese sind gefüllt mit insgesamt 56 t Flüssigszintillator. An den Enden jedes Moduls befindet sich ein Photomultiplier. Abgeschirmt ist der Detektor durch Wände aus 7.000 t Stahl. An vier Seiten des Detektors befinden sich als inneres Veto ähnliche Module wie in seinem Inneren. Zusätzlich befinden sich an fünf seiner Seiten insgesamt 136 Plastiksintillatormodule. Als drittes Veto wurden 1996 noch einmal 136 Plastiksintillatormodule direkt an den Stahlwänden installiert.

Die gemessenen Daten lassen keinen Hinweis auf $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen erkennen[29][30] (siehe Abb. 2.9).

LSND

LSND (**L**iquid **S**cintillator **N**eutrino **D**etector) suchte 1993 bis 1998 nach Oszillationen von $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Die $\bar{\nu}_\mu$ wurden erzeugt in einem Protonenstrahl des LANSCE (**L**os **A**lamos **N**eutron **S**cience **C**enter) durch

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.53)$$

und

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.54)$$

Myonen und Pionen wurden vor dem Zerfall im Beamstop-Target abgebremst. Nachgewiesen werden sollten die entstehenden $\bar{\nu}_e$ mittels der Reaktion

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (2.55)$$

Der Detektor befand sich, wie in Abb. 2.8 zu sehen, 30 m entfernt von der Neutrinoquelle. Er bestand aus einem zylindrischen Tank mit 8,3 m Länge und 5,7 m Durchmesser, gefüllt mit 197 t Flüssigszintillator aus Mineralöl versetzt mit einem Polymer (b-PBD). Durch die niedrige Konzentration des Szintillators konnte sowohl Čerenkov-Licht als auch Szintillationslicht gemessen werden durch 1.220 an der Innenseite des Detektors angebrachte

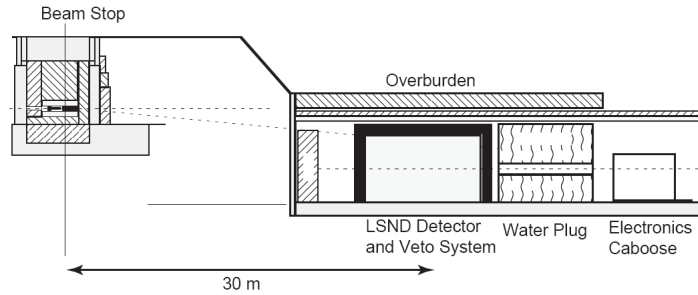


Abbildung 2.8: Layout des LSND-Detektors, aus [31].

Photomultiplier. Von allen Seiten bis auf die Unterseite war der Detektor umgeben von einem aktiven Veto-Schild aus 15 cm Flüssigszintillator und 15 cm Blei.

Die Messergebnisse sagten aus, dass $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ -Oszillationen im Bereich $\Delta m^2 = 0,2 - 10 \text{ eV}^2$ stattfanden (siehe Abb. 2.9) und dass mindestens eine Neutrinomasse größer als 0,4 eV sein muss. Zur gemeinsamen Erklärung des solaren Neutrino-defizits, der atmosphärischen Neutrinoanomalie und den von LSND gemessenen Daten wurde ein viertes, steriles Neutrino vorgeschlagen[31].

DONUT

DONUT (**D**irect **O**bservation of **NU** **T**au) wurde erbaut, um als erstes Experiment das Tauneutrino direkt in CC-Reaktionen nachzuweisen, indem das Tau als einziges am Vertex produziertes Lepton identifiziert wird. Die Neutrinos wurden mit einem 800 GeV-Protonenstrahl am Fermilab Tevatron in einem Wolfram-Beam-Dump erzeugt, wobei hier alle Flavours vertreten waren. Der Detektor stand etwa 36 m hinter dem Beam-Dump (siehe Abb. 2.10).

Vor dem Detektor befanden sich Absorptionsmaterial und zwei Magneten zur Reinigung des Strahls, sowie ein Szintillationszähler als Veto. Dahinter schloss sich ein Target aus 44 Wänden von Szintillationsfasern (SFT, scintillating fiber tracker) mit je 0,5 mm Durchmesser und bis zu vier Emulsionsmodulen an. Es gab zwei Arten von Emulsionsmodulen, je 7 cm dick mit einer Fläche von $50 \times 50 \text{ cm}^2$: das erste ($ECC^{(6)}$) bestand aus abwechselnd 1 mm dicken Stahlplatten und $200 \mu\text{m}$ oder $800 \mu\text{m}$ dicken Plastikplatten mit einer $100 \mu\text{m}$ dicken Emulsionsschicht auf beiden Seiten, das zweite (*bulk*) nur aus $90 \mu\text{m}$ dicken Plastikplatten mit je $350 \mu\text{m}$ dicken Emulsionsschichten. Bestrahlt wurden insgesamt zwei reine ECC-Targets mit einer Masse von 104 kg, ein reines Bulk-Target mit einer Masse von 60 kg und vier ECC/bulk-Targets mit einer Masse von durchschnittlich 70 kg. Die SFTs

⁶Emulsion Cloud Chamber

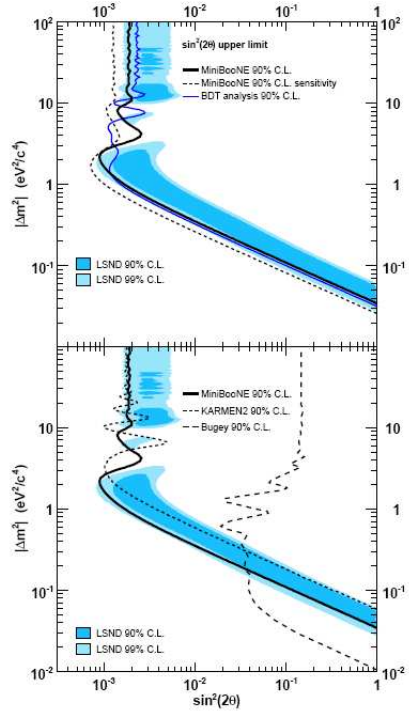


Abbildung 2.9: Vom LSND-Experiment für 90% CL und 99% CL bestimmte Oszillationsparameter, oben das von MiniBooNE für 90% CL ausgeschlossene Gebiet, unten der Vergleich mit KARMEN2, ebenfalls für 90% CL, aus [32].

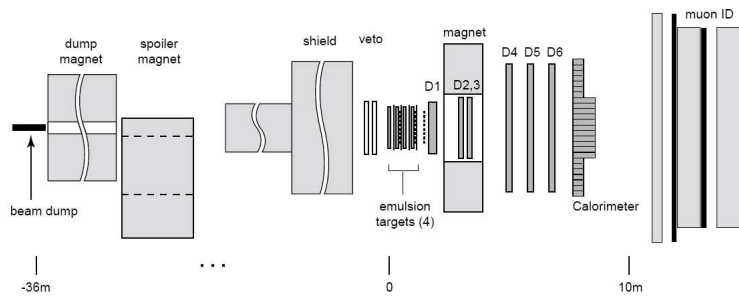


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau des DONUT-Detektors, aus [33].

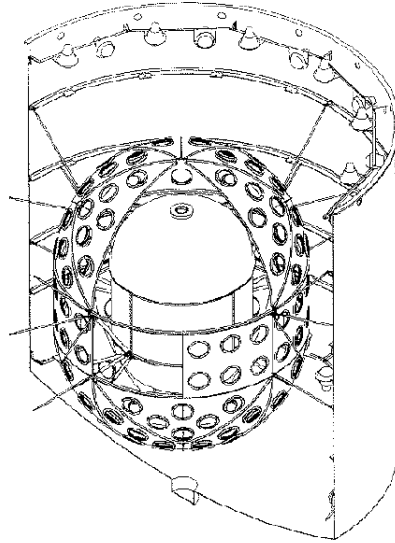


Abbildung 2.11: Technische Zeichnung des CHOOZ-Detektors, die Löcher in der Hülle dienen der Aufnahme der Photomultiplier, aus [15].

wurden zur Vorhersage der Vertexposition in den Emulsionsmodulen verwendet. Am Ende des Detektors standen noch drei Hodoskope als Trigger, ein Spektrometer mit Driftkammern und ein Bleiglaskalorimeter mit einer Vorrichtung zur Myonidentifikation.

Die Datennahme lief von April bis September 1997. In 203 untersuchten Neutrinoereignissen fanden sich dabei 4 Tauneutrinoereignisse[33].

CHOOZ und Double-CHOOZ

CHOOZ war ein Flüssigszintillatorexperiment für Reaktor-neutrinos im Norden Frankreichs, nahe der Stadt Chooz. Es lag etwa 1 km von den beiden Reaktorkernen entfernt unter einem Hügel, mit etwa 100 m Gestein bedeckt. Die Datennahme lief von April 1997 bis Juli 1998. Das Experiment wies die Reaktor-neutrinos nach in der Reaktion des inversen Betazerfalls



Der Detektor bestand aus einem Stahlzylinder mit einem Durchmesser von 5,5 m und einer Höhe von ebenfalls 5,5 m, aufgebaut aus drei konzentrischen Regionen. In seinem Innersten befand sich in einem transparenten Plexiglasbehälter ein 5 t-Target aus mit 0,09% Gadolinium versetzter Szintillatorflüssigkeit. Darum befand sich eine 17 t-Region mit Flüssigszintillator und 192 Photomultipliern. Die äußerste Region war optisch von den beiden anderen getrennt und ebenfalls mit Flüssigszintillator gefüllt. Sie war

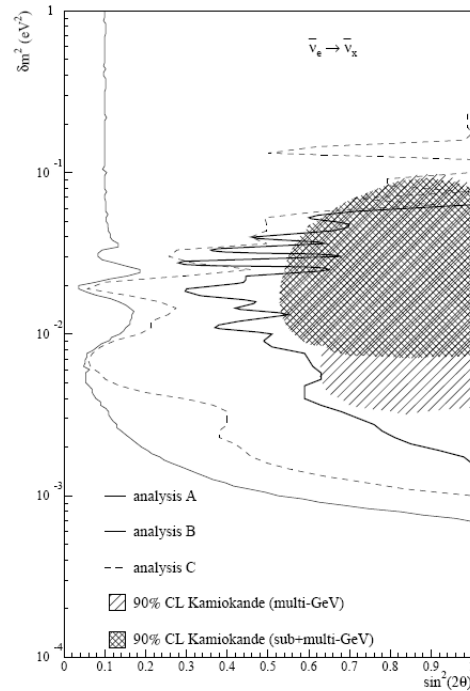


Abbildung 2.12: Vom CHOOZ-Experiment für 90% CL ausgeschlossene Regionen für verschiedene Analysemethoden und die von Kamiokande erlaubte Region für atmosphärische $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ -Oszillationen, aus [15].

bestückt mit zwei Ringen aus je 24 Photomultipliern an der Decke und am Boden und diente als Myonvetoschild für kosmische Strahlen.

Es wurde für den Wertebereich $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4} \text{ eV}^2$ bei maximaler Mischung⁽⁷⁾ und $\sin^2 2\theta = 0,10$ für große Δm^2 mit 90% CL kein Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ durch Oszillationen gemessen[15] (siehe Abb. 2.12). Das Missverhältnis in der Rate atmosphärischer Neutrinos kann daher nicht durch $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen erklärt werden.

Double-CHOOZ ist momentan im Aufbau begriffen. Es besteht aus zwei Detektoren: einem fernen Detektor an der gleichen Stelle, an der CHOOZ stand, und einem nahen Detektor etwa 200 m von den beiden Kernreaktoren entfernt. Beide Detektoren sind, bis auf die Abschirmung, identisch aufgebaut. In der Mitte befindet sich ein $10,3 \text{ m}^3$ -Target aus mit Gd versetzter Szintillatorflüssigkeit, umgeben von $22,6 \text{ m}^3$ reiner Szintillatorflüssigkeit als γ -Catcher. Darum befinden sich $114,2 \text{ m}^3$ Mineralöl als Puffer zur Abschwächung des Untergrunds. In ihm befinden sich 543 Photomultiplier. Ein inneres Veto aus Flüssigszintillator und ein äußeres Veto aus Proportionalröhren sollen Myonen der kosmischen Strahlung identifizieren.

⁷maximale Mischung entspricht $\sin^2 2\theta = 1$

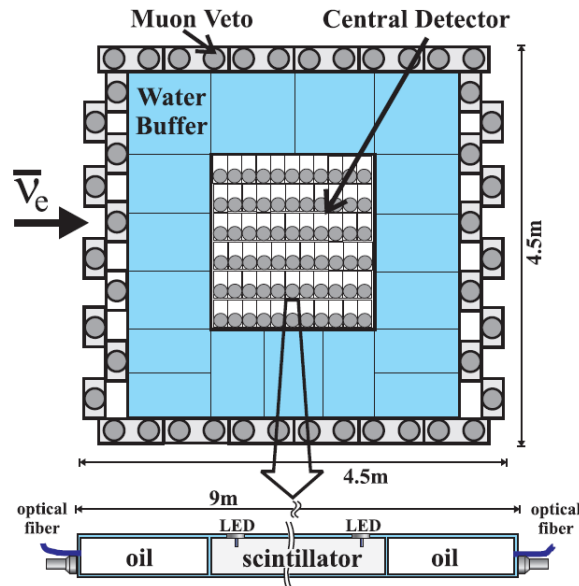


Abbildung 2.13: Palo Verde-Detektor, unten eine der 66 Targetzellen mit Ölpuffer und Photomultipliern, aus [35].

Der Aufbau mit zwei Detektoren soll die Unsicherheit in der Kenntnis des Antineutrino-flusses der Reaktoren, die größte Unsicherheit bei CHOOZ, beseitigen.

Gemessen werden soll der Winkel θ_{13} . Bei $\Delta m_{31}^2 = 2,5 - 3,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ wird erwartet, ihn bis auf $\sin^2 2\theta \leq 0,022 - 0,030$ einschränken zu können [34].

Palo Verde

Palo Verde untersuchte, ebenso wie CHOOZ, die Oszillation von in Kernreaktoren produzierten $\bar{\nu}_e$. Es stand an der Palo Verde Nuclear Generating Station in Arizona, einem Kernkraftwerk, bestehend aus drei gleichen Reaktoren. Der Detektor lag 890 m von zwei Reaktoren und 750 m vom dritten Reaktor entfernt. Er bestand aus 66 9 m langen Acrylzellen mit insgesamt 11,34 t Gd-versetztem Flüssigszintillator. An den beiden Enden der Zellen befand sich je ein 0,8 m langer Ölpuffer und ein Photomultiplier. Die Anordnung der 6×11 Zellen war von insgesamt 105 t Wasser als Puffer umgeben. Der Detektor ist in Abb. 2.13 abgebildet.

Die Datennahme lief von September 1998 bis Juli 2000. Es wurde kein Hinweis auf ein Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ durch Oszillation gefunden für den Wertebereich $\Delta m^2 > 1,1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ bei maximaler Mischung und $\sin^2 2\theta < 0,17$ für große Δm^2 [36] (siehe Abb. 2.14).

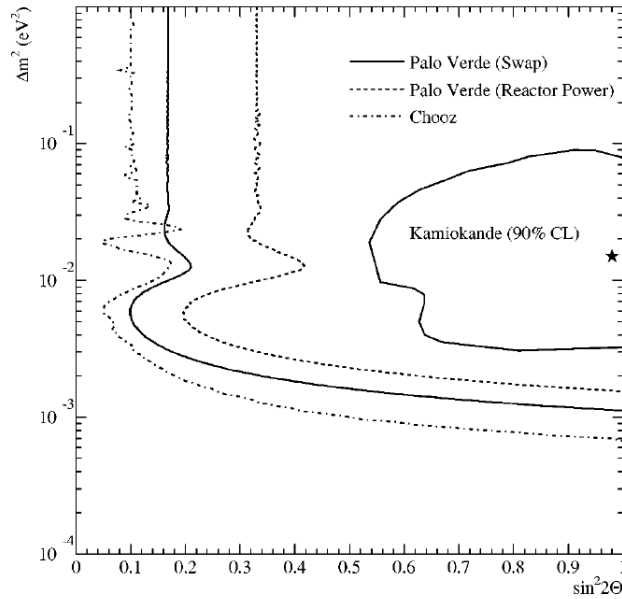


Abbildung 2.14: Von Palo Verde für 90% CL ausgeschlossene Parameterregion für zwei Analysemethoden, außerdem der von Kamiokande erlaubte Bereich mit bestem Fit (Stern) und von Chooz ausgeschlossene Region, aus [36].

K2K

Das K2K-Experiment (**KEK to Kamioka**) besteht aus einem am KEK in Japan produzierten nahezu reinen Myon-neutrinostrahl, der zuerst in Detektoren ca. 300 m nach seiner Produktion und anschließend im 250 km entfernten Super-Kamiokande-Detektor nachgewiesen wird. Vermessen werden sollen die gleichen Parameterräume wie bei atmosphärischen Neutrinos. Die ersten K2K-Neutrinostrahlevents wurden 1999 gefunden.

Gemessen wurde für maximale Mischung ein erlaubter Bereich von $\Delta m^2 = 1,9 - 3,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, mit einem besten Fit bei $\Delta m^2 = 2,8 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [37] (siehe Abb. 2.15).

SNO

SNO (**Sudbury Neutrino Observatory**) wurde erbaut in der INCO Creighton Mine, nahe Sudbury, Kanada, als Detektor zur Vermessung solarer Neutrinos. Der Detektor ist in Abb. 2.16 dargestellt. Er besteht aus einer Acrylkugel mit 12 m Durchmesser, die 1.000 t D₂O (schweres Wasser) als Target enthält. Die Kugel ist an einer 17,8 m durchmessenden geodäsischen Stahlkonstruktion befestigt, die 9.438 nach innen gerichtete Photomultiplier besitzt. Diese Konstruktion ist getaucht in einen Tank mit 22 m Durchmesser

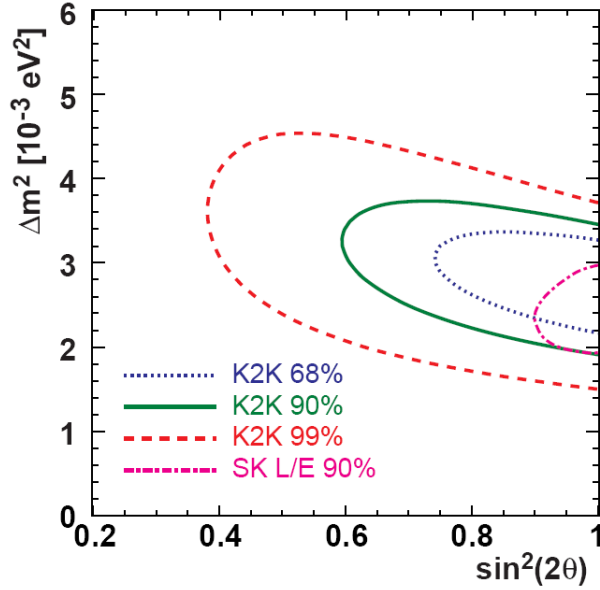


Abbildung 2.15: Von K2K erlaubte Regionen für 68%, 90% und 99% CL, sowie Vergleich mit 90% CL Region von Super-Kamiokande für atmosphärische Neutrinos, aus [37].

und 34 m Höhe, der gefüllt ist mit reinem Wasser als Stütze und Abschirmung.

Die Neutrinos kann man nachweisen in den Reaktionen

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.57)$$

$$\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p \quad (2.58)$$

$$\nu_x + d \rightarrow \nu_x + n + p \quad (2.59)$$

Das x bezeichnet dabei einen beliebigen Flavour.

Die Datennahme lief von 1999 bis 2006. In einer zweiten Phase von Juni 2001 bis Oktober 2003 wurde das D_2O mit etwa 2.000 kg NaCl versetzt, was die Fähigkeit zur Detektion von 8B -Neutrinos stark verbesserte.

Gemessen wurde für Zwei-Neutrino-Oszillationen ein bester Fit bei $\Delta m^2 = 6,5_{-2,3}^{+4,4} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\tan^2 \theta = 0,45_{-0,08}^{+0,09}$ mit 1σ Unsicherheit, inklusive KamLAND-Daten ein bester Fit bei $\Delta m^2 = 8,0_{-0,4}^{+0,6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\theta = \left(33,9_{-2,2}^{+2,4}\right)^\circ$, ebenfalls mit 1σ Unsicherheit (siehe Abb. 2.17). Für einen Masseneffekt durch die Masse der Erde, gemessen an der potentiellen Tag-Nacht-Asymmetrie, wurden keine Anzeichen gefunden. Die Daten sind jedoch vereinbar mit einem MSW-Effekt für solare Neutrinos in der Sonne[14].

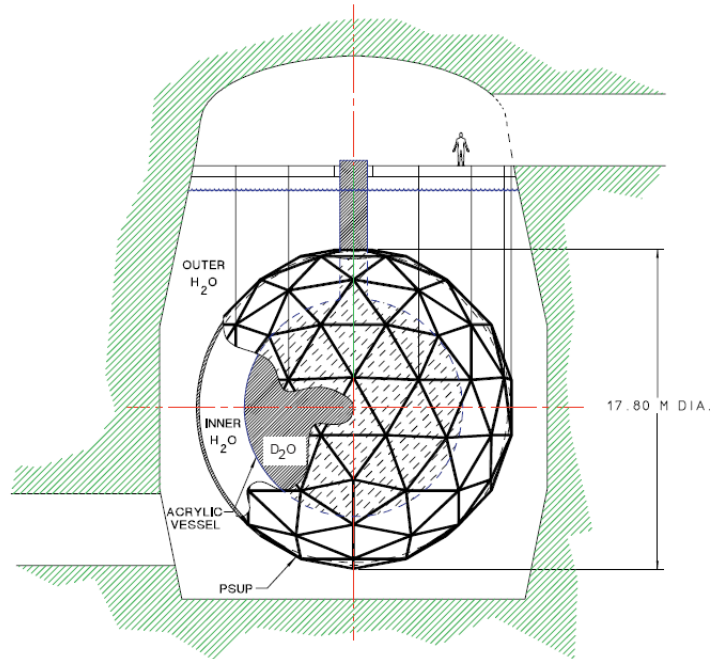


Abbildung 2.16: Der SNO-Detektor, aus [38].

KamLAND

Der KamLAND-Detektor (**K**amioka **L**iquid Scintillator **A**nti-**N**eutrino **D**etector) ist ein long-baseline Experiment, das sich an der gleichen Stelle befindet, an der der inzwischen demontierte Kamiokande-Detektor stand. Seine Hauptaufgabe ist die Detektion von Antineutrinos, die von der großen Anzahl der umliegenden Atomkraftwerke abgegeben werden. Die mittlere Distanz beträgt dabei etwa 160 km. Der Nachweis geschieht durch den inversen Betazerfall



Zusätzlich können direkt solare Neutrinos beobachtet werden, außerdem Antineutrinos, die bei radioaktiven Zerfällen im Erdmantel entstehen, sogenannte Geoneutrinos.

In seinem Innersten befindet sich ein transparenter 1.000-t-Tank hochreinen Flüssigszintillators, welcher von etwa 1.900 an einer Stahlsphäre angebrachten Photomultipliern umgeben ist. Diese Stahlsphäre ist wiederum eingetaucht in einen Tank reinen Wassers, welcher selbst von Photomultipliern überwacht wird. Hier werden Myonen, die das Experiment durchqueren, durch ihre Čerenkovstrahlung identifiziert. Die Datennahme begann 2002.

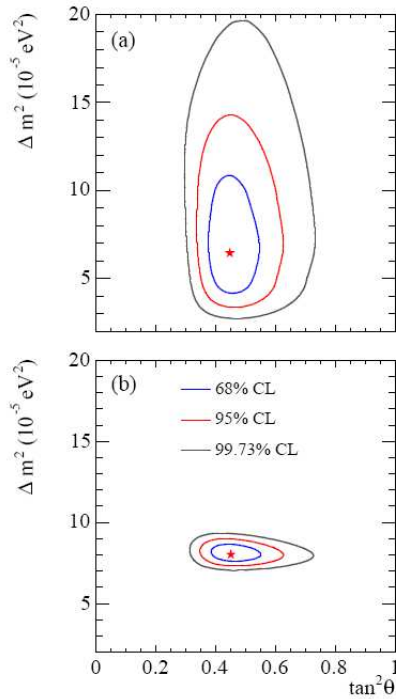


Abbildung 2.17: Von SNO erlaubte Parameterregion für 68%, 95% und 99,73% CL, (a) nur für solare Neutrinos, (b) inklusive KamLAND-Daten, aus [14].

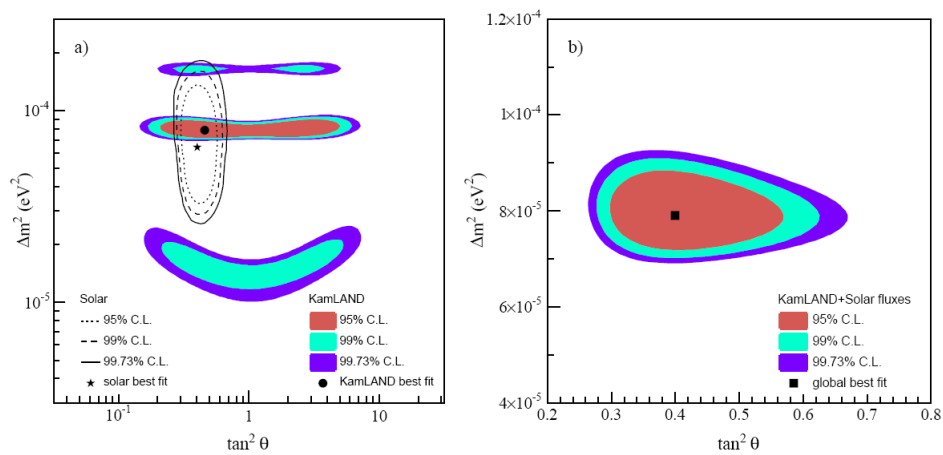


Abbildung 2.18: Von KamLAND erlaubte Parameterregion für 95%, 99% und 99,73% CL und bestem Fit (farbig), (a) inklusive solarer Neutrinos von SNO (liniert), (b) unter Berücksichtigung solarer Neutrino Flüsse und Annahme von CPT-Invarianz, aus [39].

Gemessen wurden in der Zwei-Neutrino-Näherung ein bester Fit von $\Delta m^2 = 7,9_{-0,5}^{+0,6} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ und $\tan^2 \theta = 0,40_{-0,07}^{+0,10}$ [39] (siehe Abb. 2.18). Die Ergebnisse sind verträglich mit $\bar{\nu}_e$ -Oszillationen.

MiniBooNE

MiniBooNE soll die von LSND gemachten Beobachtungen durch die Vermessung von $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen bestätigen. Es ist die erste Phase des Experiments BooNE (**Boo**ster **N**eutrino **E**xperiment) mit einem Detektor, welches im Falle des Nachweises von Oszillationen auf zwei Detektoren ausgebaut werden soll. Als Quelle dient der Fermilab Booster Neutrinostrahl, der Pionen und Kaonen in einem Target erzeugt, welche dann u. a. zu Neutrinos zerfallen. Die ersten Messungen begannen 2002.

Der Detektor befindet sich 541 m vom Target entfernt und besteht aus einer Kugel mit 610 cm Radius. Sie ist gefüllt mit 800 t reinem Mineralöl, in dem geladene Teilchen sowohl Čerenkovlicht als auch Szintillationslicht erzeugen können. Die Kugel ist unterteilt in eine innere Region mit 575 cm Radius, die optisch getrennt ist von der äußeren 35 cm dicken Region. Die optische Barriere enthält 1.280 nach innen gerichtete Photomultiplier. Die äußere Region enthält 240 Photomultiplier und dient als Veto zur Detektion von Teilchen, die den Detektor betreten oder verlassen.

Es wurde jedoch kein Hinweis auf eine Oszillation gefunden. Unter der Annahme, dass Neutrinos und Antineutrinos gleich oszillieren, können die Ergebnisse von LSND mit einem CL von 98% ausgeschlossen werden[32] (siehe Abb. 2.9).

MINOS

MINOS (**M**ain **I**njector **N**eutrino **O**scillation **S**earch) misst einen am Fermilab erzeugten reinen Myon-neutrinostrahl (NuMI, **N**eutrinos at the **M**ain **I**njector) in einem nahen und einem fernen Detektor, um die Parameter für Oszillationen von Myon-neutrinos in Tau-neutrinos zu vermessen. Der nahe Detektor befindet sich etwa 1 km entlang der Strahlachse, der zweite 735 km entfernt in der Soudan Eisenmine, Minnesota.

Der nahe Detektor hat die Maße $3,8 \times 4,8 \times 16,6$ m. Er besteht aus 282 senkrechten, magnetisierten Stahlplatten als Target und Kalorimeter mit einer Gesamtmasse von 980 t. Jede Platte ist mit einem Plastikszintillator ausgerüstet. Von den ersten 120 Platten ist jede Platte elektronisch verkabelt, von den restlichen 162 Platten ist jede fünfte elektronisch verkabelt. Die Plastikszintillatoren sind alternierend 45° zur Horizontalen verkippt und stehen so jeweils senkrecht zueinander (siehe Abb. 2.19).

Der ferne Detektor besteht aus 486 Stahlplatten mit einem Durchmesser von etwa 8 m und mit einer Gesamtmasse von 5.400 t. Er ist aufgeteilt in zwei je 15 m lange Supermodule, die durch einen 1,5 m breiten Luftspalt

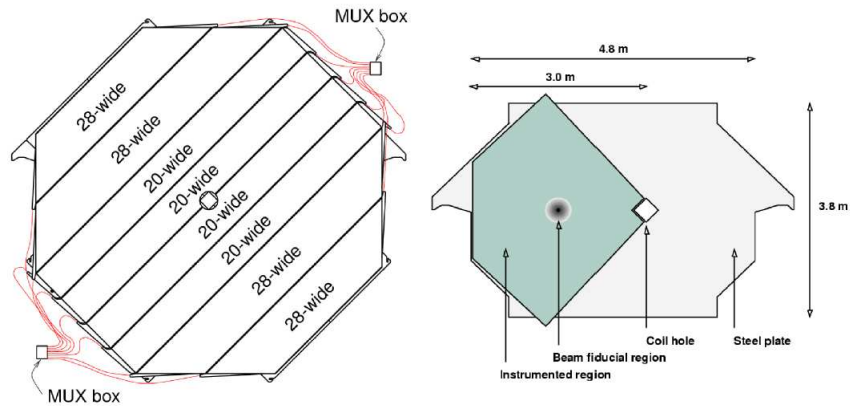


Abbildung 2.19: Je eine Platte des fernen (links) und nahen (rechts) Detektors des MINOS-Experiments, der Strahl trifft den nahen Detektor seitlich versetzt, aus [40].

getrennt sind. Auf der Oberseite und an den Seiten befinden sich zwei Lagen Plastiksintillatoren als Veto für kosmische Myonen.

Seit Juli 2003 nimmt der ferne Detektor Daten von kosmischen Strahlen und atmosphärischen Neutrinos, der nahe Detektor ab September 2004. Anfang 2005 startete dann der NuMI-Strahl.

Die Daten sind konsistent mit dem Verschwinden von Myonneutrinos durch Oszillationen mit den Parametern $\Delta m_{32}^2 = 2,74_{-0,26}^{+0,44} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ und $\sin^2 2\theta_{23} > 0,87$ für 68% CL, bzw. $(2,31 < \Delta m_{32}^2 < 3,43) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ und $\sin^2 2\theta_{23} > 0,78$ für 90% CL[42].

Neueste vorläufige Ergebnisse zeigen eine Massenquadratdifferenz von $\Delta m_{32}^2 = 2,38_{-0,16}^{+0,20} \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ für 68% CL und einen Mischungswinkel $\sin^2 2\theta > 0,84$ für 90% CL[41] (siehe Abb. 2.20).

NO ν A

NO ν A (NuMI Off-axis ν_e Appearance Experiment)[43] möchte am Fermilab die Oszillation von Myonneutrinos zu Elektronneutrinos in atmosphärischen Schauern messen, mit einer um eine Größenordnung höheren Genauigkeit als MINOS. Das Experiment besteht ebenfalls aus einem nahen und einem fernen Detektor. Die beiden Detektoren stehen jedoch off-axis, d. h. nicht direkt auf der Strahlachse, sondern versetzt dazu. Das hat den Vorteil, dass die Energie der Neutrinos, die aus Zerfällen von Mesonen stammen, weniger stark von der Energie der Mesonen abhängt, als dies direkt auf der Strahlachse der Fall wäre.

Der ferne Detektor steht etwa 810 km vom Fermilab und 12 km von der Strahlachse des NuMI-Strahls entfernt. Er hat die Maße $15,7 \times 15,7 \times 132 \text{ m}$, aufgeteilt in 1.984 Lagen mit den Maßen $15,7 \times 15,7 \times 0,066 \text{ m}$. Die

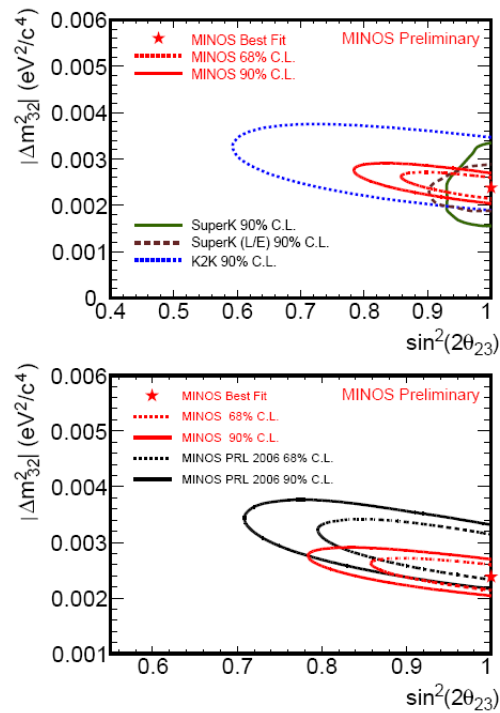


Abbildung 2.20: Neue vorläufige Ergebnisse von MINOS für 68% und 90% CL mit bestem Fit (Stern), oben im Vergleich mit Super-Kamiokande und K2K, unten im Vergleich mit den alten MINOS-Daten, aus [41].

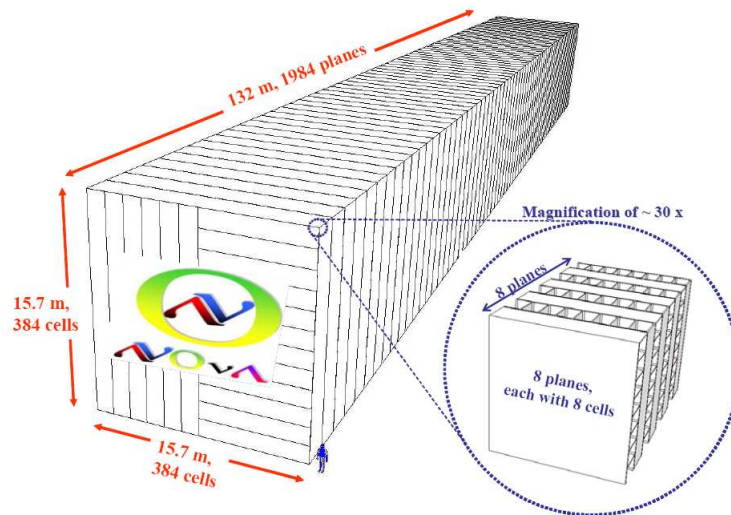


Abbildung 2.21: Der ferne Detektor des NOνA-Experiments, aus [43].

Lagen haben alternierend vertikale und horizontale Einschübe mit den Maßen $1,3 \times 0,066 \times 15,7$ m, die wiederum in 32 Zellen mit den Maßen $0,0387 \times 0,06 \times 15,7$ m unterteilt sind (siehe Abb. 2.21). Diese enthalten insgesamt 24.000 t mineralölbasierten Flüssigszintillator. Die Signale werden ausgelesen mittels Glasfasern, die in den Zellen verlegt sind.

Der nahe Detektor steht etwa 12 m neben der Strahlachse und etwa 1 km vom NuMI-Target entfernt. Er ist 3,5 m breit, 5 m hoch und 9 m lang. Die ersten 8 m bestehen aus den gleichen Zellen wie der ferne Detektor, der letzte Meter ist als Myon-Catcher konstruiert mit Stahlplatten und weiteren Flüssigszintillatorzellen. Insgesamt gibt es 130 Lagen mit Flüssigszintillator, je 65 senkrecht und waagrecht, mit einer aktiven Masse von 145 t und einer Gesamtmasse von 262 t.

Die Datennahme soll Anfang 2010 beginnen.

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Experiments OPERA angefertigt.

Das OPERA-Experiment (**O**scillation **P**roject with **E**mulsion-**t**Racking **A**pparatus)[44] ist ein long-baseline Neutrinoexperiment und möchte die Oszillation von Myonneutrinos in Tauneutrinos beobachten. Es ist ein Appearance-Experiment, d. h. es weist direkt das Entstehen von Tauneutrinos und nicht das Verschwinden von Myonneutrinos nach, indem die Zerfälle der bei CC-Reaktionen von Tauneutrinos entstehenden Taus nachgewiesen werden.

Die Taus entstehen im Detektortarget in der Reaktion

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

und können zerfallen durch

$$\begin{aligned}\tau^- &\rightarrow h^- + \nu_\tau + (n\pi^0) \\ \tau^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \\ \tau^- &\rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \\ \tau^- &\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + \nu_\tau + (n\pi^0)\end{aligned}$$

Diese Zerfälle können mittels der im Target des Detektors vorhandenen Fotoemulsionen sehr genau rekonstruiert werden.

Das OPERA-Experiment besteht aus zwei Teilen: dem CNGS-Aufbau am CERN in der Schweiz, der einen Neutrinostrahl erzeugt, und dem OPERA-Detektor, welcher im Untergrundlabor LNGS in Italien steht.

3.1 Der CNGS-Strahl

Der CNGS-Strahl (**C**ern **N**eutrinos to **G**ran **S**asso)[45] ist ein vom SPS-Beschleuniger am CERN in der Schweiz produzierter

17 GeV-Myonneutrinostrahl zum 732 km entfernten Untergrundlabor LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) unter dem Gran-Sasso-Massiv in Italien, in welchem der OPERA-Detektor steht. Die Neutrinos werden produziert durch Zerfall von Mesonen, vor allem Pionen und Kaonen, welche durch einen hochenergetischen Protonenstrahl (400 GeV), der auf ein Graphittarget geschossen wird, entstehen. Die angestrebten Zerfallskanäle sind

$$\begin{aligned}\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

Aufgrund der Erdkrümmung muss der Strahl in einem Winkel von $-3,2^\circ$ zur Horizontalen ausgerichtet werden. In Abb. 3.1 ist schematisch der Aufbau des CNGS-Strahls dargestellt. Der Strahl der entstehenden Teilchen wird durch magnetische Hörner abgelenkt, wobei am ersten Horn die positiv geladenen Teilchen fokussiert werden und die negativ geladenen defokussiert. Dieses Fokussieren ist ausgelegt auf Teilchen mit 35 GeV, da Teilchen mit zu viel oder zu wenig Energie zu stark oder zu schwach abgelenkt werden. Dies wird deshalb mit Hilfe des zweiten Horns, Deflektor genannt, wieder korrigiert. Anschließend durchfliegen die Teilchen einen 1 km langen evakuierten Zerfallstunnel, wobei sie in mehr als 99% der Fälle in ein Antimyon und ein Myonneutrino zerfallen[18]. Die Länge des Zerfallstunnels ist ein Kompromiss aus dem Zerfall möglichst vieler Pionen und Kaonen und möglichst weniger Antimyonen, da diese weiter zerfallen können in Antimyonenneutrinos, Positronen und Elektronenneutrinos, welche den Strahl verunreinigen können. Am Ende des Zerfallstunnels befindet sich ein weiteres Graphit-Eisen-Target, welches alle übriggebliebenen Protonen, die Antimyonen und die bis dahin nicht zerfallenen Pionen und Kaonen auffangen soll. Diese werden außerdem im nachfolgenden Gestein absorbiert, so dass sie etwa 1 km nach dem Zerfallstunnel nicht mehr vorhanden sein sollten. Die Ausrichtung des Strahls wird kontrolliert mittels zweier Myondetektoren, die hinter dem Zerfallstunnel und 67 m weiter im Gestein positioniert sind. Wenn der Neutrinostrahl das LNGS erreicht, hat er einen Durchmesser von 2 km.

3.2 Der OPERA-Detektor

Der OPERA-Detektor ist etwa 25 m lang und je 8 m hoch und breit. Er besteht aus zwei fast baugleichen hintereinander angeordneten Supermodulen (SM), die beide je ein Target sowie ein Spektrometer umfassen. Das Target besteht aus Wänden von Blei-Emulsions-Paketen, genannt Bricks,

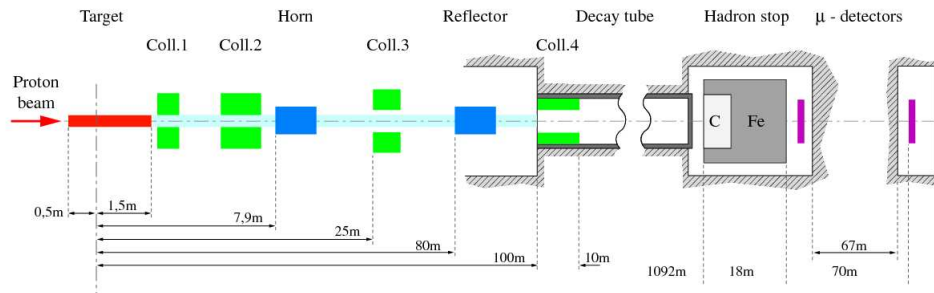


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des CNGS-Strahls, aus [46].

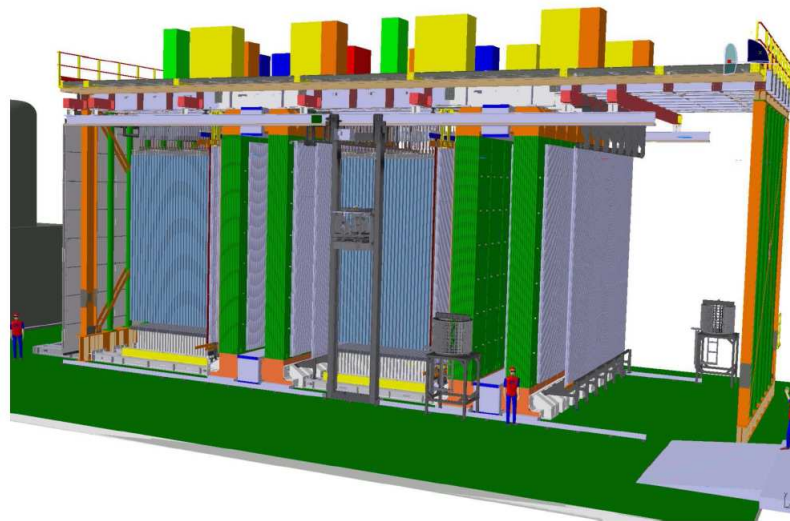


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des OPERA-Detektors, Seitenansicht. Zu sehen sind das Veto (grau), die Target Tracker (hellblau), der Magnet (grün) und der Precision Tracker (lila). Der Strahl trifft den Detektor von der linken Bildseite, aus [47].

zwischen denen Target Tracker (TT) genannte Szintillatorwände stehen (siehe Kap. 3.2.1). Geladene Teilchen, die einen Brick durchqueren, hinterlassen Spuren in der Fotoemulsion. Mit Hilfe der Target Tracker ist es möglich, Bricks im Target zu identifizieren, in denen mögliche Tau-Ereignisse stattgefunden haben. Hinter dem Target in Strahlrichtung befindet sich das Spektrometer, bestehend aus zwei Magnetarmen, Resistive Plate Chambers (RPC) und sechs Driftröhrenwänden (PT oder HPT). Es dient der kinematischen Analyse der den Detektor durchquerenden Teilchen (siehe Kap. 3.2.2). Vor dem Target befinden sich noch zwei verkippte Glas-Szintillatorwände (XPC) und ein Myonveto, welches dazu dient, bereits vor dem Detektor entstandene Myonen zu identifizieren. Eine schematische Darstellung des Detektors ist in Abb. 3.2 zu sehen.

3.2.1 Das Target und die Target Tracker

Da Neutrinos nur sehr wenig wechselwirken, muss die Masse des Targets entsprechend groß sein. Ein Target hat daher eine Masse von etwa $675\text{ t}^{(1)}$, bestehend aus Bricks mit den Maßen $10,2 \times 12,7 \times 7,5\text{ cm}^3$. Die Bricks sind in einem Gestell angeordnet, in das jede Reihe von der Seite hineingeschoben und auch wieder extrahiert werden kann. Jede Reihe besteht aus 52 Bricks und eine Wand aus 51 (ursprünglich 64) Reihen. Zwischen je zwei Brickwänden befindet sich der Target Tracker, Wände aus $2,6\text{ cm}$ breiten, gekreuzt angeordneten Szintillatorstreifen, mit deren Hilfe in der Datenauswertung festgestellt werden kann, in welchem Brick wahrscheinlich eine Wechselwirkung stattgefunden hat. Insgesamt gibt es in jedem Target 31 Target Tracker und 29 (ursprünglich ebenfalls 31) Brickwände, so dass pro Supermodul 77.375 (ursprünglich 103.168) Bricks verbaut werden.

Die Bricks bestehen aus einer Sandwichstruktur aus 56 1 mm dicken Blei- und $205\text{ }\mu\text{m}$ dicken Plastikplatten, letztere beidseitig mit je $44\text{ }\mu\text{m}$ dicken Fotoemulsionsschichten beschichtet (siehe Abb. 3.3). Wird in einem Brick in Folge der Datenauswertung der Zerfallsvertex einer Wechselwirkung vermutet, kann dieser mittels zweier Roboter, genannt BMS (**B**rick **M**anipulation **S**ystem), auf beiden Seiten des Detektors extrahiert werden. Dabei werden alle Bricks einer Reihe bis zu dem betroffenen Brick aus dem Target gezogen und alle nicht betroffenen Bricks wieder so in die Reihe zurückgeschoben, dass immer ein kompaktes Target erhalten bleibt. Die Position jedes einzelnen Bricks im Target wird deshalb mit Hilfe eines eindeutigen Strichcodes dokumentiert. Jeder Brick ist an der in Strahlrichtung gesehenen Rückseite mit einer auswechselbaren Fotoemulsionsschicht, dem sogenannten Changeable Sheet (CS), ausgestattet. Dieses dient der Kontrolle, ob in dem Brick wirklich eine mögliche Spur vorhanden ist. Bei einer negativen Identifikation wird ein neues CS eingesetzt und der Brick wieder in

¹ursprünglich waren 900 t vorgesehen, aufgrund von Produktionsschwierigkeiten der Bricks wird jedes Target jedoch nur zu 75% gefüllt

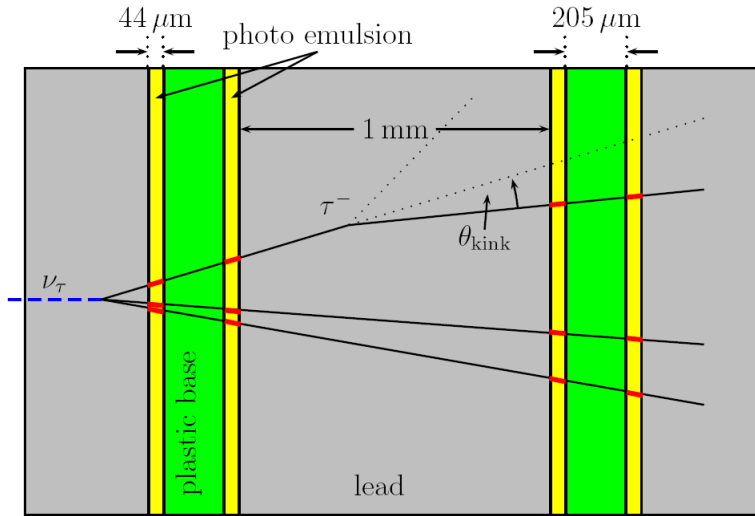


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Bricks und typische Topologie eines Tau-Zerfalls in den Emulsionen, aus [16].

das Target integriert. Nur bei einer positiven Identifikation wird der Brick endgültig aus dem Target entfernt. Infolgedessen sinkt mit der Zeit die Targetmasse, nach 5 Jahren Laufzeit jedoch nur um etwa 10%. Der extrahierte Brick wird nun einige Zeit kosmischer Strahlung ausgesetzt, um die einzelnen Fotoemulsionsschichten gegeneinander zu alinieren. Anschließend wird der Brick auseinandergenommen und die einzelnen Fotoemulsionsschichten mittels eines speziellen Mikroskops in mehreren Tiefen pro Emulsionsschicht gescannt. Hier wird versucht, die genauen Vertices der Wechselwirkung zu ermitteln.

3.2.2 Das Spektrometer

Das Spektrometer hat die Aufgabe, das Vorzeichen der elektrischen Ladung eines durchquerenden Teilchens mit einer Signifikanz von mindestens 4σ zu messen[48]. Die Impulsaufösung muss daher mindestens

$$\frac{\Delta p}{p} = 0,25 \quad (3.1)$$

betragen.

Jedes der zwei Spektrometer besteht aus sechs Driftröhrenwänden, genannt Precision Tracker (PT) oder HPT (**H**amburg oder **H**igh **P**recision **T**racker) und einem Dipolmagneten mit Eisenkern. Die Spulen des Magneten befinden sich oberhalb und unterhalb des Detektors, so dass das Magnetfeld von 1,55 T in beiden Magnetarmen entgegengesetzt zueinander verläuft. Der Eisenkern besteht aus 5 cm dicken Eisenschichten, zwischen denen sich 2 cm

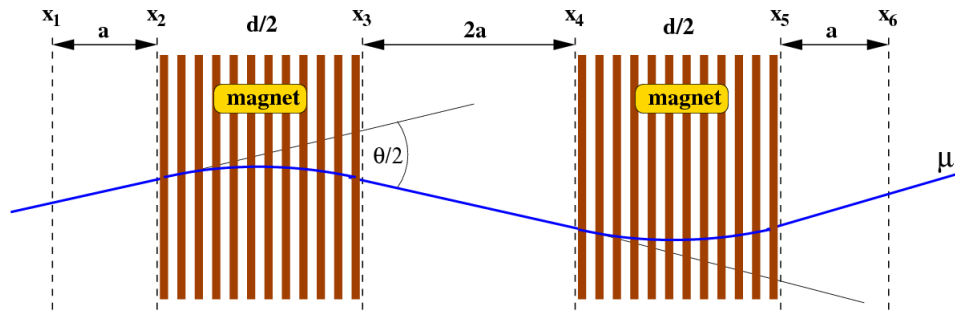


Abbildung 3.4: Funktionsweise des Spektrometers, die Positionen der Precision Tracker-Wände im Spektrometer sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet, aus [48].

dicke Resistive Plate Chamber (RPC) genannte Detektoren befinden. Diese sind zusammengesetzt aus 14 mit Leinöl beschichteten horizontalen Bakelitstreifen (Slices), zwischen denen sich in einem 2 mm breiten Hohlraum ein Gasgemisch befindet. Zwischen den Streifen liegt eine Hochspannung an, so dass die RPCs bei einem Teilchendurchgang ein Signal geben, welches neben der Positionsbestimmung des Durchgangs auch als Triggersignal für den Precision Tracker verwendet wird (siehe Kap. 3.2.2).

Die Anordnung der PT-Wände im Spektrometer ist in Abb. 3.4 dargestellt. Nummeriert werden sie durchgängig mit HPT 1 bis HPT 12.

Jede PT-Wand besteht aus 15 oder 17 Modulen von vier Lagen mit je 12 Röhren, also 48 Röhren pro Modul. Die erste und die letzte Wand des ersten Supermoduls (HPT 1 und HPT 6) und die erste Wand des zweiten Supermoduls (HPT 7) bestehen aus 15 Modulen (180 Röhren pro Lage, 720 Röhren insgesamt), alle anderen aus 17 Modulen (204 Röhren pro Lage, 816 Röhren insgesamt). Im ersten Supermodul sind also 4.704 Röhren verbaut, im zweiten Supermodul 4.800 Röhren, im gesamten Detektor demnach 9.504 Röhren. Ein Modul ist in Abb. 3.5 dargestellt.

Die Röhren innerhalb des Magneten (HPT 3 und HPT 4 im ersten, bzw. HPT 9 und HPT 10 im zweiten Supermodul) haben eine Länge von 7,75 m, alle anderen Röhren eine Länge von 7,90 m. Die Röhren der verschiedenen Lagen sind so gegeneinander angeordnet, dass bei einem Teilchendurchgang auf jeden Fall mindestens drei Röhren getroffen werden (siehe Abb. 3.6).

Durchquert ein geladenes Teilchen das Spektrometer, so wird es in den beiden Magnetarmen in jeweils unterschiedliche Richtungen, aber näherungsweise um den gleichen Winkel $\frac{\theta}{2}$, abgelenkt (siehe Abb. 3.4).

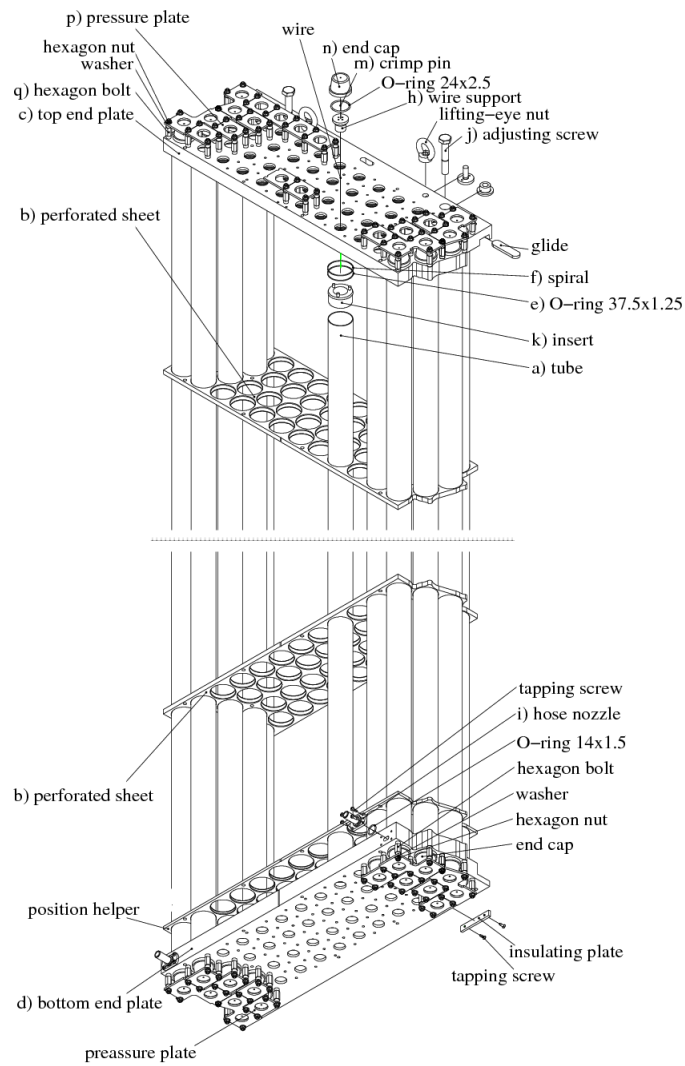


Abbildung 3.5: Darstellung eines Moduls des Precision Trackers, aus [48].

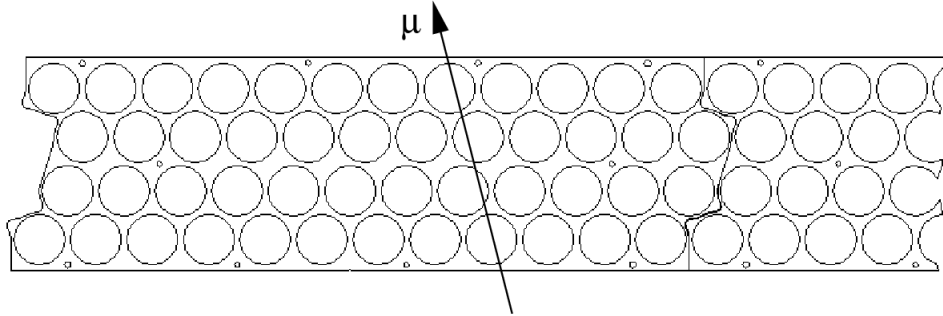


Abbildung 3.6: Darstellung der Röhrenanordnung innerhalb eines Moduls des Precision Trackers, aus [48].

Die Gesamtablenkung eines Teilchens mit dem Impuls p im Magnetfeld B beträgt dann[48]

$$\theta = \frac{eBd}{p} \quad (3.2)$$

In den Röhren befindet sich ein Gasgemisch, das von geladenen Teilchen bei Durchflug ionisiert wird. Durch eine Hochspannung von 2.350 V zwischen der Röhrenwand und einem längs der Röhre verlaufenden Draht werden die entstandenen Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien zum Draht gezogen und aufgrund der in der Nähe des Drahtes stark ansteigenden Feldstärke durch Sekundärionisation vervielfacht. Das so auf den Draht gelangte Signal wird an der Oberseite der Module ausgelesen. Dort durchläuft es einen Vorverstärker und einen Diskriminator, der zufälliges Rauschen mit einer Schwelle von 50 mV unterdrückt. Für jede Lage eines Moduls gibt es ein Vorverstärkerboard, das seine Signale auf ein 13-adriges Flachbandkabel gibt (12 Kanäle für die 12 Röhren einer Lage und eine Erdung). Jeweils acht dieser Kabel, also die Signale zweier Module, laufen auf einem TDC (**T**ime to **D**igital **C**onverter) zusammen. Die TDCs zählen für jeden Kanal die zwischen der Ankunft des Signals einer Röhre und dem von Triggersystem erzeugten Stoppsignal (siehe Kap. 3.2.2) vergangene Zeit, maximal jedoch $3,2 \mu\text{s}$. Diese Zeit ist jedoch für von Teilchen erzeugte Signale ausreichend und unterbindet andererseits trotz Diskriminators aufgefangenes Rauschen.

Das Triggersystem des Precision Trackers

Zum Triggern des Precision Trackers werden die XPC-Wände und einige der RPC-Wände benutzt. Jedes Supermodul besitzt drei Triggerstationen, die aus zwei PT-Wänden und drei Triggerwänden bestehen. Dies ist in Abb. 3.7 dargestellt.

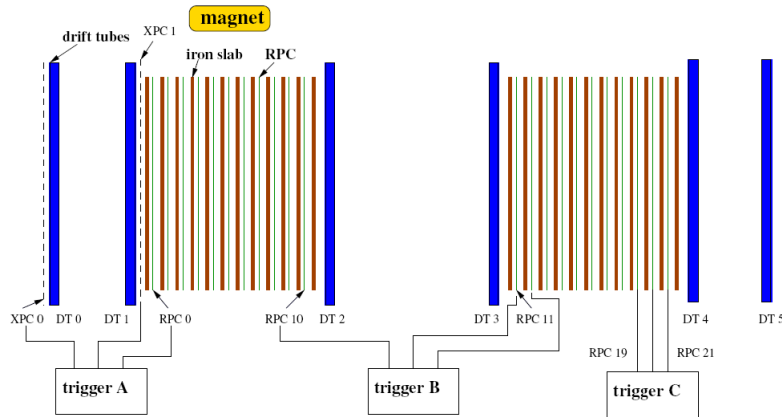


Abbildung 3.7: Das Triggerschema des Precision Trackers, aus [49].

Die Signale der RPCs und XPCs beim Durchgang eines Teilchens werden von den Timingboards, die direkt an den RPCs und XPCs sitzen, an die OPE-Boards (**O**r-**P**lane-**E**lectronics) weitergegeben, wo die Signale aller Slices einer Wand zu einem OR geformt werden. Dieses wird als 113 ns langer Puls an das Triggerboard weitergegeben, wo je nach gewählter Triggerlogik ein Stoppsignal generiert wird (siehe Kap. 3.2.2). Zusätzlich werden die Signale von 12 der 14 Slices von den OPE-Boards an einen TDC weitergeleitet, mit dessen Hilfe das Timing, d. h. die Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal bestimmt werden kann. Jedes OPE-Board empfängt dabei 14 Signale entsprechend den 14 Slices einer Triggerwand und gibt davon 12 Signale (das Signal des obersten und untersten Slice wird verworfen) entsprechend den 12 Eingängen eines TDCs an einen solchen weiter. Das Signal des Triggerboards wird auf die OSUBs (**O**PERA **S**Upport **B**oard) der betroffenen Triggerstation gegeben, die ein Stoppsignal für die entsprechenden TDCs generieren. Zusätzlich ist ein Overalltrigger installiert, so dass die Daten des gesamten Detektors ausgelesen werden, wenn eine Triggerstation den Trigger auslöst.

Die Triggerlogik, d. h. wann der Trigger ausgelöst wird, kann variabel auf dem Triggerboard gewählt werden. Standardmäßig wird eine 2-aus-3-Majority benutzt. Das heißt, dass mindestens zwei der drei Triggerwände einer Triggerstation innerhalb einer bestimmten Zeitspanne, die der Länge der Signale der OPE-Boards entspricht, ein Signal gegeben haben müssen, damit der Trigger ausgelöst wird.

Das Triggerboard

In Abb. 3.8 ist das Blockdiagramm eines Triggerboards dargestellt.

Die 113 ns langen Signale der OPE-Boards gelangen an die fünf Eingänge,

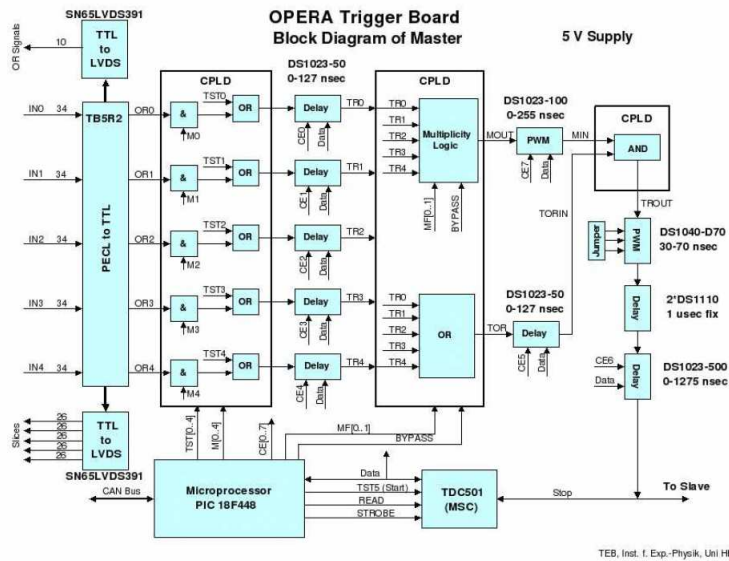


Abbildung 3.8: Blockdiagramm des Triggerboards des Precision Trackers, aus [49].

bezeichnet mit IN0 bis IN4. Hier durchlaufen sie einen PECL-zu-TTL-Konverter. Die direkt zu den TDCs geleiteten Signale werden durch einen TTL-zu-LVDS-Konverter wieder ausgegeben. In der anschließenden AND-Logik (&) können mittels der Schalter M0 bis M4 einzelne Kanäle ausgeschaltet werden. Dies wird zum Beispiel genutzt bei der Generierung von Testpulsen, die losgelöst von der vorhergehenden Triggerelektronik künstlich Triggersignale generieren will. Dies geschieht an der nachfolgenden OR-Logik mit den Schaltern TST0 bis TST4. Der anschließende Delay dient dem Ausgleich von Kabellauflängen für verschieden lange Kabel an den Eingängen. Die Kabel sind allerdings alle gleich lang, so dass dieser Delay auf 0 gesetzt ist. Nun gelangen die Signale sowohl in die Triggerlogik (*Multiplicity Logic*) als auch in ein OR über alle Signale. Die Triggerlogik gibt das Signal weiter an den Pulsweitenmanipulator (*PWM*), sobald die eingestellte Majority erfüllt ist, bei einer 2-aus-3-Majority also beim Eintreffen des zweiten Signals. Da die Signale sich überschneiden müssen, ist die Signallänge ausschlaggebend für die maximal erlaubte Zeitdifferenz zwischen erstem und letztem Signal. Der Pulsweitenmanipulator verändert die Pulsweite des Signals anschließend auf 200 ns. Das OR-Signal, welches beim ersten Eintreffen des Signals ausgegeben wird, wird im anschließenden TOR-Delay um 100 ns verzögert und läuft erst dann in eine AND-Logik, die zusätzlich das Signal aus dem Pulsweitenmanipulator erhält. Dieser Delay bewirkt, dass der unbekannte Zeitunterschied zwischen erstem und zweitem Signal, den man

τ -Zerfallskanäle	$\Delta m^2 = 2,5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	$\Delta m^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	Untergrund
$\tau \rightarrow \mu$	2,9	4,2	0,17
$\tau \rightarrow e$	3,5	5,0	0,17
$\tau \rightarrow h$	3,1	4,4	0,24
$\tau \rightarrow 3h$	0,9	1,3	0,17
Summe	10,4	15,0	0,76

Tabelle 3.1: Erwartete Ergebnisse für das OPERA-Experiment in Abhängigkeit der Differenz der Massenquadrate für 5 Jahre Laufzeit (offizielle Zahlen).

durch die Majority in der Signallaufzeit bekommt, ersetzt wird durch die feste Zeit des Delays. Dieser ist so eingestellt, dass bei den Zeitunterschieden zwischen den Signalen, wie sie bei einem Teilchendurchgang auftreten, das Signal der Majority vor dem Signal des Delays in der AND-Logik ankommt. Diese wird somit vom Signal des Delays, welches dem ersten Triggersignal entspricht, ausgelöst. Das so generierte Signal durchläuft noch einen weiteren Pulsweitenmanipulator, der das Signal auf eine Länge von 50 ns kürzt, und zwei weitere Delays, die so eingestellt sind, dass die Gesamtlaufzeit des Signals vom OPE-Board durch das Triggerboard bis zum OSUP $2 \mu\text{s}$ beträgt. Dies gibt den in den PT-Röhren erzeugten Signalen genug Zeit, bis zu den TDCs zu gelangen, wobei hier vor allem die Driftzeit in den Röhren der ausschlaggebende Faktor ist. Anschließend wird das Signal als Stoppsignal an die OSUPs der Triggerstation gegeben.

3.2.3 Erwartete Ergebnisse des Experiments

In Tab. 3.1 ist die Anzahl der erwarteten Tau-Ereignisse und der Untergrundereignisse für eine Laufzeit des Experiments von fünf Jahren dargestellt. Angegeben sind diese Zahlen für zwei mögliche Massenquadratdifferenzen.

In Abb. 3.9 ist die Oszillationswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos des CNGS-Strahls in Abhängigkeit der zurückgelegten Flugstrecke dargestellt. Der Standort des OPERA-Detektors ist bei 732 km eingezeichnet.

In Abb. 3.10 ist die 3σ - und 4σ -Nachweiswahrscheinlichkeit des OPERA-Experiments von Tauereignissen in Abhängigkeit der Massenquadratdifferenz dargestellt.

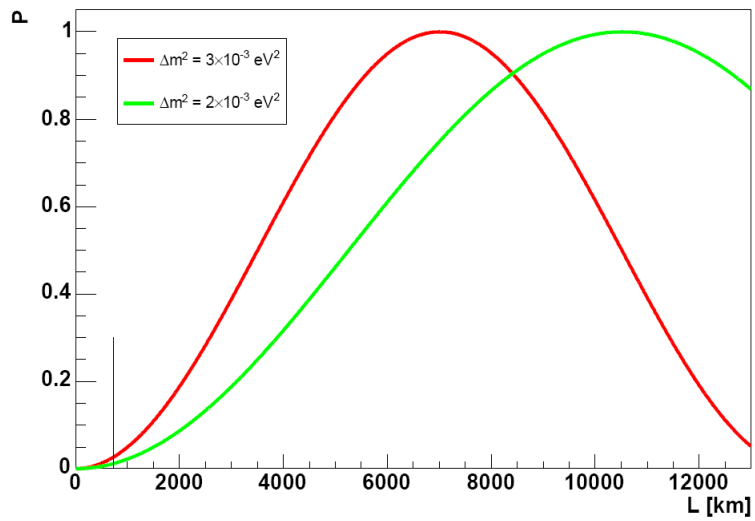


Abbildung 3.9: Oszillationswahrscheinlichkeit eines Myonneutrinos in ein Tauneutrino in einem 17 GeV-Neutrinostrahl in Abhängigkeit der Flugstrecke für zwei verschiedene Massenquadratdifferenzen, der Standort des OPERA-Detektors ist eingezeichnet, aus [16].

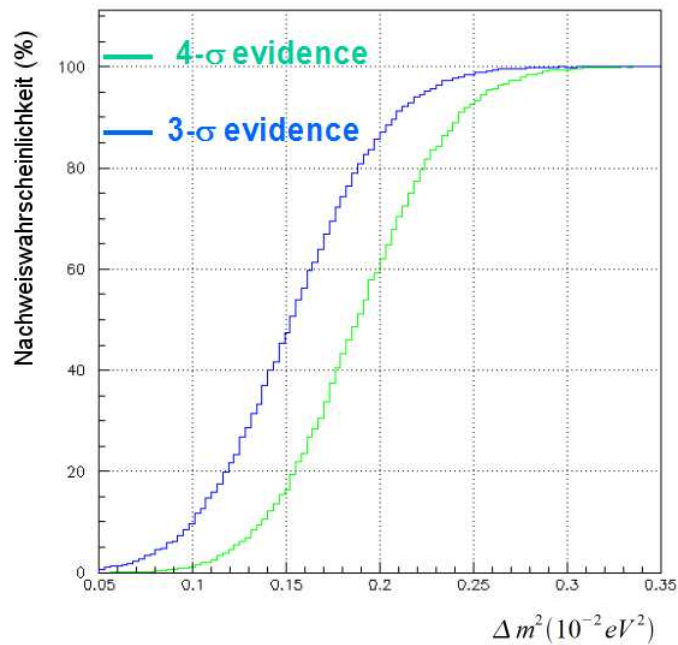


Abbildung 3.10: 3 σ - und 4 σ -Nachweiswahrscheinlichkeit von Tauereignissen des OPERA-Experiments in Abhängigkeit der Massenquadratdifferenz (offizielle Zahlen).

Kapitel 4

Winkel- und Energieverteilungen kosmischer Myonen, und Studien zum Triggersystem

Zuerst werden die Winkel- und Energieverteilungen gemessener Daten des OPERA-Detektors mit den Vorhersagen einer Monte-Carlo-Simulation verglichen und es wird auf einige Schwierigkeiten bei der Auswertung der Daten eingegangen. Als zweites wird das Rauschen der Triggerwände des Detektors theoretisch beschrieben und die Ergebnisse einer Simulation dieses Rauschens präsentiert.

4.1 Winkelverteilung kosmischer Myonen

Im ersten Teil wird erläutert, wie die Daten normiert wurden. Im zweiten Teil werden dann die Winkelverteilungen dargestellt.

4.1.1 Normierung der Daten

Um aus der Winkelverteilung der kosmischen Myonen auch eine Aussage über die Teilchenflüsse machen zu können, müssen die für verschiedene Azimut- und Polarwinkel gemessenen Anzahlen der Events neben einer Normierung auf die Zeit (wenn die Daten aus Datensätzen über unterschiedlich lange Zeiträume stammen) auch eine Normierung auf die Fläche erfahren. Die Events werden dabei in immer gleich großen Azimut- bzw. Polarwinkelintervallen $\Delta\varphi$ bzw. $\Delta\theta$ betrachtet.

Für eine Fläche auf einer Kugel mit dem Radius r im Azimutwinkelintervall $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ und Polarwinkelintervall $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ gilt:

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} r^2 \sin \theta d\theta d\varphi = r^2(\varphi_2 - \varphi_1)(\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \quad (4.1)$$

Der Faktor k zur Normierung einer Fläche B auf eine Fläche A auf der selben Kugel

$$A = k \cdot B \quad (4.2)$$

berechnet sich also zu:

$$k = \frac{\int_{\varphi_{A1}}^{\varphi_{A2}} \int_{\theta_{A1}}^{\theta_{A2}} r^2 \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_{\varphi_{B1}}^{\varphi_{B2}} \int_{\theta_{B1}}^{\theta_{B2}} r^2 \sin \theta d\theta d\varphi} \quad (4.3)$$

$$= \frac{\cos \theta_{A1} - \cos \theta_{A2}}{\cos \theta_{B1} - \cos \theta_{B2}} \quad (4.4)$$

da der Radius r und das Azimutwinkelintervall $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ in beiden Fällen gleich sind.

Nach den Regeln für trigonometrische Funktionen[50] gilt:

$$\cos \theta_1 - \cos \theta_2 = -2 \sin \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \sin \frac{\theta_1 - \theta_2}{2} \quad (4.5)$$

Definiert man einen mittleren Polarwinkel

$$\tilde{\theta} = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \quad (4.6)$$

im Polarwinkelintervall

$$\Delta\tilde{\theta} = \theta_1 - \theta_2 \quad (4.7)$$

so ergibt sich für k :

$$k = \frac{-2 \sin \tilde{\theta}_A \sin \frac{\Delta\tilde{\theta}}{2}}{-2 \sin \tilde{\theta}_B \sin \frac{\Delta\tilde{\theta}}{2}} \quad (4.8)$$

$$= \frac{\sin \tilde{\theta}_A}{\sin \tilde{\theta}_B} \quad (4.9)$$

Setzt man noch

$$\theta = \pi - \tilde{\theta} \quad (4.10)$$

und normiert auf die Fläche bei $\tilde{\theta}_A = \frac{\pi}{2}$, so erhält man:

$$k = \frac{1}{\sin(\pi - \theta)} \quad (4.11)$$

Mit diesem Faktor wurden die jeweiligen Polarwinkel gewichtet.

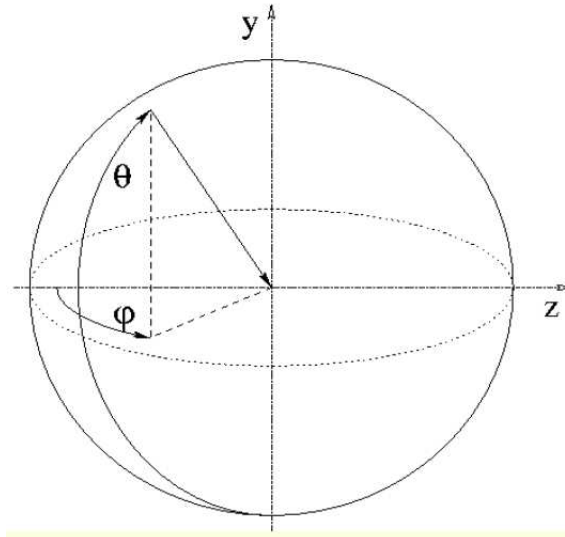


Abbildung 4.1: Definition von Azimutwinkel φ und Polarwinkel θ , der Pfeil gibt die Flugrichtung des Teilchens an, aus [51].

4.1.2 Azimut- und Polarwinkelverteilungen

In Abb. 4.1 ist die Definition der verwendeten Winkel zu sehen. Das Koordinatensystem entspricht dem gängigen rechtshändigen OPERA-System. So verläuft die Z-Achse in Strahlrichtung, die Y-Achse steht senkrecht darauf und läuft nach oben in positiver Richtung, die X-Achse verläuft waagrecht und läuft in Strahlrichtung gesehen von rechts (Korridorseite) nach links (Felsseite). Die Winkel geben dabei an, aus welcher Richtung das Teilchen kommt, angedeutet durch die Pfeilspitze, die in den Ursprung weist. Der Polarwinkel $\theta = 180^\circ$ entspricht somit einem von oben kommenden Teilchen, $\theta = 90^\circ$ entsprechend einem waagrecht fliegenden Teilchen. Der Azimutwinkel $\varphi = 0^\circ$ entspricht Teilchen, die genau aus Richtung des Strahls kommen, positive Winkel bis $\varphi = 180^\circ$ sind Teilchen, die von der Korridorseite her kommen, negative Winkel bis $\varphi = -180^\circ$ entsprechend Teilchen, die von der Felsseite her kommen. Diese Definition für den Azimutwinkel wurde gewählt, da in der Rekonstruktionssoftware die Flugrichtung als Linearkombination der Impulskomponenten gegeben ist, also dem Tangens des mathematischen Flugwinkels im OPERA-Koordinatensystem entspricht. Ein Flugwinkel von 0° in der XZ-Ebene ist hier gerade ein Flug in Strahlrichtung, entsprechendes gilt für positive und negative Flugrichtungswinkel. Der Polarwinkel entspricht dem gewohnten Polarwinkel in Kugelkoordinaten.

Verwendet wurden die beiden realen Datensätze „reco real data“ und „reco real data beam“, sowie der Monte-Carlo-Datensatz „TriggerAnalyse MC max“. Die beiden realen Datensätze enthalten die vom in der OPERA-

Software enthaltenen Paket „OpRec“ (siehe Anhang B.2) rekonstruierten Winkel. Verwendet wurden Daten von zwei Tagen, wobei die Daten jeweils normiert sind unter Berücksichtigung der wirklichen Datennahmezeit. Diese Daten sind in Anhang C Tab. C.3 angegeben. Der Monte-Carlo-Datensatz wurde mit dem Programm „TriggerAnalyse“ (siehe Kap. B.1) erstellt und zeigt die wahren Winkel der Teilchen.

Bei dem ersten Datensatz handelt es sich ausschließlich um kosmische Teilchen. Er wird in den Abbildungen durch rote Punkte mit Fehlerbalken dargestellt. Der zweite Datensatz enthält zusätzlich noch Daten des CNGS-Strahls, er ist durch schwarze Dreiecke mit Fehlerbalken gekennzeichnet. Die angegebenen Fehler sind hierbei lediglich die statistischen Fehler \sqrt{N} , wobei N die Einträge eines Bins sind. Über die systematischen Fehler, wie beispielsweise die Effizienz der Rekonstruktionssoftware, kann bis jetzt noch keine Aussage getroffen werden, da diese sich noch im Aufbau befindet und noch nicht alle Funktionen implementiert sind (siehe auch Anhang E).

Der dritte Datensatz ist einer Monte-Carlo-Simulation für kosmische Myonen entnommen. Er entspringt dem Generator „OpFull“, einer vollständigen Monte-Carlo-Simulation, die auch Entstehung und Bewegung der Myonen im umliegenden Gestein berechnet. Sie ist die Weiterentwicklung der für das Experiment MACRO verwendeten Simulation. Myonen aus dem CNGS-Strahl werden hier nicht simuliert. Dass die Datensätze nicht zur Deckung kommen, liegt unter anderem daran, dass dieser Datensatz unvollständig war (siehe wiederum Anhang E).

Man sieht, dass sich die Azimutverteilungen der realen Daten ohne Strahl und der Monte-Carlo-Daten in Abb. 4.2, von der Höhe der Verteilung abgesehen, gut decken. Die Minima bei $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = -90^\circ$, also Teilchen, die durch die Seiten des Detektors eintreffen, sind geometrischer Natur, da Teilchen aus dieser Richtung bei der gewählten Triggerkonfiguration nicht genug Triggerebenen zur Auslösung des Triggers durchqueren können. Das Minimum bei $\varphi = 0^\circ$ rührt von einer in dieser Richtung besonders dicken Felsformation her, der gleichen Richtung, aus der auch der CNGS-Strahl den Detektor trifft.

In Abb. 4.3 ist die Azimutverteilung der realen Daten mit und ohne Strahl gegeneinander aufgetragen. Bei $\varphi = 0^\circ$ kann man eine Abweichung der Daten voneinander erkennen, welche den durch die Neutrinos des CNGS-Strahls produzierten Teilchen entspricht.

Auch in den Daten des Polarwinkels in Abb. 4.4 ist die Abweichung der realen Daten von den Monte-Carlo-Daten zu erkennen. Hier ist zu beachten, dass in der Rekonstruktionssoftware bislang nicht die wahre Flugrichtung des Teilchens mittels Flugzeitmessung zwischen den Detektorkomponenten festgestellt werden kann. Es wird daher in sehr guter Näherung angenommen, dass kosmische Myonen immer von oben, d. h. mit einem Polarwinkel $\theta \geq 90^\circ$, den Detektor treffen. Das Minimum bei $\theta = 180^\circ$ erklärt sich wie bei den Azimutwinkeln durch einen geometrischen Effekt, Teilchen aus dieser

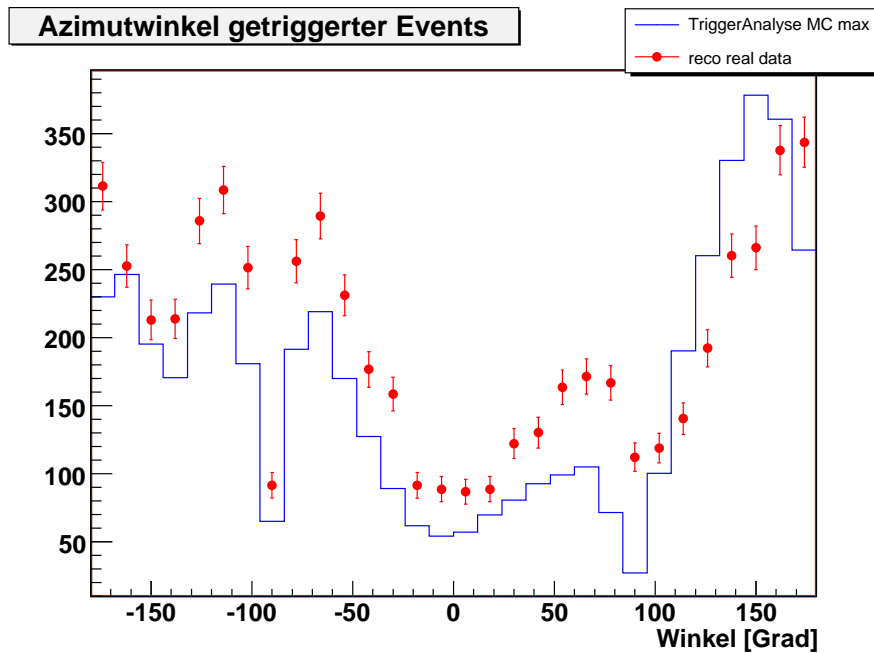


Abbildung 4.2: Vergleich der gemessenen (rot, „reco real data“) mit der simulierten (blau, „TriggerAnalyse MC max“) Azimutwinkelverteilung.

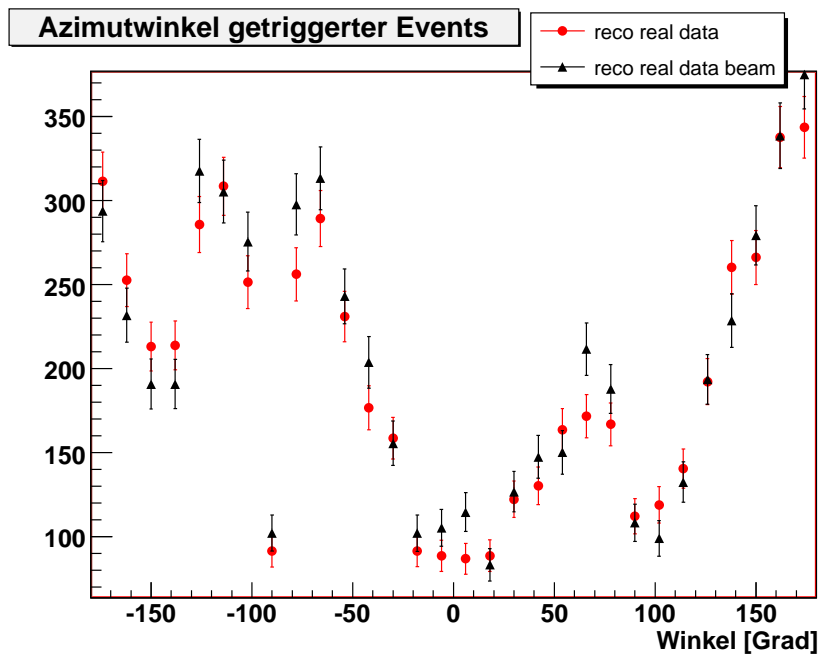


Abbildung 4.3: Vergleich der Azimutwinkelverteilung der realen Daten ohne (rot, „reco real data“) und mit Strahl (schwarz, „reco real data beam“).

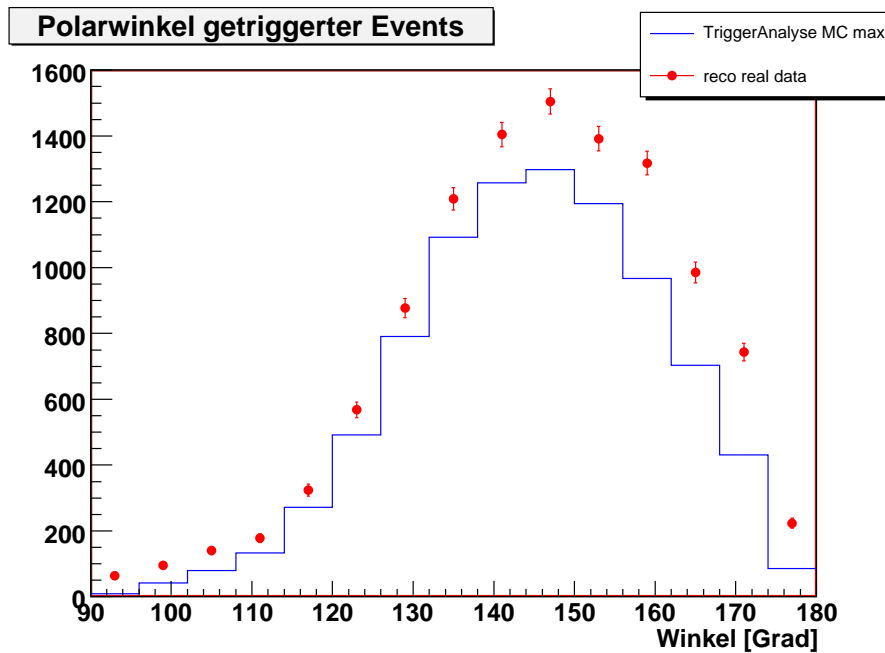


Abbildung 4.4: Vergleich der gemessenen (rot, „reco real data“) mit der simulierten (blau, „TriggerAnalyse MC max“) Polarwinkelverteilung.

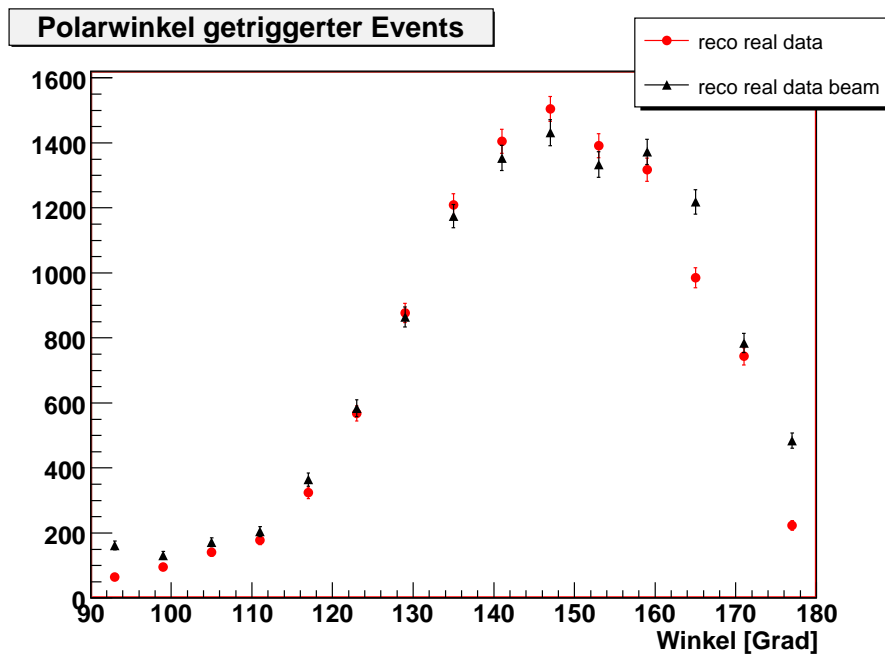


Abbildung 4.5: Vergleich der gemessenen Polarwinkelverteilung ohne (rot, „reco real data“) und mit Strahl (schwarz, „reco real data beam“).

Richtung können den Trigger nicht auslösen. Der Abfall zu $\theta = 90^\circ$ erklärt sich einfach durch die zunehmende Dicke der Fels- und Atmosphäreschichten, die ein kosmisches Teilchen aus dieser Richtung durchqueren muss.

Im Vergleich des Polarwinkels der realen Daten in Abb. 4.5 ist ebenfalls der CNGS-Strahl als ein leichter Anstieg bei $\theta = 90^\circ$ zu beobachten. Wie in Kap. 3.1 erwähnt, sollten diese Daten bei etwa $-3,2^\circ$ auftauchen. Aufgrund der oben genannten Annahme für die Flugrichtung kosmischer Teilchen wurden diese jedoch nach $+3,2^\circ$ verschoben. Die größeren Abweichungen bei hohen Winkeln lassen sich dadurch erklären, dass die Spurerkennung der Rekonstruktionssoftware auf Spuren mit kleinen Winkeln entsprechend den Strahlwinkeln optimiert ist.

4.2 Energieverteilung kosmischer Myonen

Für die Energieverteilung wurden die gleichen Datensätze verwendet wie in Kap. 4.1.2. Bei der Auswertung muss man beachten, dass man aus den Monte-Carlo-Daten die Gesamtenergie des Teilchens erhält, während die Rekonstruktionssoftware lediglich seinen Impuls bestimmt. Diese hängen über die Beziehung

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad (4.12)$$

mit m der Ruhemasse des Teilchens miteinander zusammen. Da es sich hier um Myonen mit einer Ruhemasse von $m_\mu = 105,7 \text{ MeV}$ handelt, ihre Impulse jedoch in der Größenordnung einiger GeV liegen, wird dieser Einfluss hier vernachlässigt. In Abb. 4.6 ist die aus den Monte-Carlo-Daten mit Hilfe der Beziehung

$$m = \sqrt{E^2 - p^2} \quad (4.13)$$

berechnete Masse der Teilchen dargestellt. Deutlich ist der Peak bei etwa $0,105 \text{ GeV}$ zu sehen, welcher der Ruhemasse eines Myons entspricht.

In Abb. 4.7 sind die Energieverteilungen für reale Daten ohne Strahl und Monte-Carlo-Daten zu sehen. Man beachte, dass der erste Datenpunkt der realen Daten hier nicht zu sehen ist, da er außerhalb des Bildes liegt. Die Verteilung der realen Daten liegt offensichtlich deutlich unter der Verteilung der Monte-Carlo-Daten, was jedoch den Grund hat, dass die Rekonstruktionssoftware noch fehlerhaft ist und vielen gemessenen Teilchen die Energie 0 zuordnet. Dies ist zu sehen in Abb. 4.8, welche die gleichen Verteilungen mit einer anderen Skalierung der Y-Achse zeigt.

In Abb. 4.9 sind die Energieverteilungen der realen Daten mit und ohne Strahl aufgetragen. Auch hier ist der erste Datenpunkt nicht dargestellt, wie in Abb. 4.10 zu sehen.

In Abb. 4.11 ist das vom MACRO-Experiment gemessene Energiespektrum für Ein- und Zwei-Myon-Events im LNGS dargestellt.

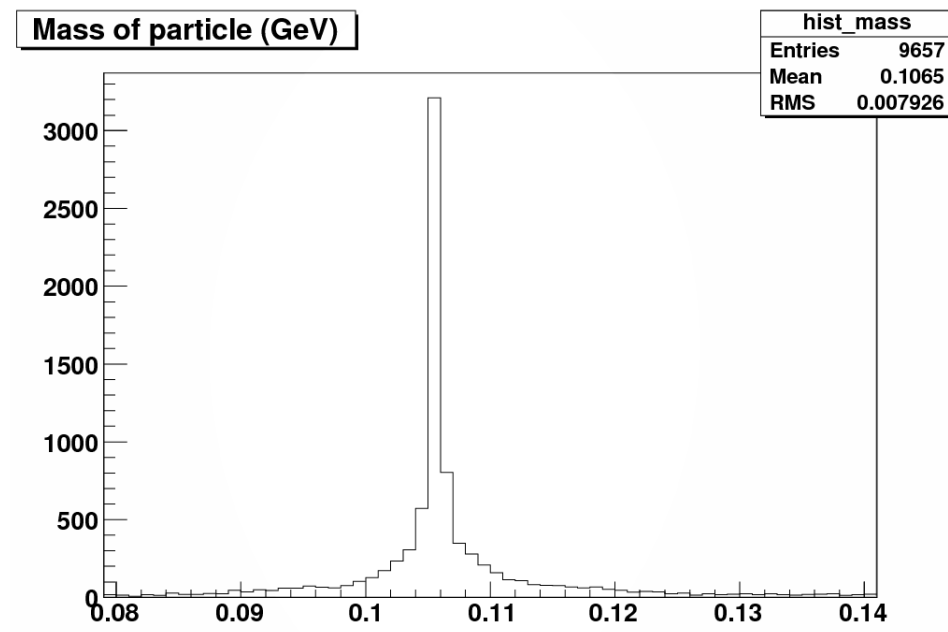


Abbildung 4.6: Aus Energie und Impuls berechnete Masse des Teilchens in der Monte-Carlo-Simulation.

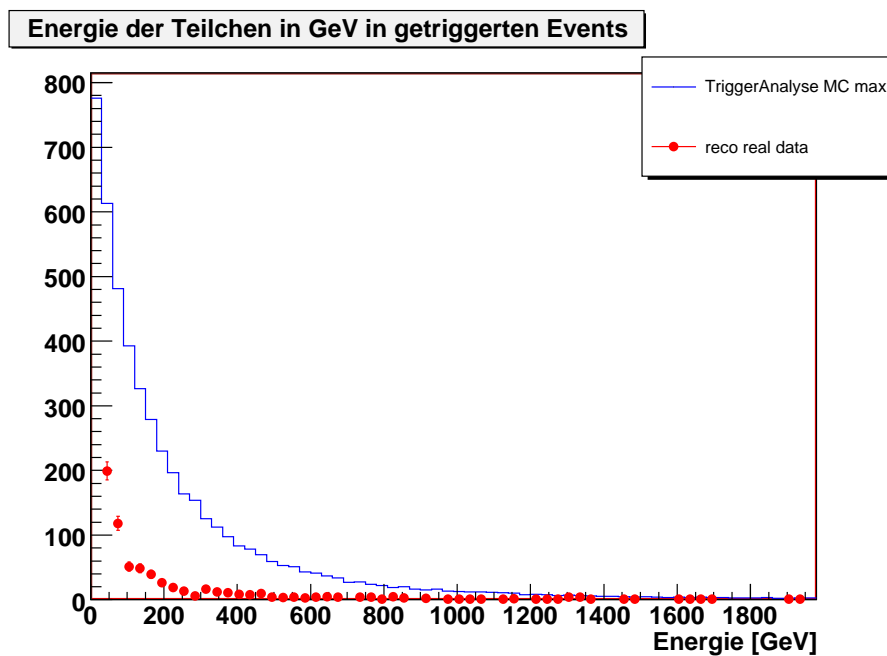


Abbildung 4.7: Vergleich der gemessenen (rot, „reco real data“) mit der simulierten (blau, „TriggerAnalyse MC max“) Energieverteilung.

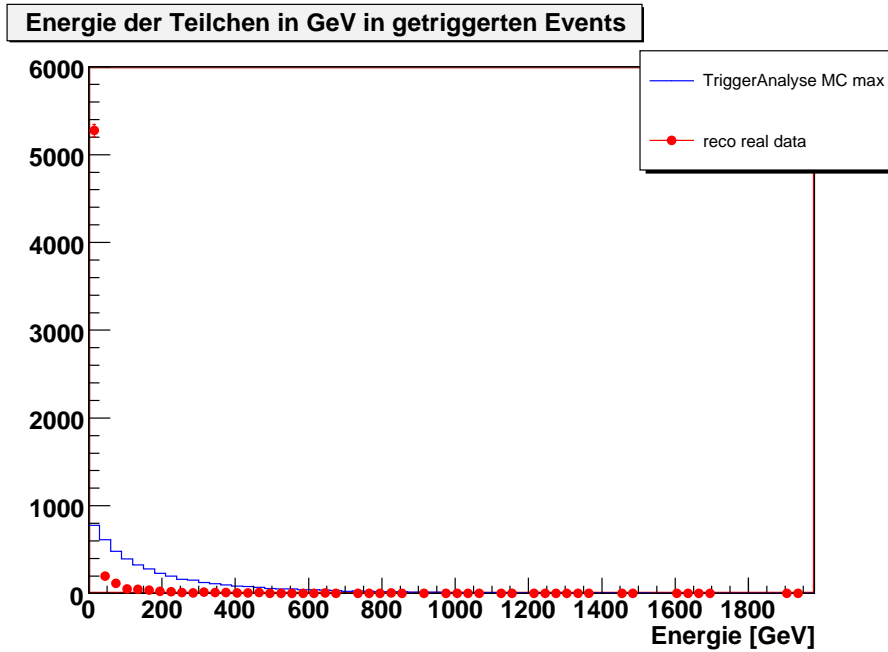


Abbildung 4.8: Vergleich der gemessenen (rot, „reco real data“) mit der simulierten (blau, „TriggerAnalyse MC max“) Energieverteilung, herausgezoomt.

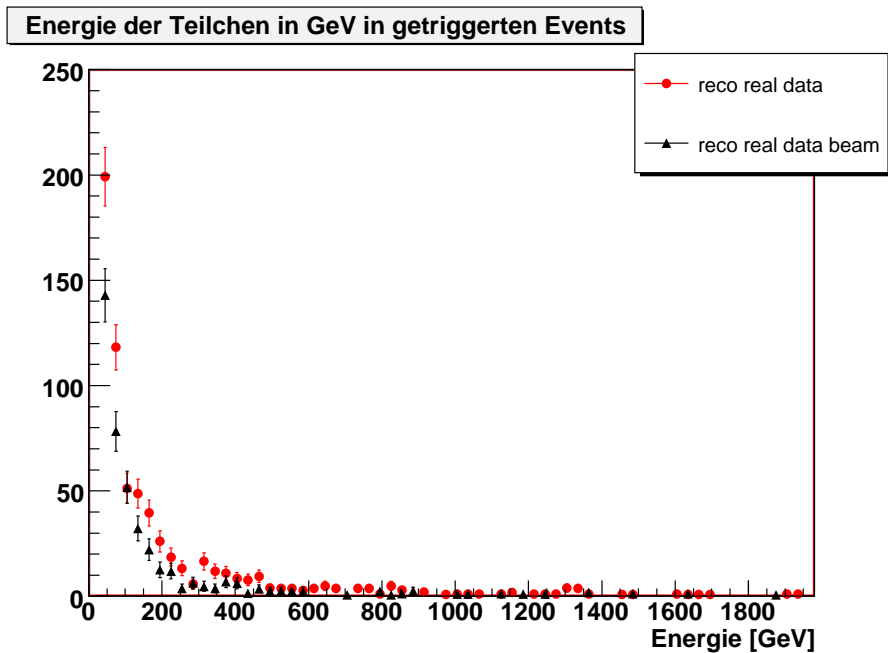


Abbildung 4.9: Vergleich der gemessenen Energieverteilung ohne (rot, „reco real data“) und mit Strahl (schwarz, „reco real data beam“).

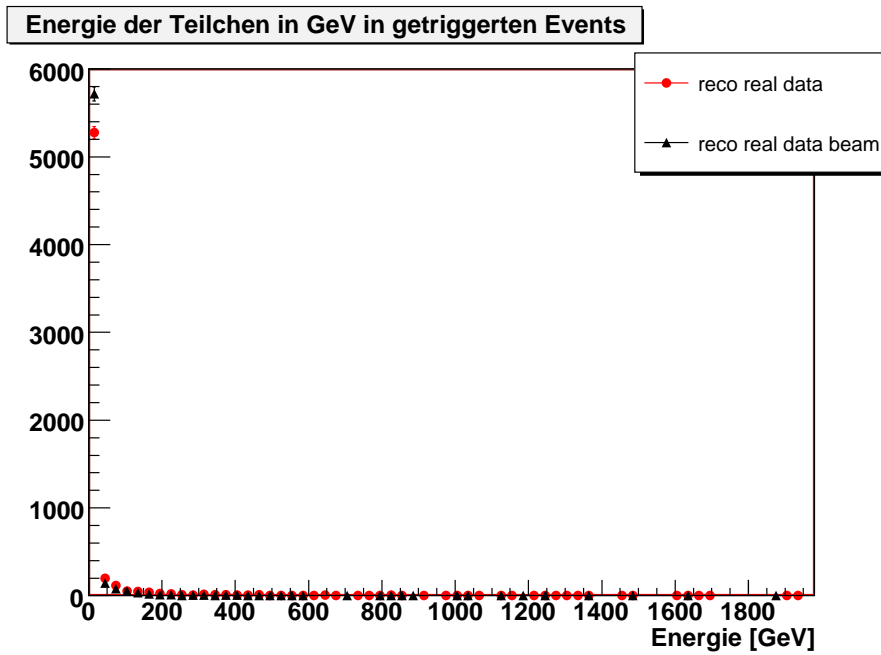


Abbildung 4.10: Vergleich der gemessenen Energieverteilung ohne (rot, „reco real data“) und mit Strahl (schwarz, „reco real data beam“), herausgezoomt.

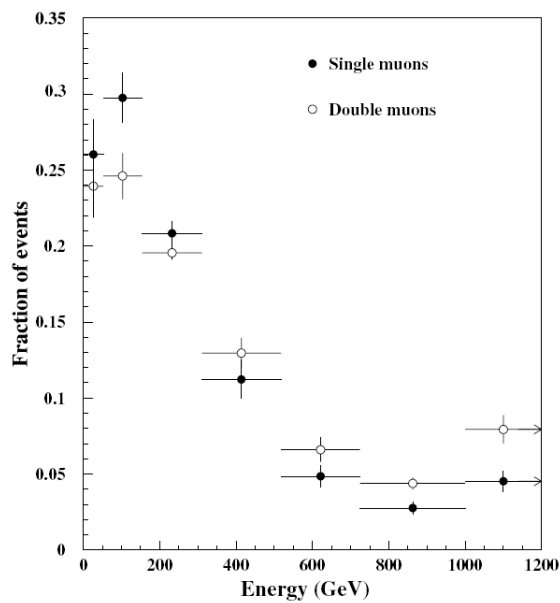


Abbildung 4.11: Vom MACRO-Experiment bestimmtes Energiespektrum für Ein- und Zwei-Myon-Events im LNGS, aus [52].

4.3 Studien zum Triggersystem

4.3.1 Poissonverteilung

Die Poissonverteilung $f(n, \nu)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, genau n Ereignisse in einem gegebenen Intervall von x (z.B. Raum oder Zeit) zu finden, wenn die Ereignisse unabhängig voneinander und von x mit einer durchschnittlichen Rate ν pro gegebenem Intervall auftreten[18]:

$$f(n, \nu) = \frac{\nu^n e^{-\nu}}{n!}$$

4.3.2 Binomialverteilung

Wenn das geforderte Ergebnis eines Versuches die Wahrscheinlichkeit p besitzt und die Zahl der Versuche n ist, dann gibt die Binomialverteilung an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich insgesamt k Erfolge einstellen:

$$P(k) = \binom{n}{k} p^k (1-p)^{n-k}$$

4.3.3 Rauschen der Triggerwände

Die Triggerwände rauschen mit etwa $r = 1$ kHz. Dabei wird jeweils ein $t = 113$ ns langes Gate geöffnet, entsprechend der Länge der Signale der OPE-Boards (siehe Kap. 3.2.2). Wenn innerhalb dieses Gates weitere Wände rauschen, wird (abhängig von der gewählten Triggerkonfiguration) ein Event ausgelöst.

Die Rauschevents (d.h. das Rauschen einer Wand) sind Poisson-verteilt. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Wand innerhalb einer Sekunde zwischen 900 und 1.100 mal rauscht (also mit etwa 1 kHz), beträgt:

$$\sum_{i=900}^{1100} \frac{r^i e^{-r}}{i!} = 0,9985 \quad (4.14)$$

Die durchschnittliche Anzahl an Rauschevents einer Triggerwand während des Gates beträgt:

$$\nu = r \cdot t = 1,13 \times 10^{-4} \quad (4.15)$$

Geht man davon aus, dass durch Rauschen ein Gate geöffnet wurde, so beträgt die Wahrscheinlichkeit, dass während des Gates mindestens ein Rauschevent auftritt:

$$P_{Rausch} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu^n e^{-\nu}}{n!} = 1,1 \times 10^{-4} \quad (4.16)$$

Triggerkonfiguration	2-aus-3	3-aus-3	3-aus-4	3-aus-7
Rate [Hz]	0,68	$3,8 \times 10^{-5}$	1,36	4,74

Tabelle 4.1: Rate der Rauschevents für verschiedene Triggerkonfigurationen.

totale Anzahl Events	6.304,43
Anzahl Events mit Triggerwand	3.156,29
Anzahl getriggertter Events	2.479,29
durchschn. Anzahl Hits pro RPC-Wand	1.543,81

Tabelle 4.2: Durchschnittswerte der mit dem Programm TriggerAnalyse ermittelten RPC-Daten aus Monte-Carlo-Daten eines Tages für eine Detektorkonfiguration mit abgeschaltetem Magnetfeld (siehe Tab. C.1).

Damit ein Event getriggert wird, müssen bei einer m -aus- n -Majority mindestens m der n Triggerwände ein Signal geben. Die Wahrscheinlichkeit, dass nach der ersten Triggerwand mindestens $m - 1$ weitere der verbleibenden $n - 1$ Triggerwände rauschen, ist binomialverteilt, wobei die Wahrscheinlichkeit für ein Rauschen durch Gl. 4.16 gegeben ist:

$$P_{bino} = \sum_{k=m-1}^{n-1} \binom{n-1}{k} P_{Rausch}^k (1 - P_{Rausch})^{n-1-k} \quad (4.17)$$

Da jede der n Triggerwände durch Rauschen ein Gate öffnen kann, beträgt also die Rate, mit der durch das Rauschen Events ausgelöst werden:

$$R_{Rausch} = r \cdot n \cdot P_{bino} \quad (4.18)$$

Dies ist in Tab. 4.1 für einige Triggerkonfigurationen dargestellt.

4.3.4 Auswirkungen des Rauschens auf den Trigger

Mit dem Programm TriggerAnalyse (siehe Anhang B.1) wurden Monte-Carlo-Daten ausgewertet, die mit dem Generator „OpFull“ erzeugt worden waren und jeweils Daten von 24 Stunden für eine Detektorkonfiguration mit abgeschaltetem Magnetfeld simulieren. Dabei ergaben sich für die RPC-Wände die in Tab. C.1 dargestellten Werte. Zur weiteren Auswertung wurden die sich daraus ergebenden und in Tab. 4.2 dargestellten Durchschnittswerte verwendet.

Mit Hilfe dieser Daten wurde eine einfache Simulation geschrieben, die das Verhalten der Triggerlogik einer Triggerstation bei verschiedenen Ereignistypen nachbildet. Diese Typen sind im Einzelnen:

Reines Rauschen: innerhalb eines von der Triggerlogik vorgeschriebenen Zeitfensters von 113 ns tritt in zwei verschiedenen Timingboards einer Triggerstation ein zufälliges Rauschen („Noise“) auf.

reines Rauschen	reines Teilchen	Teilchentrigger und Rauschen	Teilchen und Rauschen
98,6%	1,39%	$4,7 \times 10^{-4}\%$	$8,6 \times 10^{-5}\%$

Tabelle 4.3: Anteile der einzelnen in der Triggersimulation berücksichtigten Ereignistypen.

Reines Teilchen: ein Teilchen durchfliegt eine Triggerstation und löst ein Event aus, die korrekte Winkelverteilung der Teilchen wurde hier der Einfachheit halber vernachlässigt.

Teilchentrigger und Rauschen: ein Teilchen durchfliegt eine Triggerstation und löst ein Event aus, zusätzlich rauscht mindestens ein Timingboard innerhalb eines Zeitfensters von 113 ns um das Teilchenevent.

Teilchen und Rauschen: ein Teilchen durchfliegt eine Triggerstation, löst allerdings kein Event aus. Dies geschieht erst in Verbindung mit mindestens einem Rauschen der Timingboards innerhalb eines Zeitfensters von 113 ns um das Teilchenevent.

Zuerst wurde die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten jedes dieser Ereignisse und daraus die relative Häufigkeit des Auftretens berechnet. Die Rechnungen sind in Anhang D aufgeführt.

Die Anteile der einzelnen Ereignistypen sind in Tab. 4.3 aufgeführt. Wie man sieht, ist der größte Anteil reines Rauschen. Es passiert jedoch sehr selten, dass eine Triggerwand rauscht, wenn gerade ein Teilchenereignis stattfindet. Eine signifikante Störung des Triggersignals durch Rauschen ist daher nicht zu erwarten.

Mit diesen Verhältnissen wurde zufällig bestimmt, was für ein Ereignis berechnet werden soll und anschließend je nach Ereignistyp, welche Triggerwände wann ein Signal gegeben haben. Laufzeiten des Signals in der Elektronik wurden hierbei nicht berücksichtigt, da diese rechnerisch bereits in der Gesamtlaufzeit des Signals von $2 \mu\text{s}$ vom OPE- zum OSUP-Board enthalten sind (siehe Kap. 3.2.2). Beachten muss man allerdings die Zeit für die Konvertierungen des Signals, welches direkt zu den TDCs gelangt. Diese beträgt für den PECL-zu-TTL-Konverter und den TTL-zu-LVDS-Konverter zusammen etwa 10 ns. Bei den Kabellaufzeiten wurden die Laufzeiten des Signals vom Ausgang des OPE-Boards zum Eingang des Triggerboards und vom Eingang des Triggerboards zum entsprechenden TDC von jeweils 88,65 ns berücksichtigt. Berechnet wurde jeweils die Zeitdifferenz zwischen dem Startsignal des TDCs und seinem Stoppsignal, und diese für jede Triggerwand in ein eigenes Histogramm geschrieben. Insgesamt wurden 100.000 Ereignisse simuliert. Das errechnete Timingspektrum ist in Abb. 4.12 dargestellt.

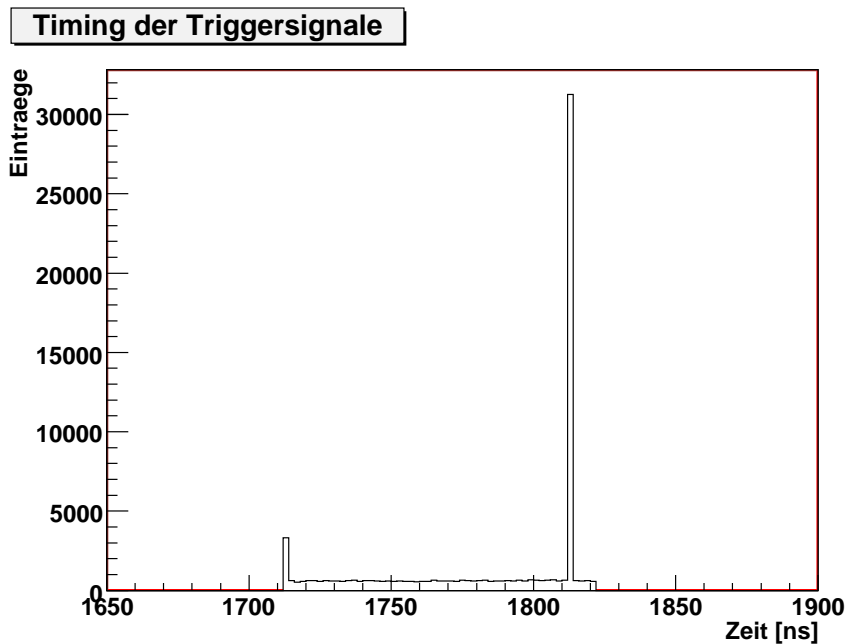


Abbildung 4.12: Simuliertes Timingspektrum für eine Triggerwand.

Man erkennt zwei Peaks, die das Triggern auf das erste und zweite Signal darstellen. Ihr Abstand beträgt 100 ns, genau dem TOR-Delay. Das Triggern auf das zweite Signal ist möglich, da die vom OPE-Board ausgegebenen Pulse eine Länge von 113 ns haben, also 13 ns mehr als der TOR-Delay. Da die Länge dieser Pulse entscheidet, wie weit zwei Signale maximal auseinander liegen dürfen, um noch die 2-aus-3-Majority zu passieren, ist es möglich, dass das erste Signal um 100 ns im TOR-Delay verzögert wird, das zweite Signal jedoch so viel später eintrifft, dass es das erste Signal nicht mehr überholen kann und daher im folgenden AND das Triggersignal durch das zweite Signal ausgelöst wird.

Die Peaks liegen nicht, wie aufgrund der eingestellten Gesamtlaufzeit von $2\ \mu\text{s}$ zu erwarten wäre, bei 2.000 ns und 1.900 ns. Es sind noch die Signallaufzeiten zwischen OPE-Board und Eingang des Triggerboards, sowie Eingang des Triggerboards und TDC zu beachten, außerdem die Zeit für die Konvertierungen des direkten Signals. Der TDC beginnt also insgesamt 187,3 ns, nachdem das Signal das OPE-Board verlassen hat, zu zählen. Um diesen Betrag sind also auch die gemessenen Zeitdifferenzen zu kleineren Zeiten hin verschoben.

Der flache Untergrund zwischen den Peaks gehört zum Peak des ersten Signals (siehe auch Abb. 4.13), da alle folgenden Signale später den TDC erreichen und man also geringere Zeiten ausliest. Der Untergrund rechts des Peaks des ersten Signals gehört somit zu den Ereignissen, in denen auf das

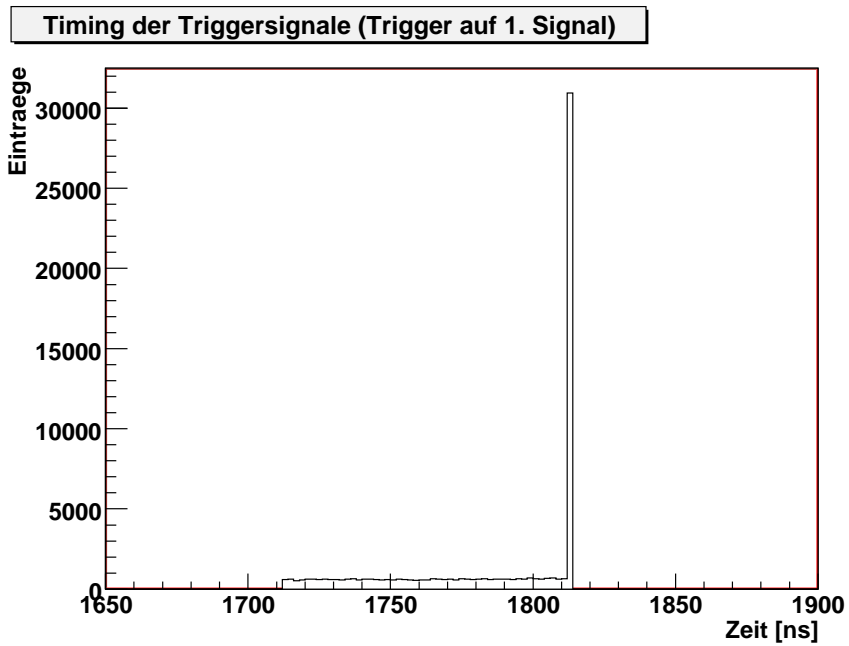


Abbildung 4.13: Simuliertes Timingspektrum für eine Triggerwand, getriggert auf das erste Signal.

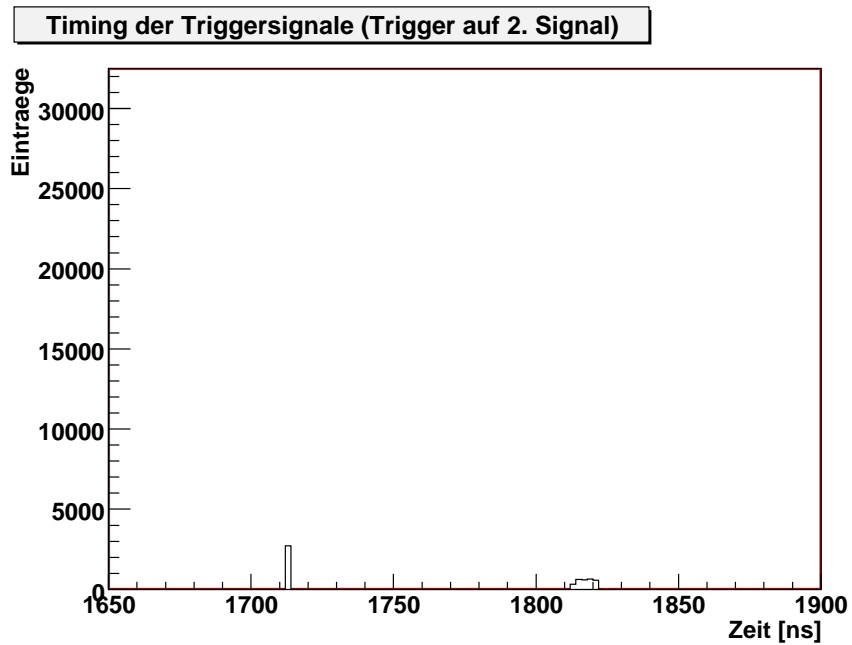


Abbildung 4.14: Simuliertes Timingspektrum für eine Triggerwand, getriggert auf das zweite Signal.

zweite Signal getriggert wurde (siehe Abb. 4.14). Er repräsentiert die TDC-Einträge des ersten Signals, welches natürlich vor dem zweiten Signal am TDC ankommt.

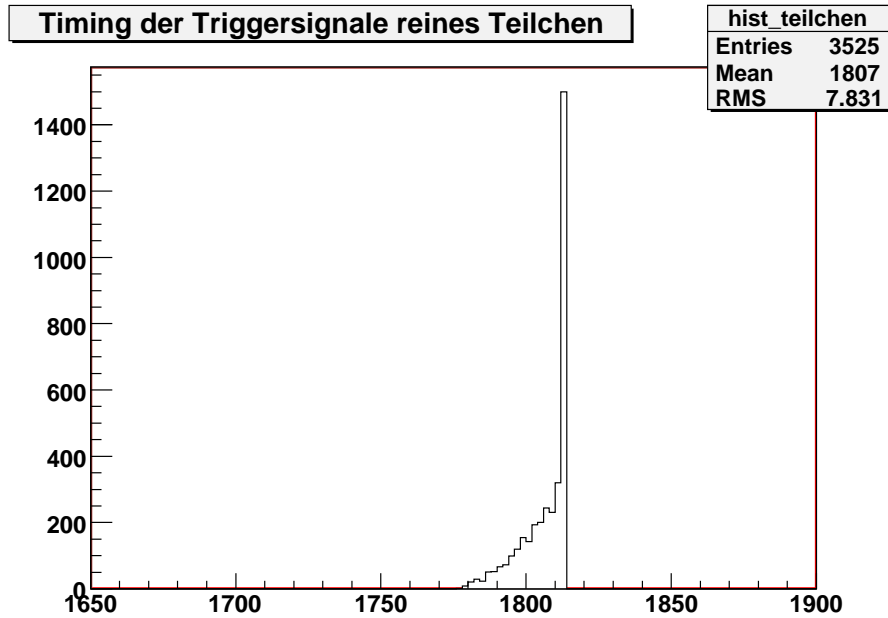


Abbildung 4.15: Simuliertes Timingspektrum einer Triggerwand für ein Teilchen.

In Abb. 4.15 ist noch das Timingspektrum dargestellt, wie es zu erwarten wäre für reine Teilchenevents. Die dargestellten Zeitunterschiede entsprechen lediglich den Laufzeiten der Signale in den Triggerwänden und berücksichtigen nicht die Flugzeit zwischen den Triggerwänden. Wie man sieht, wird immer auf das erste Signal getriggert.

Anhang A

Detaillierte Berechnung der Oszillationswahrscheinlichkeit

Für die Oszillationswahrscheinlichkeit eines ν_α in ein ν_β nach einer Flugstrecke L und mit einer Energie E gilt nach Gl. 2.27

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \left| \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-im_i^2 L/(2E)} U_{\beta i} \right|^2 \\ &= \left(\sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/(2E)} \right) \left(\sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} e^{-im_j^2 L/(2E)} \right)^* \\ &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-im_i^2 L/(2E)} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{im_j^2 L/(2E)} \\ &= \sum_{i=j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* + \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} \\ &\quad + \sum_{i<j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} \end{aligned}$$

Setzt man

$$\begin{aligned} \sum_{i=j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* - \sum_{i<j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\ &\quad - \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \end{aligned}$$

so ergibt sich

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \sum_i U_{\alpha i}^* U_{\beta i} \sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^* + \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} \\
&+ \sum_{i<j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} - \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \\
&- \sum_{i<j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*
\end{aligned}$$

Mit der Unitaritätsrelation[53]

$$\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}$$

und dem Vertauschen von i und j im dritten Term erhält man

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} + \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left(e^{-i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} - 1 \right) \\
&+ \sum_{i>j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \left(e^{i(m_i^2 - m_j^2)L/(2E)} - 1 \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} \\
&+ \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left(\cos \left(- \left(m_i^2 - m_j^2 \right) \frac{L}{2E} \right) \right. \\
&\quad \left. + i \sin \left(- \left(m_i^2 - m_j^2 \right) \frac{L}{2E} \right) - 1 \right) \\
&+ \sum_{i>j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \left(\cos \left(\left(m_i^2 - m_j^2 \right) \frac{L}{2E} \right) \right. \\
&\quad \left. + i \sin \left(\left(m_i^2 - m_j^2 \right) \frac{L}{2E} \right) - 1 \right)
\end{aligned}$$

Mit den Formeln für trigonometrische Funktionen[50]

$$\begin{aligned}
\cos(2x) &= \cos^2(x) - \sin^2(x) \\
\cos^2(x) &= 1 - \sin^2(x) \\
\cos(-x) &= \cos(x) \\
\sin(-x) &= -\sin(x)
\end{aligned}$$

und der Abkürzung

$$m_i^2 - m_j^2 = \Delta m_{ij}^2$$

ergibt sich

$$\begin{aligned}
P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) &= \delta_{\alpha\beta} \\
&+ \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \left(1 - 2 \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \right. \\
&\quad \left. - i \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) - 1 \right) \\
&+ \sum_{i>j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \left(1 - 2 \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \right. \\
&\quad \left. + i \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) - 1 \right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - \sum_{i>j} 2 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\
&\quad - \sum_{i>j} 2 U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\
&\quad - \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* i \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \\
&\quad + \sum_{i>j} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* i \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right)
\end{aligned}$$

Für komplexe Zahlen z gelten die Relationen

$$\begin{aligned}
z + z^* &= 2\Re(z) \\
z - z^* &= 2i\Im(z)
\end{aligned}$$

also

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

Dies entspricht Gl. 2.28.

Anhang B

Verwendete Software

B.1 Das Programm TriggerAnalyse

Das Programm TriggerAnalyse wurde ursprünglich von Martin Hierholzer geschrieben und dient zur Auswertung von Monte-Carlo-Dateien. Es stellt die getroffenen Triggerwände eines Events zusammen und entscheidet, ob dieses Event unter einer gegebenen Triggerlogik den Trigger ausgelöst hätte. Ursprünglich wurden dabei nur Einzel-Myon-Events betrachtet und die Winkelverteilungen der primären Teilchen wurden in einer Datei ausgegeben.

Dieses Programm wurde dahingehend erweitert, dass nun auch Multi-Myon-Events betrachtet werden. Zusätzlich gibt das Programm nun eine ROOT-Datei aus, die nur noch die getriggerten Events enthält. Diese kann dann in der Rekonstruktionssoftware OpRec (siehe Anhang B.2) weiterverarbeitet werden. Außerdem wird zur Analyse des Triggerverhaltens die Summe der Treffer in jeder RPC-Wand, die mittlere Anzahl Treffer pro RPC-Wand, die totale Anzahl verarbeiteter Events, die Anzahl Events die mindestens einen Treffer in einer Triggerwand haben und die totale Anzahl getriggelter Events ausgegeben. Diese Daten wurden in Kap. 4.3.4 verwendet.

B.2 OpRec

Das Programm OpRec ist Teil des OPERA-Softwarepakets OpRelease und dient der Rekonstruktion der Spuren, die geladene Teilchen im Detektor hinterlassen haben.

Die Spuren werden dabei zuerst einzeln in der XZ- und YZ-Ebene rekonstruiert (sog. TrackElements) und dann die jeweils zugehörigen TrackElements zu einer 3D-Spur (sog. TrackKinematics) zusammengefügt. In den TrackKinematics werden zusätzlich die X- und Y-Koordinate des Orts der Entstehung des Teilchens (Vertex), die Flugrichtung des Teilchens am Vertex als Quotient der Impulskomponenten $\frac{P_x}{P_z}$ bzw. $\frac{P_y}{P_z}$, also als Tangens der Winkel der Flugrichtung, und der Quotient aus Ladung und Gesamtimpuls

$\frac{q}{p}$ des Teilchens gespeichert. Diese Daten wurden zur Erstellung der Winkelverteilung (siehe Kap. 4.1) und der Energieverteilung (siehe Kap. 4.2) verwendet.

Der Teil des Rekonstruktionsprogramms, der sich mit der Spurrekonstruktion in den Driftröhren beschäftigt, wurde größtenteils von Björn Wonsak geschrieben.

Es wurde eine Struktur implementiert, die die in „DTubeAngles“ rekonstruierten Spurwinkel speichert und an andere Programmteile („DTubeCosmicProp“, „DTubeTimeFit“ etc.) übergibt. Diese Spurwinkel werden bestimmt mittels linearer Regression über die Digits der Target Tracker, der RPCs und der XPCs. Zusätzlich werden die PT-Digits verwendet, wenn das Teilchen innerhalb einer Triggerstation (also zwischen zwei PT-Wänden) den Detektor betritt oder verlässt, ohne auf beiden Seiten einen RPC-Digit zu erzeugen. Außerdem wurde eine Methode geschrieben, die für den Fall, dass das für die Spurerkennung zuständige Unterpaket „Pattern“ keine Spur erkannt hat, aus einer linearen Regression über alle Digits des Events zumindest einen groben Startwert für das Fitting in „DTubeTimeFit“ vorgibt.

Die so bestimmten Spurwinkel dienen als Startwert für die genaue Rekonstruktion der Spur, welche in anderen Programmteilen geschieht. Diese Werte werden dann in den TrackKinematics gespeichert.

Anhang C

Verwendete Datensätze

Zur Auswertung standen zwei Monte-Carlo-Datensätze zur Verfügung, „MCmax“ und „dig-cosmics-7days“, wobei ersterer nicht komplett war (siehe Anhang E).

„dig-cosmics-7days“ simuliert kosmische Myonen, die über einen Zeitraum von sieben Tagen den OPERA-Detektor treffen. Der Detektor wurde hierbei mit abgeschaltetem Magnetfeld simuliert.

In Tab. C.1 sind die vom Programm „TriggerAnalyse“ (siehe Kap. B.1) ermittelten Daten aufgeführt. Dies sind im Einzelnen die Gesamtanzahl an Events, die Anzahl der Events, in denen mindestens eine Triggerwand getroffen wurde, die Anzahl getriggelter Events und die Anzahl der Treffer pro RPC-Wand.

Der zweite Datensatz „MCmax“ ist aufgeteilt in verschiedene Polarwinkel- und Energiebänder. Bezeichnet wurden die Daten mit bx_wyn , wobei x das Energieband und y das Polarwinkelband bezeichnet. Von insgesamt fünf Energiebändern standen vier zur Verfügung. Die Polarwinkelbänder sind für diese vier Energiebänder komplett vorhanden bis auf

Daten	Events	Events mit Triggerwand	Anzahl getriggelter Evts.	Ø Anzahl Hits pro RPC-Wand
dig-cosmics-7days-1	6.321	3.214	2.527	1.548,93
dig-cosmics-7days-2	6.282	3.072	2.399	1.462,39
dig-cosmics-7days-3	6.344	3.183	2.501	1.594,27
dig-cosmics-7days-4	6.261	3.186	2.501	1.513,34
dig-cosmics-7days-5	6.337	3.152	2.489	1.536,39
dig-cosmics-7days-6	6.309	3.128	2.474	1.570,11
dig-cosmics-7days-7	6.277	3.159	246	1.581,27
Durchschnitt	6.304,43	3.156,29	2.479,29	1.543,81

Tabelle C.1: Mit dem Programm „TriggerAnalyse“ ermittelte RPC-Daten aus Monte-Carlo-Daten des Datensatzes „dig-cosmics-7days“ jeweils eines Tages für eine Detektorkonfiguration mit abgeschaltetem Magnetfeld.

Daten	Events	Events mit Triggerwand	Anzahl getriggerteter Evts.	Ø Anzahl Hits pro RPC-Wand	Normierung 1/Jahr
b1_w1n	9.657	4.607	3.436	1.700,36	35,202
b1_w2n	10.319	5.518	4.482	2.625,09	24,33
b1_w3n	4.787	2.576	2.111	1.386	14,284
b1_w4n	3.046	1.256	856	437,205	6,485
b1_w5n	2.312	956	624	284,318	1,1282
b1_w6n	1.072	488	335	156,159	0,1528
b2_w1n	45.024	22.053	16.572	8.286,68	10,74
b2_w2n	56.506	30.730	25.454	15.194,5	7,2113
b2_w3n	37.774	20.745	17.270	11.647,8	4,0994
b2_w4n	31.005	14.169	10.170	5.942,89	1,6984
b2_w5n	36.546	15.766	10.948	5.180,2	0,27903
b2_w6n	21.481	9.863	7.048	3.238,23	0,050673
b3_w1n	64.135	33.175	25.399	14.536,4	2,0628
b3_w2n	82.060	46.567	38.857	25.975,1	1,4531
b3_w3n	66.202	37.959	32.067	23.374,7	0,83301
b3_w4n	64.290	31.249	23.593	14.565,9	0,34654
b3_w5n	110.423	49.591	35.306	17.249,5	0,046786
b3_w6n	102.600	48.036	34.772	16.414,6	0,0076486
b4_w1n	33.358	20.266	16.536	15.561,8	0,19099
b4_w2n	48.002	30.751	26.659	29.487,3	0,13256
b4_w3n	54.649	34.451	29.844	31.367,6	0,071997
b4_w4n	62.702	34.388	27.249	2.575,4	0,033866
b4_w5n_1	41.694	19.821	14.516	7.497,7	0,0040662
b4_w5n_2	114.491	54.720	40.356	20.975,8	0,0040662

Tabelle C.2: Mit dem Programm „TriggerAnalyse“ ermittelte RPC-Daten aus Monte-Carlo-Daten des Datensatzes „MCmax“ jeweils eines Tages für eine Detektorkonfiguration mit eingeschaltetem Magnetfeld und zugehörige Normierungsfaktoren.

Datensatz	Laufzeit
Extraction_344	12 h 11 min
Extraction_346	11 h 45 min
Extraction_350	13 h 32 min
Extraction_352	11 h 54 min
Extraction_395	8 h 58 min
Extraction_397	10 h 27 min
Extraction_399	18 h 30 min
Extraction_402	10 h 40 min

Tabelle C.3: Verwendete Realdaten, unten mit CNGS-Strahl.

das vierte Energieband, wo das sechste Polarwinkelband komplett und vom fünften ein Drittel der Daten fehlt. Die vom Programm „TriggerAnalyse“ ermittelten Daten sind in Tab. C.2 aufgeführt. Diese Daten müssen noch normiert werden, die Normierungsfaktoren für jeden Datensatz sind daher mit angegeben.

In Tab. C.3 sind die zur Auswertung herangezogenen realen Datensätze und die jeweilige Dauer der Datennahmen aufgeführt. Diese Daten wurden jeweils auf eine Laufzeit von 12 Stunden normiert.

Anhang D

Detaillierte Rechnungen der Einzelwahrscheinlichkeiten und der relativen Anteile der in der Triggersimulation verwendeten Ereignisse

Es wurden die in Anhang C aufgeführten Daten verwendet. Da diese Daten für eine 2-aus-3-Majority erstellt wurden, wird auch nur dieser Fall hier behandelt.

Sei $nTrigger = 2.479,29$ die Anzahl der pro Tag durch Teilchen getriggerten Events und $nTrigPlane = 3.156,29$ die Anzahl der Teilchenevents pro Tag mit mindestens einer Triggerwand. Da in der Monte-Carlo-Simulation der ganze Detektor, also sechs Triggerstationen, simuliert wurde, die Triggersimulation jedoch nur eine Triggerstation nachstellt, ergeben sich folgende Raten pro Sekunde:

für getriggerte Teilchenevents:

$$tRate = \frac{nTrigger}{6 \cdot 86.400s} = 0,0048s^{-1} \quad (D.1)$$

für Teilchenevents mit Triggerwand (getriggert oder nicht):

$$evtRate = \frac{nTrigPlane}{6 \cdot 86.400s} = 0,0060s^{-1} \quad (D.2)$$

Events, bei denen das Teilchen nur eine Triggerwand getroffen hat, also nicht getriggert:

$$singleRate = \frac{nTrigPlane - nTrigger}{6 \cdot 86.400s} = 0,0013s^{-1} \quad (D.3)$$

Das Gate für Ereignisse beträgt $t = 113$ ns. Die durchschnittliche Anzahl Events pro Gate ist also für die verschiedenen Teilchenevents:

$$v = t \cdot tRate = 5,4 \times 10^{-10} \quad (\text{D.4})$$

$$p = t \cdot evtRate = 6,9 \times 10^{-10} \quad (\text{D.5})$$

$$s = t \cdot singleRate = 1,5 \times 10^{-10} \quad (\text{D.6})$$

$\nu = 1,3 \times 10^{-4}$ bezeichnet, wie in Gl. 4.15, die durchschnittliche Anzahl Rauschevents pro Gate.

Die jeweiligen Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten mindestens eines der einzelnen Events in einer Triggerwand sind durch Gl. 4.16 gegeben, wobei die jeweilige durchschnittliche Anzahl Events pro Gate für ν eingesetzt werden muss.

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein getriggertes Teilchenevent stattfindet, ist:

$$P_v = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{v^n e^{-v}}{n!} = 5,4 \times 10^{-10} \quad (\text{D.7})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Event mit Triggerwand stattfindet, ist:

$$P_p = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{p^n e^{-p}}{n!} = 6,9 \times 10^{-10} \quad (\text{D.8})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Teilchen nur eine Triggerwand trifft, ist:

$$P_s = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{s^n e^{-s}}{n!} = 1,5 \times 10^{-10} \quad (\text{D.9})$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens ein Rauschevent auftritt, ist:

$$P_\nu = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\nu^n e^{-\nu}}{n!} = 1,1 \times 10^{-4} \quad (\text{D.10})$$

Dann ist die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens m der n Triggerwände rauschen, gegeben durch:

$$P_{Rausch_m} = \sum_{k=m}^n \binom{n}{k} P_\nu^k (1 - P_\nu)^{n-k} \quad (\text{D.11})$$

für eine Wand also

$$P_{Rausch_1} = 3,4 \times 10^{-4} \quad (\text{D.12})$$

Nun kann man die Wahrscheinlichkeiten der in Kap. 4.3 beschriebenen Ereignistypen berechnen.

Wahrscheinlichkeit für reines Teilchenevent:

$$P_{Teilchen} = P_v (1 - P_{Rausch_1}) = 5,4 \times 10^{-10} \quad (D.13)$$

Wahrscheinlichkeit für reines Rauschevent, bei einer 2-aus-3-Majority ist $m = 2$:

$$P_{Rausch} = P_{Rausch_2} (1 - P_t) = 3,8 \times 10^{-8} \quad (D.14)$$

Wahrscheinlichkeit für getriggertes Teilchenevent mit Rauschen:

$$P_{trigRausch} = P_v \cdot P_{Rausch_1} = 1,8 \times 10^{-13} \quad (D.15)$$

Wahrscheinlichkeit für Teilchen und Rauschen:

$$P_{TeilRausch} = P_s \cdot P_{Rausch_1} = 3,3 \times 10^{-14} \quad (D.16)$$

Die Wahrscheinlichkeit, dass irgendeins dieser Ereignisse eintritt, ist die Summe der Einzelwahrscheinlichkeiten:

$$P_{event} = P_{Teilchen} + P_{Rausch} + P_{trigRausch} + P_{TeilRausch} = 3,9 \times 10^{-8} \quad (D.17)$$

Die relativen Anteile der einzelnen Ereignistypen erhält man nun einfach durch ihr jeweiliges Verhältnis zu P_{event} :

Anteil reines Teilchenevent:

$$\frac{P_{Teilchen}}{P_{event}} = 0,014 \quad (D.18)$$

Anteil reines Rauschevent:

$$\frac{P_{Rausch}}{P_{event}} = 0,986 \quad (D.19)$$

Anteil getriggertes Teilchenevent mit Rauschen:

$$\frac{P_{trigRausch}}{P_{event}} = 4,7 \times 10^{-6} \quad (D.20)$$

Anteil Teilchen und Rauschen:

$$\frac{P_{TeilRausch}}{P_{event}} = 8,6 \times 10^{-7} \quad (D.21)$$

Dies entspricht den in Tab. 4.3 angegebenen Anteilen der Ereignistypen an der Triggersimulation.

Anhang E

Probleme bei der Datenauswertung

Es standen zwei Monte-Carlo-Datensätze zur Auswertung zur Verfügung, im folgenden „MCmax“ und „dig-cosmics-7days“ genannt.

Der erste Datensatz „MCmax“, welcher schließlich zur Auswertung verwendet wurde, war leider unvollständig, da es Probleme bei seiner Digitalisierung, d. h. bei der Umwandlung der reinen Monte-Carlo-Daten zu Detektordaten gab (siehe Anhang C). Dies wurde versucht auszugleichen, indem die durchschnittliche Anzahl der pro Tag getriggerten Events dieses Datensatzes mit der des Datensatzes „dig-cosmics-7days“ verglichen wurde (für genaue Daten siehe Anhang C). Diese Anzahlen wurden mit dem Programm TriggerAnalyse ermittelt (siehe Anhang B.1) und sind in Tab. E.1 dargestellt, ebenso wie der sich aus dem Quotienten der beiden Anzahlen ergebende Normierungsfaktor.

Mit diesem Faktor wurde der Datensatz „MCmax“ zusätzlich zu den in Anhang C angegebenen Faktoren normiert.

Der zweite Datensatz „dig-cosmics-7days“ war zwar komplett, enthielt jedoch, im Gegensatz zu „MCmax“, in jedem Event, das den Detektor traf, potentiell auch Teilchen aus Schauern, die den Detektor nicht trafen. Nun gibt es in der OPERA-Software im Paket „OpRData“, welches die Datenstrukturen für Hits und Digits eines Events bereitstellt, in den Strukturen für die Digits, also die Detektordaten, der einzelnen Detektor-komponenten Pointer auf den für diesen Digit verantwortlichen Hit, also

MCmax	2.404,09
dig-cosmics-7days	2.479,29
Faktor	1,03

Tabelle E.1: Durchschnittliche Anzahl getriggelter Events pro Tag zweier Monte-Carlo-Datensätze und sich daraus ergebender Normierungsfaktor.

die Monte-Carlo-Daten. Diese Hit-Daten wiederum enthalten eine Methode `LocalParticle()`, welche einen Pointer auf das für diesen Hit verantwortliche Teilchen zurückliefert. Dies scheint jedoch noch nicht in der Software implementiert zu sein, da jedesmal ein Null-Pointer zurückgegeben wurde. Es war also nicht möglich zu unterscheiden, welche Teilchen eines Events im Detektor sichtbar waren und damit zu einer Winkel- oder Energieverteilung beitragen, und welche nicht. Dieser Datensatz wurde also lediglich dazu verwendet, allgemeine Parameter der kosmischen Myonen zu erhalten (siehe Anhang C).

Literaturverzeichnis

- [1] L. M. Brown, *The idea of the neutrino*, Physics Today 31, No. 9, 23 (1978)
- [2] J. Chadwick: *Possible Existence Of A Neutron*, Nature 129, 312 (1932)
- [3] W. Heisenberg: *Über den Bau der Atomkerne*, Z. Phys. 77, 1-11 (1932)
- [4] E. Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlen*, Z. Phys. 88, 161-177 (1934)
- [5] F. Reines, C. Cowan: *The Neutrino*, Nature 178, 446-449 (1956)
- [6] J. N. Bahcall, R. Davis Jr.: *Solar Neutrinos: A Scientific Puzzle*, Science 191, 264-267 (1976)
- [7] The Super-Kamiokande Collaboration: *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos*, Phys. Rev. Lett., Vol. 81, 1562-1567 (1998)
- [8] The SNO Collaboration: *Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett., Vol. 89 No. 1, 011301 (2002)
- [9] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups: *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Phys. Rept., Vol. 427 Nos. 5-6, 257-454 (2006)
- [10] Ettore Majorana: *Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons*, Nuovo Cim., Vol. 14, 171-184 (1937)
- [11] B. Kayser: *Neutrino Physics*, SLAC Lectures 2004, FERMILAB-PUB-05-236-T
- [12] L. Stodolsky, *When the wavepacket is unnecessary*, Phys. Rev. D, Vol. 58, 036006, July 1998
- [13] The Super-Kamiokande Collaboration: *A Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillation Parameters by Super-Kamiokande I*, Phys. Rev. D, Vol. 71, 112005 (2005)

- [14] The SNO Collaboration: *Electron Energy Spectra, Fluxes, and Day-Night Asymmetries of ^8B Solar Neutrinos from the 391-Day Salt Phase SNO Data Set*, Phys. Rev. C, Vol. 72, 055502 (2005)
- [15] The CHOOZ Collaboration: *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. C, Vol. 27, 331-374 (2003)
- [16] D. Bick: *Data Evaluation and CNGS Beam Localization with the Precision Tracker of the OPERA Detector*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007)
- [17] J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu: *New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes*, Astrophys J., Vol. 621, 85-88 (2005)
- [18] Particle Data Group: *Review of Particle Physics*, Vol. 33, July 2006
- [19] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault: *Standard solar models, with and without helium diffusion and the solar neutrino problem*, Rev. Mod. Phys., Vol. 64, 885-926 (1992)
- [20] B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis Jr., J. R. Distel, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain, J. Ullman: *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*, Astrophys J., Vol. 496, 505-526 (1998)
- [21] K. Nakamura: *Recent results from Kamiokande solar neutrino observations*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), Vol. 31, 105-110 (1993)
- [22] The Super-Kamiokande Collaboration: *The Super-Kamiokande detector*, Nucl. Instrum. Meth. A, Vol. 501, 418-462 (2003)
- [23] W. Hampel, D. W. Sciama: *Solar neutrinos at GALLEX*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A, Vol. 346, No. 1678, January 1994
- [24] The GNO Collaboration: *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations*, Phys. Lett. B, Vol. 616, 174-190 (2005)
- [25] The SAGE Collaboration: *Measurement of the solar neutrino capture rate in SAGE*, Nucl. Phys. B, Vol. 118, 39-46 (2003)
- [26] The MACRO Collaboration: *Measurements of atmospheric muon neutrino oscillations, global analysis of the data collected with MACRO detector*, Eur. Phys. J. C, Vol. 36, 323-339 (2004)
- [27] The Soudan-2 Collaboration: *Final atmospheric neutrino oscillation results from Soudan 2*, J. Phys. Conf. Ser., Vol. 39, 310-312 (2006)

- [28] The Soudan-2 Collaboration: *The Atmospheric Neutrino Flavor Ratio from a 3.9 Fiducial Kiloton-Year Exposure of Soudan 2*, Phys. Lett. B, Vol. 449, 137-144 (1999)
- [29] B. Armbruster et al.: *Improved limits on $\bar{\nu}_e$ emission from μ^+ decay*, Phys. Rev. Lett., Vol. 90, 181804 (2003)
- [30] T. E. Jannakos: *The Search for Neutrino Oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ with KARMEN*, arXiv:hep-ex/9908043v1
- [31] The LSND Collaboration: *Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of $\bar{\nu}_e$ Appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ Beam*, Phys. Rev. D, Vol. 66, 112007 (2001)
- [32] The MiniBooNE Collaboration: *A Search for Electron Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ Scale*, Phys. Rev. Lett., Vol. 98, 231801 (2007)
- [33] The DONUT Collaboration: *Observation of Tau Neutrino Interactions*, Phys. Lett. B, Vol. 504, 218-224 (2001)
- [34] The Double CHOOZ Collaboration: *Double Chooz: A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13}* , arXiv:hep-ex/0606025 (2006)
- [35] The Palo Verde Collaboration: *Results from the Palo Verde Neutrino Oscillation Experiment*, Phys. Rev. D, Vol. 62, 072002 (2000)
- [36] The Palo Verde Collaboration: *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, Phys. Rev. D, Vol. 64, 112001 (2001)
- [37] The K2K Collaboration: *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, Phys. Rev. D, Vol. 74, 072003 (2006)
- [38] The SNO Collaboration: *The Sudbury Neutrino Observatory*, Nucl. Instrum. Meth. A, Vol. 449, 172-207 (2000)
- [39] The KamLAND Collaboration: *Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion*, Phys. Rev. Lett., Vol. 94, 081801 (2005)
- [40] The MINOS Collaboration: *The MINOS Detectors*, arXiv:hep-ex/0507018
- [41] The MINOS Collaboration: *Preliminary Results from MINOS on ν_μ Disappearance Based on an Exposure of 2.5×10^{20} 120 GeV Protons on the NuMI Target*, FERMILAB-PUB-07-413, arXiv:0708.1495v2
- [42] The MINOS Collaboration: *Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors in the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. Lett., Vol. 97, 19180 (2006)

- [43] The NO ν A Collaboration: *NO ν A Proposal to Build a 30 Kiloton Off-Axis Detector to Study Neutrino Oscillations in the Fermilab NuMI Beamline*, arXiv:hep-ex/0503053v1
- [44] H. Shibuya, K. Hoshino, M. Komatsu, K. Niwa, S. Buontempo, A. Ereditato, G. Fiorilo, P. Migliozzi, P. Strolin, G. Romano, Y. Sato: *The OPERA emulsion detector for a long-baseline neutrino-oscillation experiment*, LNGS-LOI 8/97, September 1997
- [45] M. Buhler-Broglin, K. Elsener, L. A. Lopez Hernandez, G. R. Stevenson, M. Wilhelmsson: *General description of the CERN project for a neutrino beam to Gran Sasso (CNGS)*, CERN AC Note (2000-03), December 2000
- [46] NGS beam team: *Proposal and documents for the C-NGS beam*, Internal note, December 1999
- [47] The OPERA Collaboration: *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New J. Phys, Vol. 8, 303, December 2006
- [48] J. Ebert, C. Hagner, B. Koppitz, V. Saveliev, W. Schmidt-Parzefall, J. Sewing, Y. Zaitsev, R. Zimmermann: *The Precision Tracker of the OPERA Detector*, Internal note, June 2005
- [49] G. Felici, A. Paoloni, R. van Staa, R. Zimmermann: *Concept of the Trigger System for the Precision Tracker*, Internal note, December 2005
- [50] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig: *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, 5. Auflage, 2001
- [51] M. Hierholzer: *Simulation kosmischer Myonen und die Slow-Control-Datenbank für den High-Precision-Tracker des OPERA-Experiments*, Diplomarbeit, Universität Münster (2007)
- [52] The MACRO Collaboration: *Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories*, Astropart. Phys., Vol. 19, 313-328 (2003)
- [53] N. Schmitz: *Neutrinophysik*, B. G. Teubner Stuttgart, 1997

Danksagung

Zuallererst möchte ich meinen Eltern danken, ohne deren moralische und finanzielle Unterstützung sich mein Studium sehr viel schwieriger gestaltet hätte.

Ich danke Frau Prof. Dr. Caren Hagner, dass sie es verstanden hat, eine so freundliche und motivierte Arbeitsgruppe um sich herum zu versammeln, mit der zu arbeiten mir viel Freude bereitet hat. Auch danke ich Herrn Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall, Herrn Dr. Raoul Zimmermann und Herrn Dr. Joachim Ebert für ihren Einsatz und ihre Expertise, mit denen sie das Projekt vorangetrieben haben.

Dank gilt vor allem Burki und Urs für je zwei erfolgreiche Praktika und andere Späße während und neben dem Studium.

Nicht zu vergessen sind natürlich Benny und sein Freund Toni, die für viel Freude während und außerhalb der Arbeit gesorgt haben. Ich danke Eike für seine unermüdliche Datenanalyse und die Getränkeversorgung, Martin für kompetenten Rat bei Computerfragen aller Art, Micha für seinen ansteckenden Fleiß, Björn für seine erhellenden Ausführungen bezüglich der Software, Daniel für den Tee und eine inspirierende Diplomarbeit, Torben, Rokko und Jan für die akustische Beschallung, Klaus für seine Fröhlichkeit, und Markus, Thorsten, Carsten und der ganzen Gruppe für einige nette Grillparties und ein paar Ründchen StarCraft und ET.

Zuletzt danke ich Josi und Andrea dafür, dass sie immer ein bisschen auf mich aufpassen, und meinem Bruder einfach dafür, dass er da ist.

Versicherung und Einverständniserklärung zur Veröffentlichung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Ich erkläre mich einverstanden mit der Veröffentlichung dieser Arbeit in den Bibliotheken des Instituts für Experimentalphysik und des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg.

Datum

Unterschrift