



Universität Hamburg



Verhältnis der Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerbereich beim OPERA-Experiment

Diplomarbeit

durchgeführt am
Institut für Experimentalphysik

vorgelegt dem Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

von
Nina Cords

Hamburg, April 2010

Ratio of Event Rates of Neutrino Interactions in the Target and Spectrometer Parts of the OPERA Detector

Abstract

In this diploma thesis, the ratio between the number of neutrino reactions in the target and spectrometer part of the OPERA detector is investigated. The effects of four different constraints such as the existence of a muon track, a primary vertex inside a fiducial volume, the combination of both and no constraint are being studied. After determining the number of reactions in detector components with relevant mass for both the target and the spectrometer part, their ratio is calculated for each of the four constraints. The compared ratios for measured and simulated data match when no constraints are used. Results for events with at least one muon track and results with a primary vertex inside a fiducial volume are equal within error margins. When demanding both a muon track and primary vertex inside the fiducial volume the results of measured and expected values differ. The ratio of target vs spectro events increases when compensating for non-isoscalar detector components but without improvement of the results.

Verhältnis der Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerebereich beim OPERA-Experiment

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird das Verhältnis der Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerebereich für vier Analysen mit verschiedenen Kriterien ermittelt. Die Analysen erfolgen für alle Ereignisse, für Ereignisse mit einer nachgewiesenen Myon-Spur, für einen primären Vertex innerhalb eines Fiducial Volumes sowie die Kombination der beiden. Nach erfolgter Bestimmung der relevanten Komponenten des Target- und Spektrometerebereichs wird für diese jeweils der relative Anteil an Reaktionen theoretisch berechnet und das Verhältnis gebildet. Der Vergleich mit den realen Daten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für die Analyse, bei der alle Ereignisse berücksichtigt werden. Innerhalb der Fehler stimmt auch das Verhältnis der Reaktionszahlen von den Analysen mit der Forderung nach einer Myon-Spur sowie der Forderung nach einem primären Vertex innerhalb eines Fiducial Volumes überein. Die Kombination beider Cuts führt zu einer Abweichung des realen Verhältnisses zu dem theoretisch bestimmten. Eine Korrektur bezüglich der Nicht-Isoskalarität der Wirkungsquerschnitte ergibt eine Erhöhung des jeweiligen Verhältnisses, hat aber keine bessere Übereinstimmung zur Folge.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Neutrinophysik	3
2.1	Neutrinos im Standardmodell	3
2.1.1	Schwache Wechselwirkung	5
2.2	Neutrinooszillation	7
2.2.1	Experimente zu Neutrinooszillationen	10
2.3	Grundlagen des Wirkungsquerschnitts	12
2.4	Differentieller Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung	13
3	Das OPERA-Experiment	17
3.1	Der CNGS-Neutrinostrahl	17
3.2	Der Detektor	20
3.2.1	Target-Bereich	22
3.2.2	Myon-Spektrometer	23
3.2.3	Das Veto	27
3.3	Der Tau-Nachweis	28
3.3.1	Energie- und Impulsbestimmung	29
3.3.2	Untergrundereignisse	30
3.3.3	Nachweisempfindlichkeit des Detektors	31
4	Ermittlung der Reaktionszahlen	33
4.1	Charakterisierung von Ereignissen mit OpCarac	33
4.1.1	Die OPERA-Softwarekette	34
4.1.2	OpCarac	35
4.2	Allgemeine Überlegungen zu dem Verhältnis der Reaktionszahlen	36
4.2.1	Analyse von Monte-Carlo-Dateien	36
4.2.2	Übersicht über die unterschiedlichen Cuts	36
4.2.3	Definition von Efficiency, Purity und Impurity	37
4.3	Gewichtung	40
4.3.1	Streuart	40
4.3.2	Masse	41
4.4	Korrektur für nicht-isoskalare Targets	43
4.4.1	Das CHORUS-Experiment	43

5	Auswertung	45
5.1	Berechnung der theoretischen Erwartung	45
5.2	Verhältnis der Reaktionszahlen aller Ereignisse	48
5.3	Verhältnis der Reaktionszahlen mit der Forderung einer Myon-Spur	52
5.4	Verhältnis der Reaktionszahlen im Fiducial Volume	56
5.5	Verhältnis der Reaktionszahlen mit einer Myon-Spur im Fiducial Volume	60
5.6	Vergleich von Simulation und realen Daten	64
5.6.1	Auswirkung der CHORUS-Korrektur	65
5.6.2	Interpretation der Ergebnisse/Fehlerquellen	66
6	Zusammenfassung der Ergebnisse	69
A	Anhang	71

Kapitel 1

Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist seit fast einem halben Jahrhundert gültig und beschreibt mit hoher Präzision die Wechselwirkungen von Quarks und Leptonen. Die in ihm angenommene Masselosigkeit des Neutrinos steht jedoch im Widerspruch zu den in verschiedenen Experimenten nachgewiesenen Neutrinooszillationen. Die Frequenz dieser Oszillationen wird vom Massenunterschied der Neutrinozustände bestimmt. Dies bedeutet, dass nicht alle Neutrinos masselos sein dürfen und sich die Masse unterschiedlicher Leptonfamilien voneinander unterscheidet. In unterschiedlichen Oszillationsexperimenten wurde gezeigt, dass es eine nicht-verschwindene Neutrino-Masse gibt, die in der Größenordnung von mindestens $\Delta m^2 = 10^{-2}$ bis 10^{-3} eV^2 liegt. Bei der Oszillation ändert ein Neutrino mit einer von Null verschiedenen Wahrscheinlichkeit seinen Flavour¹, damit ist die Erhaltung der Leptonfamilienzahl in diesem Fall nicht mehr gegeben. Eine Erweiterung des Standardmodells ist daher unumgänglich und bietet die Grundlage für weitere Forschung.

Bisher wurden Neutrinooszillationen vorwiegend an der Disappearance² von Neutrinos festgemacht. Die Anzahl der Neutrinos eines bestimmten Flavours, die einen Detektor pro Zeiteinheit erreichen, liegt unterhalb derer, die für nicht-oszillierende Neutrinos erwartet würde.

Der umgekehrte Fall der Appearance³ soll bei OPERA⁴ gezeigt werden. In einem nahezu reinen Myon-Neutrinostrahl, der vom CERN⁵ auf das Untergrundlabor am Gran Sasso (Italien) gerichtet ist, sollen Oszillationen dieser Myon-Neutrinos in Tau-Neutrinos nachgewiesen werden. Der Nachweis erfolgt durch die Detektion einer CC⁶-Reaktion des Tau-Neutrinos mit einem Blei-Atom im 1,2 kt schweren Blei-Emulsions-Target⁷ des OPERA-Detektors. Das dabei entstehende τ -Lepton kann durch seine spezifische Zerfallssignatur in den Emulsionslagen identifiziert werden.

In dieser Diplomarbeit wird das Verhältnis der Reaktionszahlen von Neutrinos im Tar-

¹engl.: Geschmack

²engl.: Verschwinden

³engl.: Auftauchen

⁴Oscillation Project with Emulsion tRacking Apparatus

⁵Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

⁶Charged Current, engl.: Geladener Strom

⁷engl.: Ziel

get- und Spektrometerbereich im OPERA-Detektor unter verschiedenen Einschränkungen theoretisch berechnet und anschließend mit dem der realen Daten verglichen. Der Nachweis einer Wechselwirkung erfolgt dabei mithilfe von elektronischen Detektorkomponenten. Die gelieferten Raten werden von dem Programm OpCarac charakterisiert und jeweils einem Wechselwirkungsort zugeordnet. Für das theoretische Verhältnis wurden die unterschiedlichen Arten der Streuung der Neutrinos, die sich aufgrund des Energieprofils des Neutrinostrahls ergeben, die unterschiedliche Masse der einzelnen Detektorkomponenten sowie der Anteil an Anti-Neutrinos im Strahl berücksichtigt. Diese Studien dienen der Frage, wie der Detektor funktioniert und ob die Erwartung, die man an die Reaktionszahlen hat, auch der Wirklichkeit entsprechen.

Im zweiten Kapitel wird zunächst ein Überblick über die Neutrinoophysik und die Phänomenologie der Neutrinooszillationen gegeben, anschließend wird die schwache Wechselwirkung mit dem Schwerpunkt der Neutrino-Nukleon-Streuung behandelt und Grundlagen zum Wirkungsquerschnitt erläutert. Das dritte Kapitel gibt eine Übersicht über das OPERA-Experiment und geht dabei auf die Erzeugung des Neutrinostrahls, den Aufbau des Detektors und den Nachweis des Tau-Leptons ein. Die Grundlagen zur Ermittlung der Ereigniszahlen und deren Verhältnis unter verschiedenen Einschränkungen werden im vierten Kapitel vorgestellt und in Kapitel 5 ausgewertet und mit den realen Daten verglichen. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse zusammengefasst.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden die in der Teilchenphysik allgemein üblichen natürlichen Einheiten verwendet, d. h. die Lichtgeschwindigkeit c wird ebenso wie \hbar gleich 1 gesetzt, damit haben sowohl Energien, als auch Massen und Impulse die Einheit Elektronenvolt.

Kapitel 2

Grundlagen der Neutrino-Physik

Dieses Kapitel stellt zunächst die Entdeckung der drei Neutrino-Sorten vor und beschreibt ihre Rolle im Standardmodell. Im zweiten Teil wird eine Übersicht über die Theorie der Neutrinooszillationen gegeben und der Unterschied zwischen dem Zwei-Flavour- und dem Drei-Flavour-Formalismus gezeigt sowie einige Experimente zu Neutrinooszillationen vorgestellt. Im letzten Teil werden die Grundlagen zum Wirkungsquerschnitt und dessen Berechnung anhand der tief-inelastischen Streuung erläutert.

2.1 Neutrinos im Standardmodell

Das Neutrino wurde 1930 von W. Pauli vorhergesagt, um das kontinuierliche Energiespektrum der emittierten Elektronen beim β^- -Zerfall erklären zu können und die Drehimpulserhaltung zu gewährleisten [Pau78]. Erst im Jahr 1956 wurde es jedoch durch F. Reines und C. L. Cowan im Experiment durch den inversen β^- -Zerfall nachgewiesen:

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

Die Anti-(Elektron-)Neutrinos aus diesem Experiment stammten aus dem Savannah River Kernreaktor in South Carolina [RC56].

Dass es neben dem Elektron-Neutrino noch weitere Neutrino-Sorten gibt, wurde im Jahr 1962 durch L. M. Ledermann, M. Schwartz und J. Steinberger entdeckt. Sie untersuchten Neutrino-Nukleon-Reaktionen eines durch den Zerfall von Pionen erzeugten Neutrinostrahls. Dabei wurden in dem verwendeten Target nur Myon-Spuren entdeckt, jedoch keine von Elektronen verursachten [DGG⁺62].

Nach dem Elektron und dem Myon wurde 1975 am SLAC¹ ein drittes geladenes Lepton gefunden, das Tau [Per75]. Das dazugehörige Tau-Neutrino wurde erst im Jahr 2000 beim DONUT²-Experiment am Fermilab nachgewiesen.

Die sechs Leptonen (Elektron, Myon und Tau sowie die drei Neutrinos) werden in drei Familien unterteilt:

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

¹Stanford Linear Accelerator Center, USA

²Direct Observation of Nu Tau, USA

Den Teilchen einer Familie wird eine positive Leptonfamilienzahl zugeordnet, $L_e = L_\mu = L_\tau = +1$. Jede der drei Leptonfamilienzahlen bleibt bei allen Prozessen im Standardmodell einzeln erhalten.

Auf die gleiche Weise werden auch die drei Familien der Anti-Leptonen beschrieben. Dazu gehören das Positron und das Anti-Elektron-Neutrino (e^+ , $\bar{\nu}_e$), das Anti-Myon und das Anti-Myon-Neutrino (μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$) sowie das Anti-Tauon und das Anti-Tau-Neutrino (τ^+ , $\bar{\nu}_\tau$). Die Leptonfamilienzahl der Anti-Teilchen ist entsprechend $L_e = L_\mu = L_\tau = -1$.

Die Leptonen gehören zu den Fermionen, sind also Teilchen mit einem halbzahligen Spin. Die geladenen Teilchen nehmen sowohl an der elektromagnetischen als auch an der schwachen Wechselwirkung teil, während die ungeladenen Neutrinos nur an der schwachen Wechselwirkung teilhaben. Die Leptonen unterliegen nicht der starken Wechselwirkung und die Gravitation kann in der Teilchenphysik aufgrund der geringen Teilchenmassen vernachlässigt werden. Die Neutrinos gelten im Standardmodell als masselos, woraus eine feste Helizität $H=-1$ für die Neutrinos und $H=1$ für die Anti-Neutrinos folgt.

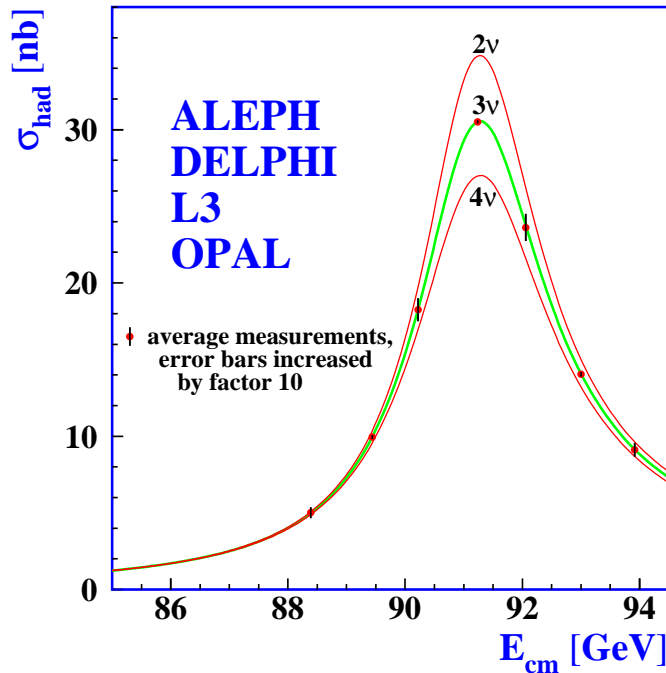


Abbildung 2.1: Abgebildet ist der erwartete hadronische Wirkungsquerschnitt für 2, 3 und 4 Neutrino-Sorten. Die gemessenen Daten stimmen mit denen für drei unterschiedlichen Neutrinos überein [Bic07].

Die Anzahl der wechselwirkenden (leichten) Neutrino-Sorten wurde am LEP³ bestimmt. In Abbildung 2.1 ist der erwartete hadronische Wirkungsquerschnitt für 2, 3 und 4 Neutrino-Sorten dargestellt. Eine Übereinstimmung mit den gemessenen Daten stellt die für drei verschiedene Neutrino-Sorten dar.

Gemessen wurde hierzu die Gesamtbreite der Z^0 -Resonanz ($\Gamma_Z = 2490 \pm 7 \text{ MeV}$), von der die partiellen Breiten für Zerfälle in Hadronen bzw. geladene Leptonen abgezogen

³Large Electron-Positron Collider am CERN, Schweiz

wurden. Die Anzahl der Neutrino-Sorten, deren Masse kleiner als die halbe Masse des Z^0 ist, wurde nach [Ams08] bestimmt zu:

$$N_\nu = 2,98 \pm 0,025 \quad (2.1)$$

Neben den sechs Leptonen existieren im Standardmodell sechs Quarks sowie deren jeweilige Antiteilchen. Auch sie sind in Familien angeordnet:

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

Die dazugehörigen Antiteilchen werden als \bar{u} (Anti- u -Quark) etc. bezeichnet. Im Standardmodell sind außerdem die zwischen den Elementarteilchen herrschenden fundamentalen Wechselwirkungen, die starke, schwache und elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben sowie die Teilchen, welche die Kraft übertragen, die sogenannten Eichbosonen.

Dazu gehören die drei Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung, die massebehafteten W^\pm - und Z^0 -Bosonen, von denen die beiden erstgenannten geladen sind, das ungeladene, masselose Photon γ für elektromagnetische Reaktionen sowie die ebenfalls elektrisch neutralen, jedoch Farbladung tragenden und masselosen Gluonen g für die starke Wechselwirkung. Eine Reaktion unter Austausch eines W^\pm wird als CC-Reaktion bezeichnet, und ein Prozess unter Beteiligung eines Z^0 -Bosons als NC⁴-Reaktionen. Die schwache Wechselwirkung ist universal, das bedeutet, dass die Kopplung der Eichbosonen an die Leptonen unabhängig von deren Familie ist.

Ab Schwerpunkts-Energien von etwa 100 GeV sind die Kopplungskonstanten der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung gleich groß, was die Vereinheitlichung zur sogenannten elektroschwachen Wechselwirkung nahe legt. Diese Theorie wurde 1967/68 von Glashow, Weinberg und Salam entwickelt und wird nach ihnen mit GWS-Modell bezeichnet.

2.1.1 Schwache Wechselwirkung

Die schwache Wechselwirkung gehört, wie in Kapitel 2.1 erwähnt, zu den drei im Standardmodell vorkommenden fundamentalen Kräften. Sie ist von entscheidender Bedeutung für die Wechselwirkung von Quarks und Leptonen und damit auch für die Zerfälle von Hadronen⁵ und Kernen. Die schwache Wechselwirkung führt bei geladenen Leptonen zur Umwandlung in das jeweils zugehörige Neutrino der gleichen Familie und umgekehrt oder zur Erzeugung von einem Lepton und einem Anti-Neutrino (bzw. deren Antiteilchen) der gleichen Familie.

Bei Beteiligung von Quarks eines bestimmten Flavours kann ein Übergang in einen anderen Flavour erfolgen, z. B. geht beim β -Zerfall ein d -Quark in ein u -Quark über. Den Reaktionen gemein sind die Änderung der Identität der beteiligten Leptonen/Quarks und der Ladung um $+1e$ oder $-1e$. Die Ladung wird durch die geladenen Vektorbosonen W^\pm übertragen und wird als Wechselwirkung mit geladenen Strömen bezeichnet. Diese kann

⁴Neutral current, engl.: ungeladener Strom

⁵Aus Quarks zusammengesetzte Teilchen, z. B. Protonen und Neutronen

in drei Bereiche unterteilt werden: leptonische Prozesse, bei denen das W -Boson nur an Leptonen koppelt, semileptonische Prozesse, bei denen die Kopplung an Leptonen und Quarks erfolgt sowie nichtleptonische Prozesse, bei denen kein Lepton beteiligt ist.

In dem in Kapitel 2 erwähnten GWS-Modell wird zudem die Existenz von „ungeladenen schwachen Ströme“ vorausgesagt. Diese sind als NC-Prozesse durch Z^0 -Austausch bekannt und zeichnen sich durch Erhaltung der Leptonenart (bzw. Quarkart) aus.

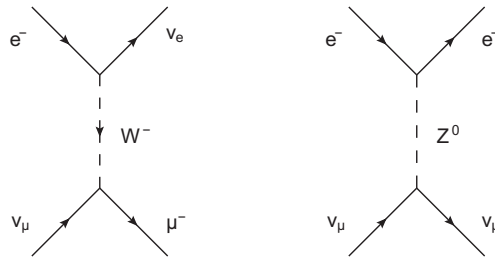


Abbildung 2.2: Abgebildet ist links das Feynman-Diagramm für eine CC-Reaktion, rechts das für eine NC-Reaktion.

Der Z^0 -Austausch wurde erstmalig 1973 in einer Blasenkammer am CERN detektiert (siehe Gleichung 2.2), bei dem in Neutrino-Reaktionen im Endzustand keine geladenen Myonen entdeckt wurden.

$$\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^- \quad (2.2)$$

In dieser Reaktion wird nur das Rückstoßelektron registriert. Neben den rein leptonischen Ereignissen wurden zur selben Zeit viele hadronische NC-Ereignisse beobachtet, bei denen nur der hadronische Anteil X beobachtet werden konnte [Sch95]:

$$\nu_\mu N \rightarrow (\nu_\mu)X \quad \bar{\nu}_\mu N \rightarrow (\bar{\nu}_\mu)X$$

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von NC-Ereignissen zu CC-Ereignissen liegt bei:

$$\frac{NC}{CC} = 0,3 \quad (2.3)$$

Sowohl das W^\pm als auch das Z^0 wurden am CERN entdeckt. Ihre Massen sind mit $M_{W^\pm} = 80,398 \pm 0,025$ GeV und $M_{Z^0} = 91,1876 \pm 0,0021$ GeV [Ams08] sehr groß, damit erklärt sich auch die sehr kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung [Pov04] für CC-Reaktionen:

$$\text{Reichweite} \approx \frac{\hbar c}{M_W c^2} = 2,5 \cdot 10^{-18} \text{ m} \quad (2.4)$$

Im Fall einer NC-Reaktion wird die Reichweite mithilfe der Masse M_Z des Z -Bosons berechnet.

Neutrino-Nukleon-Streuung

Die Streuung von Neutrinos mit Nukleonen kann in drei unterschiedliche Klassen unterteilt werden, die sich hauptsächlich durch die benötigte Energie sowie den reagierenden Teil des

Nukleons unterscheiden, sich jedoch gleichzeitig nicht völlig voneinander abgrenzen lassen und zum Teil überlappen. Diese Bereiche sind resonante Streuung, bei der die Energie für die Anregung oder die Erzeugung von (sehr kurzlebigen) Teilchen umgewandelt wird, elastische (bzw. quasielastische) Streuung, bei der die kinetische Energie des reagierenden Teilchens fast nur durch Stoß–Wechselwirkung übertragen wird und die Teilchen intakt bleiben sowie tief–inelastische Streuung, die erst bei höheren Energien stattfindet und eine Streuung an Quarks darstellt.

Mithilfe der tief–inelastischen (Anti–)Neutrino–Nukleon–Streuung erhält man Informationen über die Neutrino–Quark–Streuung und darüberhinaus über die innere Struktur der Nukleonen. Die unterschiedliche Kopplung der Vektorbosonen erlaubt zudem die genauere Bestimmung der Verteilung von Quarks und Antiquarks. Das W^+ kann nur mit negativ geladenen linkshändigen Quarks (d_L und s_L) und rechtshändigen Antiquarks (\bar{u}_R, \bar{c}_R) wechselwirken, welche dann in die jeweiligen Quarks bzw. Antiquarks der gleichen Familie umgewandelt werden. Das gleiche gilt auch für die Wechselwirkung der Antiteilchen, die über den Austausch eines W^- miteinander reagieren.

2.2 Neutrinooszillation

Zunächst war lediglich das Elektron–Neutrino bekannt und die Möglichkeit der Neutrinooszillation, auf die B. Pontecorvo hingewiesen hat, wurde als Umwandlung von $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ gesehen [Pon57].

Erst mit der Entdeckung des Myon–Neutrinos wurde die heutige Ansicht der Neutrinooszillation als periodische Umwandlung von einer Familie in eine andere verstanden:

$$\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, \quad \alpha \neq \beta \quad (2.5)$$

mit $\alpha, \beta = e, \mu, \tau$

Einen großen Beitrag zur Theorie der Neutrinooszillation wurde von Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata geleistet. Sie postulierten, dass die Flavour–Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$, durch welche die Neutrinos an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, nicht gleich den Massen–Eigenzuständen $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) sind, welche die Entwicklung in der Zeit beschreiben, sondern als Überlagerung der orthonormierten Massen–Eigenzustände angesehen werden können [MNS62]. So können Flavour– und Massen–Eigenzustände jeweils als Linearkombination des anderen Zustands dargestellt werden:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |\nu_i\rangle \quad (2.6)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_\alpha\rangle \quad (2.7)$$

U ist dabei die nach ihren Entdeckern benannte unitäre Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata–Matrix (PMNS–Matrix). Als $n \times n$ –Matrix besitzt diese im Allgemeinen n^2 unabhängige Parameter, deren Anzahl in diesem Fall auf $n^2 - n = n(n - 1)$ reduziert werden kann. Üblicherweise werden nach [Kay08] $\frac{1}{2}n(n - 1)$ Mischungswinkel und $\frac{1}{2}n(n - 1)$ komplexe Phasen zur Parametrisierung gewählt.

Eine mögliche Parametrisierung von U , die sich unter der Annahme von drei orthonormierten Eigenzuständen ($n = 3$) und damit drei Mischungswinkeln und drei komplexen Phasen ergibt, ist:

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\epsilon_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\epsilon_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

mit $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$.

Diese Matrix hat die vier unabhängigen Parameter θ_{12} , θ_{13} und θ_{23} sowie die CP⁶-verletzende Dirac⁷-Phase δ ($-\pi \leq \delta \leq \pi$), ϵ_1 und ϵ_2 bezeichnen die Majorana⁸-Phasen. Diese haben jedoch keinen Einfluss auf Neutrinooszillationen und werden im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Mit CP-Verletzung ist die Verletzung der CP-Invarianz gemeint: Beim Austausch von Teilchen durch ihre jeweiligen Anti-Teilchen und Spiegelung der Raumkoordinaten, ändern sich die physikalischen Gesetzmäßigkeiten in einem System nicht.

Die Beschreibung der Zeitentwicklung ist durch die Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ bestimmt, da diese Lösungen der zeitabhängigen Schrödinger-Gleichung sind. Entsprechend wird diese Entwicklung durch ebene Wellen beschrieben:

$$|\nu_\alpha(t, x)\rangle = e^{-iE_i t + ip_i x} |\nu_i\rangle \quad (2.8)$$

E_i und p_i sind die Energie und der Impuls von ν_i . Nach einer Zeit T und einer im Vakuum zurückgelegten Strecke L und unter Heranziehung der Gleichungen 2.6 und 2.7 befindet sich ein Neutrino im Zustand

$$|\nu_\alpha(T, L)\rangle = \sum_{\beta=e,\nu,\tau} \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i T + ip_i L} |\nu_\beta\rangle \quad (2.9)$$

Der Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ besitzt eine Wahrscheinlichkeitsamplitude von

$$\begin{aligned} \langle \nu_\beta(T, L) | \nu_\alpha \rangle &= \langle \nu_\beta | \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i T + ip_i L} | \nu_\alpha \rangle \\ &= \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i T + ip_i L} \quad (2.10) \end{aligned}$$

Hier wurde die Orthonormalitäts-Relation $\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \delta_{\alpha\beta}$ verwendet. Das Betragsquadrat dieser Amplitude beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\alpha \nu_\beta}(T, L)$. Damit ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit einer $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ -Oszillation

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(T, L) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-iE_i T + ip_i L} \right|^2 \quad (2.11)$$

⁶C: charge conjugation, engl.: Ladungskonjugation; P: parity, engl.: Parität

⁷Mit Dirac-Teilchen werden Teilchen bezeichnet, die mit ihrem Anti-Teilchen nicht identisch sind.

⁸Majorana-Teilchen bezeichnet Teilchen, die gleichzeitig ihr Anti-Teilchen sind.

Für hochrelativistische Teilchen gilt $p \gg m_i$. Damit ist die Näherung $E \approx p$ gerechtfertigt und die folgende relativistische Vereinfachung gilt

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E_i} . \quad (2.12)$$

Hierbei ist E_i die Neutrinoenergie. Gleichung 2.11 vereinfacht sich unter Verwendung von $c \approx L/T$ zu:

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) &= \left| \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* U_{\beta i} e^{-i \frac{m_i^2}{2E} L} \right|^2 = \sum_{ij} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \\ &= \sum_i |U_{\alpha i}^* U_{\beta i}|^2 + 2 \operatorname{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L} \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 2 \operatorname{Re} \sum_{i>j} U_{\alpha i}^* U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j}^* \left[1 - e^{-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2} \frac{L}{E}} \right] . \end{aligned} \quad (2.13)$$

Eine Oszillation ist folglich nur möglich, wenn nicht alle $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 = 0$ sind, also nicht alle Neutrinos die gleiche Masse haben.

Aus vorangegangenen Experimenten ist bekannt, dass der Mischungswinkel $\sin^2 \theta_{13}$ klein ist und sich die Massenquadrate Δm_{32}^2 und Δm_{21}^2 um annähernd zwei Größenordnungen unterscheiden. Dies bedeutet, dass die Massen zweier Neutrinoarten sich sehr ähnlich sind, während die der dritten sich deutlich abhebt. Beim OPERA-Experiment wird daher hauptsächlich die Oszillation von $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ beobachtet und untersucht, und die Berechnung kann auf die Flavour-Eigenzustände ν_μ , ν_τ und die Massen-Eigenzustände ν_2 , ν_3 beschränkt werden, die Zwei-Flavour-Oszillationen. Man erhält eine zweidimensionale Rotationsmatrix, in der die CP-verletzende Phase δ nicht mehr vorkommt und $\theta = \theta_{23}$ ist:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

Damit und mit $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2$ vereinfacht sich die Übergangswahrscheinlichkeit zu:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 L}{4E} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1,27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right) \quad (2.14)$$

Der Faktor 1,27 in Gleichung 2.14 entstammt der Umrechnung natürlicher Einheiten in SI-Einheiten ($\hbar c = 197 \text{ MeV fm}$). In Abbildung 2.3 ist die Oszillationswahrscheinlichkeit für die bei OPERA verwendeten Parameter $L = 732 \text{ km}$ und $E = 17 \text{ GeV}$ gezeigt.

Die bisherigen Rechnungen beziehen sich auf Neutrinooszillationen im Vakuum, wohingegen die Neutrinos, die bei OPERA untersucht werden, jedoch die Erde durchqueren. Der Einfluss, der dadurch auf die Neutrinos ausgeübt wird, wird nach seinen Entdeckern S. Mikheyev, A. Smirnov und L. Wolfenstein als MSW-Effekt bezeichnet [Wol78]. Neutrinos können unabhängig von ihrer Neutrinofamilie über NC-Reaktionen an Elektronen, Protonen und Neutronen streuen. Dabei hat das NC-Potenzial aufgrund der Universalität der schwachen Wechselwirkung die gleiche Kopplungskonstante und damit den gleichen

Abbildung 2.3: Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ bei einer Neutrinoenergie von 17 GeV in Abhängigkeit von der Entfernung L . Die rote Kurve berücksichtigt die MINOS-Ergebnisse von 2006 [Osp08]. Bei allen Kurven ist $\sin^2(2\theta_{23})=1$ [Jes09].

Betrag für alle Neutrinoarten. Die Beiträge der Streuung an Elektronen und Protonen heben sich unter der Annahme, dass die Neutrinos elektrisch neutrale Materie durchqueren, gegenseitig auf. Die Streuung an Neutronen bewirkt einen für alle Neutrinos gleich großen Phasenfaktor und führt somit zu keiner Änderung der relativen Phasen [CG04]. Über CC-Reaktionen können nur die Elektron-Neutrinos mit den Elektronen in der Materie wechselwirken. Untersuchungen zu den Materieeffekten, die auf die bei OPERA betrachteten $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation wirken, zeigten, dass sie nur einen geringen Einfluss haben [Won07]. Die Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$ nimmt für die beim OPERA-Experiment gegebenen Parameter L und E im Vergleich zur Oszillation im Vakuum nur um 3 % ab.

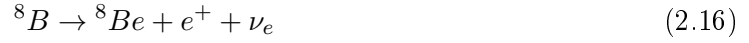
2.2.1 Experimente zu Neutrinooszillationen

Erste Hinweise auf Neutrinooszillationen wurden bereits 1968 beim Homestake-Experiment gefunden. Dort wurde beobachtet, dass der Fluss solarer Elektron-Neutrinos nicht mit den Vorhersagen des Standard-Sonnenmodells übereinstimmt, vielmehr lag der radiochemisch nachgewiesene Elektron-Neutrino-Fluss von der Sonne nur bei knapp einem Drittel des vorhergesagten Wertes [Cle98] und liefert den ersten Nachweis der ν_e -Disappearance. Dieses Phänomen ist als solares Neutrino-Rätsel bekannt. Einen weiteren signifikanten Nachweis der Neutrinooszillationen hat das SNO⁹-Experiment geliefert. In einem mit 1000 t schwerem Wasser (D₂O) gefüllten Acryltank, der von Photomultipliern umgeben ist, können über die Reaktion



⁹Sudbury Neutrino Observatory, Kanada

Elektron-Neutrinos nachgewiesen werden, die aus der Reaktion



innerhalb der Sonne entstehen. Neben der CC-Reaktion in Gleichung 2.15, die nur von dem Elektron-Neutrino eingegangen werden kann, konnten bei SNO jedoch auch flavour-unabhängige NC-Reaktionen (siehe Gleichung 2.17) sowie elastische Streuung (siehe Gleichung 2.18) beobachtet werden:

$$\nu_x + D \rightarrow p + n + \nu_x \quad (2.17)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (2.18)$$

Die Übereinstimmung des gemessenen Gesamtflusses mit der Vorhersage für den ν_e -Fluss bei SNO unterstützte die Theorie der Neutrinooszillationen. Auch das Experiment KamLAND¹⁰ hat mithilfe von Flüssigszintillatoren die Disappearance von $\bar{\nu}_e$ gezeigt und damit einen wichtigen Beitrag zum experimentellen Nachweis der Neutrinooszillation geliefert.

Neben der Elektron-Neutrino-Disappearance wurden erstmals auch Unterschiede in der Tag/Nacht-Messung und in Abhängigkeit von der Jahreszeit festgestellt. Die Rate der Elektron-Neutrinos ist nachts erhöht, da die Oszillationsstrecke um den Durchmesser der Erde verlängert ist und ein Großteil der ursprünglichen, bereits innerhalb der Sonne durch den MSW-Effekt oszillierten ν_e , beim Durchfliegen der Erde zurück oszilliert sind.

Die aktuellen Oszillationsparameter für solare Neutrinos kombiniert aus allen verfügbaren Experimenten werden bei [Ams08] mit

$$\Delta m_{21}^2 = 8,0 \pm 0,3 \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (2.19)$$

$$\sin^2(2\theta_{12}) = 0,86_{-0,04}^{+0,08} \quad (2.20)$$

angegeben.

Neben den Experimenten mit solaren Neutrinos werden auch Neutrinos atmosphärischen Ursprungs untersucht. Wenn ein geladenes Teilchen aus der primären kosmischen Strahlung auf einen Atomkern der Atmosphäre trifft, entstehen hadronische Schauer, die hauptsächlich aus Pionen und Kaonen bestehen. Über die Zerfallsprozesse $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ und $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ entstehen zunächst neben den Myon-Neutrinos noch Myonen, die wiederum über $\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$ und $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$ in weitere Neutrinos zerfallen. Ohne Neutrinooszillationen wird daher ein Verhältnis der ν_μ - und $\bar{\nu}_\mu$ -Ereignisse zu ν_e - und $\bar{\nu}_e$ von 2:1 erwartet. Zu unterscheiden sind die Neutrinos, die den Detektor „von oben“ erreichen und dabei eine Strecke L von ca. 15 km zurücklegen, und diejenigen, die den Detektor senkrecht „von unten“ erreichen und dabei zusätzlich zur Flugstrecke den Erddurchmesser (ca. 13000 km) durchfliegen. Diese Strecke L, welche die Neutrinos auf ihrem Weg zum Detektor zurücklegen, kann über den Winkel zum Zenit bestimmt werden. Wenn beim Vergleich von aufwärts und abwärts gerichteten, atmosphärischen Neutrinoströmen Abweichungen im ν_e/ν_μ -Verhältnis festgestellt werden können, ist dies als Hinweis auf Neutrinooszillationen zu werten.

¹⁰Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector (Japan)

Das Super-Kamiokande Experiment hat von 1996 bis 2007 mittels eines Čerenkov-Detektors die atmosphärischen Neutrinos vermessen. Dabei wurde bei atmosphärischen Neutrinos ein energie- und winkelabhängiges Defizit an Myon-Neutrinos festgestellt und der endgültige Beweis der Neutrinooszillation erbracht [Col05]. Das CHOOZ¹¹-Experiment wurde u. a. durchgeführt, um die $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen als Ursache für das Defizit an Myon-Neutrinos auszuschließen.

Auch in anderen Experimenten wurde gezeigt, dass atmosphärische Myon-Neutrinos fast ausschließlich in Tau-Neutrinos oszillieren. Daher sind sie besonders für die Vermessung der Oszillationsparameter Δm_{32}^2 und θ_{23} geeignet.

Bei MINOS¹² wurde ebenfalls die Disappearance der Myon-Neutrinos näher untersucht. Hier konnten mithilfe von Nah- und Ferndetektor, die sich mit einem Abstand von etwa 730 km zueinander befinden, die Neutrino-Ereignisraten und -Energiespektren miteinander verglichen werden und damit die Oszillationsparameter Δm_{32}^2 und $\sin^2 2\theta_{23}$ bestimmt werden. 2006 wurde dort als $\Delta m_{32}^2 = (2,43 \pm 0,11) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ angegeben [Osp08] und ist in der Abbildung 2.3 als rote Kurve eingezeichnet.

Aus Kombination dieser und aller anderen verfügbaren Daten wurden die atmosphärischen Parameter Δm_{32}^2 und θ_{23} von [Ams08] bestimmt zu:

$$\Delta m_{32}^2 = 1,9 - 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 \quad (2.21)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) > 0,92 \quad (2.22)$$

Diese Werte haben je ein Confidence Level¹³ (CL) von 90%.

Aus dem Experiment CHOOZ stammt die aktuellste Obergrenze für den Mischungswinkel θ_{13} . Sie wurde mithilfe eines Flüssigszintillator-Detektors, der in 1 km Entfernung vom CHOOZ-Kernkraftwerk aufgebaut war, gemessen und zu

$$\sin^2 \theta_{13} < 0,19 \quad (2.23)$$

bestimmt [Ams08]. Dieser Wert hat ein CL von ebenfalls 90%.

2.3 Grundlagen des Wirkungsquerschnitts

Geometrisch betrachtet beschreibt der Wirkungsquerschnitt die effektive Querschnittsfläche, auf der die Teilchen miteinander wechselwirken können und kann als Reaktionswahrscheinlichkeit aufgefasst werden. Im atomaren Bereich und in der Teilchenphysik sind für die Größe des Wirkungsquerschnitts jedoch vor allem die Form und Reichweite des Wechselwirkungspotentials und die Stärke der Wechselwirkung von Bedeutung. So ist beispielsweise der Wirkungsquerschnitt von Neutrinos, die nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen, sehr gering, während derjenige der Streuung mit Elektronen, welche über die elektromagnetische Wechselwirkung erfolgt, deutlich größer ist. Der Wirkungsquerschnitt hat die Dimension einer Fläche und wird in der Einheit barn angegeben, die definiert ist als $1 \text{ barn} = 1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$.

¹¹Reaktorexperiment in der Nähe des Kernkraftwerkes im französischen Chooz

¹²Main Injector Neutrino Oscillation Search

¹³Maß für die Vertrauenswürdigkeit einer Auswertung

Da in der Praxis häufig nicht die Gesamtzahl der Reaktionen registriert wird, sondern nur ein Teil davon, wird in der Regel der differentiell Wirkungsquerschnitt $d\sigma(E, \theta)/d\Omega$ verwendet. Die vom Detektor aufgenommene Rate ist dazu proportional:

$$\dot{N}(E, \theta, \Delta\Omega) = \mathcal{L} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \Delta\Omega \quad . \quad (2.24)$$

In dieser Gleichung ist \mathcal{L} die Luminosität.

Kann zusätzlich die Energie E' der gestreuten Teilchen gemessen werden, wird der doppelt differentiell Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma(E, E', \theta)/d\Omega dE'$ bestimmt. Aus der Integration über den gesamten Raumwinkel und alle Streuenergien ergibt sich der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{tot}(E') = \int_0^{E'_{max}} \int_{4\pi} \frac{d^2\sigma(E, E', \theta)}{d\Omega dE'} d\Omega dE' \quad . \quad (2.25)$$

2.4 Differentieller Wirkungsquerschnitt für tiefinelastische Streuung

Der Großteil der Wechselwirkungen, die beim OPERA-Experiment von Neutrinos eingegangen werden, sind mit 92,5 % tief-inelastische Streuungen, siehe auch Kapitel 4.3.1. Im Folgenden soll skizziert werden, wie sich die Wirkungsquerschnitte für CC- und NC-Reaktionen für tief-inelastische Streuung berechnen. Dabei wird vor allem die Ausführung von E. A. Paschos berücksichtigt, die in [PY02] nachvollzogen werden kann.

Die CC-Reaktionskanäle können mit Gleichung 2.26 dargestellt werden, die NC-Reaktionskanäle mit Gleichung 2.27:

$$\nu_l(k_l) + N(p_l) \longrightarrow l^-(k_2) + X(p_2) \quad (2.26)$$

$$\nu_l(k_l) + N(p_l) \longrightarrow \nu_l(k_2) + X(p_2) \quad . \quad (2.27)$$

In beiden Gleichungen ist N ein Nukleon, $l = \nu_\mu, \nu_\tau$ und X das System der auslaufenden Hadronen. Der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dxdy$ wird beschrieben durch:

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{G_F^2 y}{16\pi} \kappa^2 L^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (2.28)$$

In den CC-Reaktionen ist G_F die Fermi-Konstante, $\kappa = M_W^2/(Q^2 + M_W^2)$, M_W ist die Masse des W-Bosons und $y = \nu/E_\nu$. In den NC-Reaktionen hingegen ist $\kappa = M_Z^2/(Q^2 + M_Z^2)$ und M_Z die Masse des Z-Bosons. $L^{\mu\nu}$ ist der Lepton-Tensor

$$L^{\mu\nu} = 2\text{Tr}[(\not{k}_2 + m_l)\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\not{k}_1\gamma^\nu] \quad (2.29)$$

und $W_{\mu\nu}$ der Hadron-Tensor

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} = & -g_{\mu\nu}F_1(x, Q^2) + \frac{p_{1\mu}p_{1\nu}}{p_1q}F_2(x, Q^2) - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\frac{p_1^\rho q^\sigma}{2p_1q}F_3(x, Q^2) \\ & + \frac{q_\mu q_\nu}{p_1q}F_4(x, Q^2) + (p_{1\mu}q_\nu + p_{1\nu}q_\mu)F_5(x, Q^2) \end{aligned} \quad (2.30)$$

$\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$ beschreibt den total antisymmetrischen Tensor mit $\epsilon_{0123} = +1$. F_i ($i=1, \dots, 5$) sind die Strukturfunktionen der tief-inelastischen Neutrino-Nukleon-Streuung und hängen von Q^2 , dem Quadrat des Viererimpulses, der bei der Wechselwirkung übertragen wird, ab. Für die CC-Reaktion mit $m_l \neq 0$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = & \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[y \left(xy + \frac{m_l^2}{2E_\nu M} \right) F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} - \frac{m_l^2}{4E_\nu^2} \right) F_2 \right. \\ & \pm \left[xy \left(1 - \frac{y}{2} \right) - y \frac{m_l^2}{4ME_\nu} \right] F_3 \\ & \left. + \left(xy \frac{m_l^2}{2ME_\nu} + \frac{m_l^4}{4M^2 E_\nu^2} \right) F_4 - \frac{m_l^2}{2ME_\nu} F_5 \right] . \end{aligned} \quad (2.31)$$

Hierbei wurde die Bjorken'sche Skalenvariable $x = Q^2/2M\nu$ mit $\nu = E_\nu - E_l$ und $Q^2 = 2ME_\nu xy$ verwendet, M beschreibt die Nukleonmasse und der $\pm F_3$ -Term hängt mit der $\nu(\bar{\nu})$ -Nukleon-Streuung zusammen.

Mit der Näherung, dass die Neutrino-Energie E_ν sehr viel größer als die Masse des Leptons m_l und die Masse des Nukleons M ist, vereinfacht sich 2.31 zu

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[y(xy) F_1 + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) F_2 \pm \left[xy \left(1 - \frac{y}{2} \right) \right] F_3 \right] . \quad (2.32)$$

Für eine genauere Betrachtung des Wirkungsquerschnitts werden für die Strukturfunktionen die folgenden Näherungen angenommen. Zur Vereinfachung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts wird die Callan-Gross-Relation herangezogen [Lai00]. Diese verknüpft die Strukturfunktionen F_1 und F_2 durch

$$2xF_1 = F_2 \quad . \quad (2.33)$$

Die Albright-Jarlskog-Relation beinhaltet folgende Vereinfachungen [AJ75]:

$$F_4 = 0 \quad (2.34)$$

$$xF_5 = F_2 \quad (2.35)$$

Unter Heranziehung des Quark-Parton-Modells werden z.B. für die Neutrino-Proton-Streuung die in 2.36 und 2.37 angegebenen Strukturfunktionen gefunden. Dieses Modell beschreibt den Effekt, dass bei Betrachtung des Protons in einem schnell bewegten System die transversalen Impulse und die Ruhemassen der Konstituenten des Protons vernachlässigt werden können und die innere Struktur des Protons somit lediglich durch die longitudinalen Impulse seiner Bestandteile gegeben ist.

Die Strukturfunktionen für Protonen in der Wechselwirkung von Neutrinos oberhalb der Charm-Schwelle lauten beispielsweise

$$F_2^{CC}(\nu p) = 2x [d + s + \bar{u} + \bar{c}] \quad (2.36)$$

$$xF_3^{CC}(\nu p) = 2x [d + s - \bar{u} - \bar{c}] \quad (2.37)$$

während diejenigen für Neutronen die nachfolgenden sind.

$$F_2^{CC}(\nu n) = 2x [u + s + \bar{d} + \bar{c}] \quad (2.38)$$

$$xF_3^{CC}(\nu n) = 2x [u + s - \bar{d} - \bar{c}] \quad . \quad (2.39)$$

Unterhalb der Schwelle für Charm-Produktion geht der Cabbibo-Winkel $\theta_c = 0,9755$ mit in die Strukturfunktionen für Protonen und Neutronen ein. Sie lauten damit für Protonen:

$$F_2^{CC}(\nu p) = 2x [d \cos^2 \theta_c + s \sin^2 \theta_c + \bar{u} + \bar{c}] \quad (2.40)$$

$$xF_3^{CC}(\nu p) = 2x [d \cos^2 \theta_c + s \sin^2 \theta_c - \bar{u} - \bar{c}] \quad (2.41)$$

und für Neutronen:

$$F_2^{CC}(\nu n) = 2x [u \cos^2 \theta_c + s \sin^2 \theta_c + \bar{d} + \bar{c}] \quad (2.42)$$

$$xF_3^{CC}(\nu n) = 2x [u \cos^2 \theta_c + s \sin^2 \theta_c - \bar{d} - \bar{c}] \quad (2.43)$$

Die neutralen Reaktionen für ν -Protonen- und ν -Neutronen-Streuung hängen von dem Weinberg-Winkel $\sin^2 \theta_W = 0,23117$ ab:

$$F_2^{NC}(\nu p) = 2x \{ (g_L^2 + g_R^2)[u + c + \bar{u} + \bar{c}] + (g_L'^2 + g_R'^2)[d + s + \bar{d} + \bar{s}] \} \quad (2.44)$$

$$F_3^{NC}(\nu p) = 2x \{ (g_L^2 - g_R^2)[u + c - \bar{u} - \bar{c}] + (g_L'^2 + g_R'^2)[d + s - \bar{d} - \bar{s}] \} \quad (2.45)$$

$$F_2^{NC}(\nu n) = 2x \{ (g_L^2 + g_R^2)[d + c + \bar{d} + \bar{c}] + (g_L'^2 + g_R'^2)[u + s + \bar{u} + \bar{s}] \} \quad (2.46)$$

$$F_3^{NC}(\nu n) = 2x \{ (g_L^2 - g_R^2)[d + c - \bar{d} - \bar{c}] + (g_L'^2 + g_R'^2)[u + s - \bar{u} - \bar{s}] \} \quad (2.47)$$

mit $g_L = \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$, $g_R = -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$, $g_L' = -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$ und $g_R' = +\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$

Um schließlich den totalen Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dxdy$ in den Grenzen $0 \leq x \leq 1$ und $0 \leq y \leq 1$ integriert.

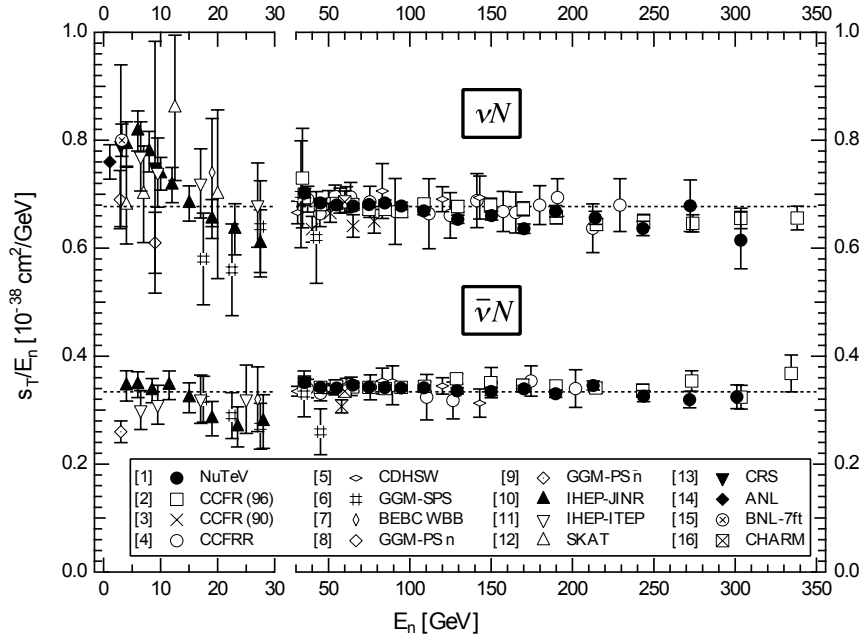


Abbildung 2.4: Wirkungsquerschnitt für tief-inelastische Streuung von Myon-Neutrinos und Anti-Myon-Neutrinos für ein isoskalares Target (Quelle: [PY02]).

In Abbildung 2.4 ist der Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Streuung von Myon-Neutrinos und Anti-Myon-Neutrinos mit einem isoskalaren¹⁴ Target dargestellt.

¹⁴Bedeutet gleiche Anzahl an Protonen und Neutronen im Kern

Die bisherigen Ausführungen über den Wirkungsquerschnitt haben nur die Streuung an Protonen bzw. Neutronen behandelt. Für schwerere Targets, wie z. B. die bei OPERA verwendeten Eisen oder Blei-Atome müssen noch zusätzliche Effekte miteinbezogen werden. Dazu gehört das EMC-Effekt genannte Phänomen, welches durch die Streuung am Kern im Gegensatz zu einer Streuung an einzelnen Nukleonen auftritt und 1983 entdeckt wurde [GST95]. Aufgrund der wesentlich geringeren in der Kernphysik typischen Energien wie z. B. Fermi-Impulse von 250 MeV, als die zur Bestimmung von Strukturfunktionen benötigten Q^2 -Werten, wurde hingegen erwartet, dass es keinen Unterschied macht, woran gestreut wird.

Kapitel 3

Das OPERA–Experiment

Das primäre Ziel von OPERA ist der Nachweis von Tau–Neutrinos in einem nahezu reinen Myon–Neutrino–Strahl und damit die Bestätigung der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ –Oszillation. Der Neutrinostrahl wird am CERN erzeugt und ist auf das 732 km entfernte LNGS¹–Untergrundlabor am Gran Sasso in Italien gerichtet. Dort befindet sich der OPERA–Detektor, welcher mithilfe von Blei–Fotoemulsions–Bricks² mit einer Gesamtmasse von über 1,2 kt Blei Tau–Leptonen aus den CC–Reaktionen der Tau–Neutrinos nachweisen soll.

Zunächst wird eine Übersicht über die Erzeugung des Neutrinostrahls gegeben und danach werden die einzelnen Komponenten des OPERA–Detektors vorgestellt. Im letzten Teil wird auf die Analyse und den Nachweis des Tau eingegangen.

3.1 Der CNGS–Neutrinostrahl

Um den Nachweis der Appearance erbringen zu können, benötigt das OPERA–Experiment einen hochenergetischen und möglichst reinen Myon–Neutrinostrahl. Zur Herstellung dieses Strahls werden am CERN Protonen mit einer mittleren Energie von 400 GeV aus dem SPS³–Beschleuniger ausgekoppelt und auf ein heliumgekühltes Graphit–Target gelenkt. Bereits vor dem Erreichen des Targets wird der Protonenstrahl mithilfe von Dipolmagneten in Richtung des LNGS–Untergrundlabors gerichtet. Die CNGS⁴–Untergrund–Anlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Tunnelröhren haben ein Gefälle von etwa 5,6 %. Eine Übersicht des Tunnelsystems ist in Abbildung 3.2 zu sehen.

Der Protonenstrahl wechselwirkt im Target mit 10 cm langen und 4 bis 5 mm dicken Graphitstäben und es entsteht ein sekundärer Teilchenstrahl, der hauptsächlich aus Pionen und Kaonen besteht. Zwei magnetische Linsen, Horn und Reflektor genannt, fokussieren die positiv geladenen Sekundärteilchen zu einem parallelen Strahl in Richtung Gran Sasso, während negativ geladene Sekundärteilchen aus der Strahlrichtung heraus gelenkt werden. Im Anschluss durchfliegen die Pionen und Kaonen mit einer mittleren Energie von 35 GeV eine etwa 1000 m lange und im Durchmesser 2,45 m breite, evakuierte Röhre und ein Teil

¹Laboratori Nazionali del Gran Sasso

²engl.: Ziegel

³Super Proton Synchrotron

⁴CERN Neutrinos to Gran Sasso



Abbildung 3.1: Dreidimensionale Darstellung der CNGS-Anlage (Quelle: CERN)

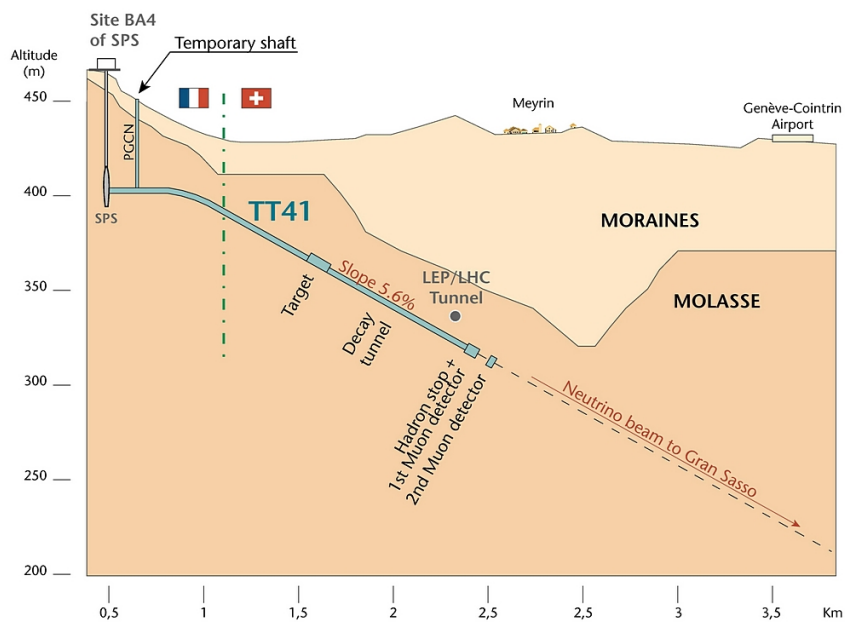


Abbildung 3.2: Vertikaler Schnitt durch das CNGS-Tunnelsystem, dessen Gefälle bei 5,6 % bzw. $3,2^\circ$ liegt (Quelle: CERN).

von ihnen zerfällt (siehe Tabelle 3.1).

Am Ende des Zerfallstunnels werden Protonen, die nicht mit dem Graphit-Target reagiert haben, sowie die nicht zerfallenen Pionen und Kaonen im sogenannten Hadron Stop absorbiert. Dieser ist 18 m lang und besteht aus Eisen und Graphit mit einem Gesamtgewicht von 2 kt. Myonen passieren den Absorber fast ungehindert und werden hinter dem Hadron Stop von zwei Myondetektoren mit einem Abstand von 70 m nachgewiesen. Der

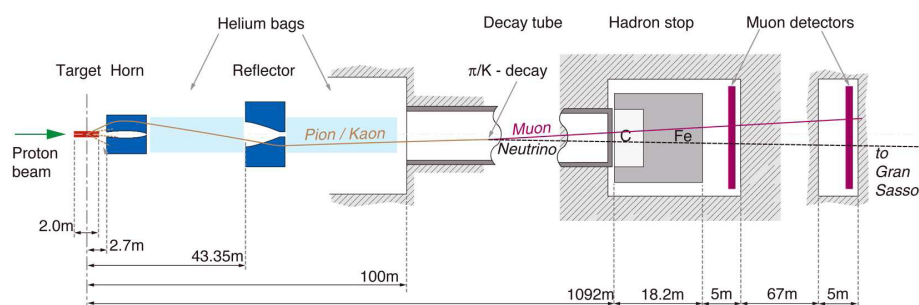


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau der CNGS-Neutrinoquelle (Quelle: CERN)

Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$99,98770 \pm 0,00004$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$63,54 \pm 0,14$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$20,68 \pm 0,13$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,590 \pm 0,040$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,761 \pm 0,022$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$5,08 \pm 0,05$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,35 \pm 0,04$

Tabelle 3.1: Zerfallskanäle von π^+ und K^+ [Eid04]

schematische Aufbau der Neutrinoquelle ist der Abbildung 3.3 zu entnehmen.

Da die Myon-Neutrinos in denselben Teilchenreaktionen wie die Myonen entstehen, erlaubt deren Detektion Rückschlüsse auf Richtung, Ausdehnung und Intensität des CNGS-Strahls. Während die Myonen innerhalb einiger hundert Meter im Gestein gestoppt werden, durchdringen nahezu alle Neutrinos die 732 km Erdreich bis zum LNGS und erreichen den OPERA-Detektor nach 2,44 ms Flugzeit. In Abbildung 3.4 ist der Weg des CNGS-Strahls zum Gran Sasso gezeigt. Die mittlere Myon-Neutrinoenergie des CNGS-Strahls beträgt 17,8 GeV und liegt damit oberhalb der Schwellenenergie zur Erzeugung von Tau-Leptonen von 3,4 GeV.

Die Verunreinigung des Neutrinostrahls mit Tau-Neutrinos ist vernachlässigbar, die erwarteten Verunreinigungen sind der Tabelle 3.2 zu entnehmen.

Die erwartete Strahlintensität ist $4,5 \cdot 10^{19}$ pot⁵ pro Jahr. Mit der mittleren Energie des Neutrinostrahls von 17,8 GeV und dem Abstand von 732 km zwischen Quelle und Detektor ergibt sich mit der Gleichung 2.14 ein Länge/Energie-Verhältnis (L/E) von 43 km/GeV. Das OPERA-Experiment ist somit weit vom erwarteten Oszillationsmaximum entfernt, man nennt Experimente dieser Art Off-Peak-Experimente.

Das LNGS-Untergrundlabor bietet gute Voraussetzungen für den OPERA-Detektor, da es neben ausreichend Platz zur Unterbringung über eine gute Abschirmung aufgrund des umgebenden Gesteins verfügt. Als Protonenbeschleuniger mit einer genügend hohen Energie steht in Europa seit 2007 nur noch der SPS am CERN zur Verfügung. Die beiden Parameter L und E sind durch den Standort sowie die Anforderungen an den Teil-

⁵Protons on target, engl.: Anzahl der auf das Target geschossenen Protonen

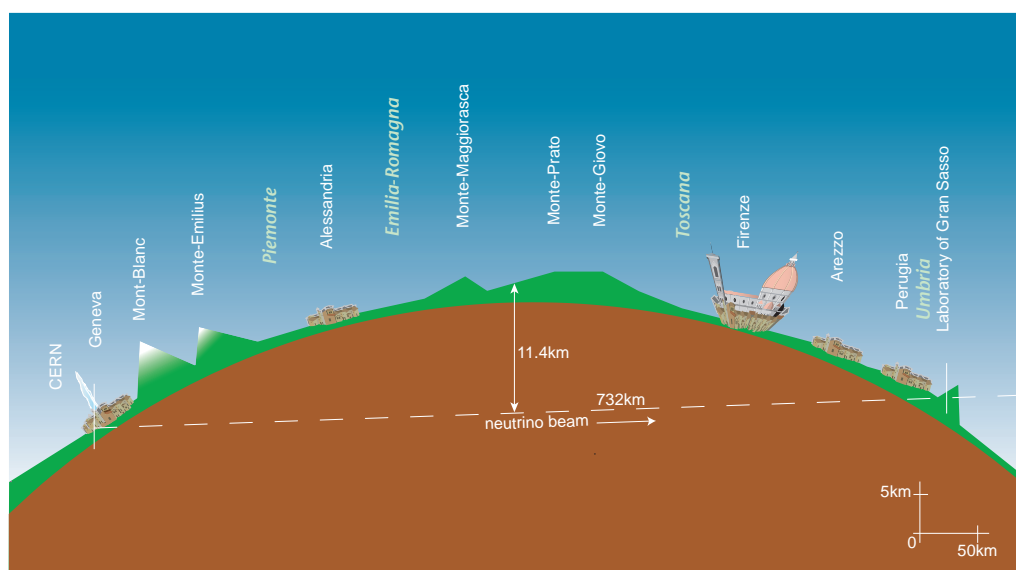


Abbildung 3.4: Der Weg des CNGS-Neutrinostrahls zum Gran Sasso-Untergrundlabor (Quelle: CERN)

Kontamination	Anteil
$\bar{\nu}_\mu$	2,4%
ν_e	0,89%
$\bar{\nu}_e$	0,06%
ν_τ	vernachlässigbar

Tabelle 3.2: Verunreinigung des CNGS-Strahls für [Fer06b]

chenstrahl selbst vorgegeben. Bei einer Erhöhung der Distanz L zwischen dem Entstehungsort des Strahls und dem Detektor würde zwar die Oszillationswahrscheinlichkeit der Myon-Neutrinos erhöht werden und damit ein besseres Tau-Neutrino/Myon-Neutrino-Verhältnis erzeugt, jedoch gleichzeitig eine weitere Aufweitung des Strahls und damit eine geringere Strahlintensität am Detektor zur Folge haben. Der CNGS-Strahl ist darauf optimiert, bei der vorgegebenen Distanz von 732 km eine möglichst hohe Anzahl von Neutrino-Reaktionen im OPERA-Detektor zu ermöglichen.

3.2 Der Detektor

Der OPERA-Detektor steht in Halle C des LNGS-Untergrundlabors, das sich unter dem Gran Sasso-Massiv in den italienischen Abruzzen befindet. Das Tunnelsystem des LNGS ist von ca. 1400 m Fels überdeckt, dies entspricht etwa 3300 m Wasseräquivalent. Dadurch ist in der Anlage die kosmische Strahlung auf etwa ein Millionstel der Strahlung an der Erdoberfläche reduziert.

Für den Nachweis der Neutrinooszillation werden zwei grundlegende Voraussetzungen an den Detektor gestellt: Um trotz der sehr kleinen Neutrino-Wechselwirkungsquerschnitte

genügend Ereignisse produzieren zu können, wird eine sehr große Target⁶-Masse benötigt, und um die in CC-Reaktionen entstehenden Tau-Leptonen mit ihren kurzen Zerfallslängen (ca. $600 \mu\text{m}$ mittlere Zerfallslänge) nachweisen zu können, muss der Detektor eine hohe Ortsauflösung haben. In Abbildung 3.5 ist der OPERA-Detektor schematisch dargestellt sowie die XYZ-Koordinaten skizziert.

Der Detektor ist aus zwei annähernd identischen Supermodulen aufgebaut, diese bestehen jeweils aus einem Target mit zwischengeschaltetem Target Tracker⁷ sowie einem Myon-Spektrometer, in dem sich auch der Precision Tracker befindet. Außerdem ist in Strahlrichtung gesehen vor dem ersten Supermodul ein Veto aufgebaut.

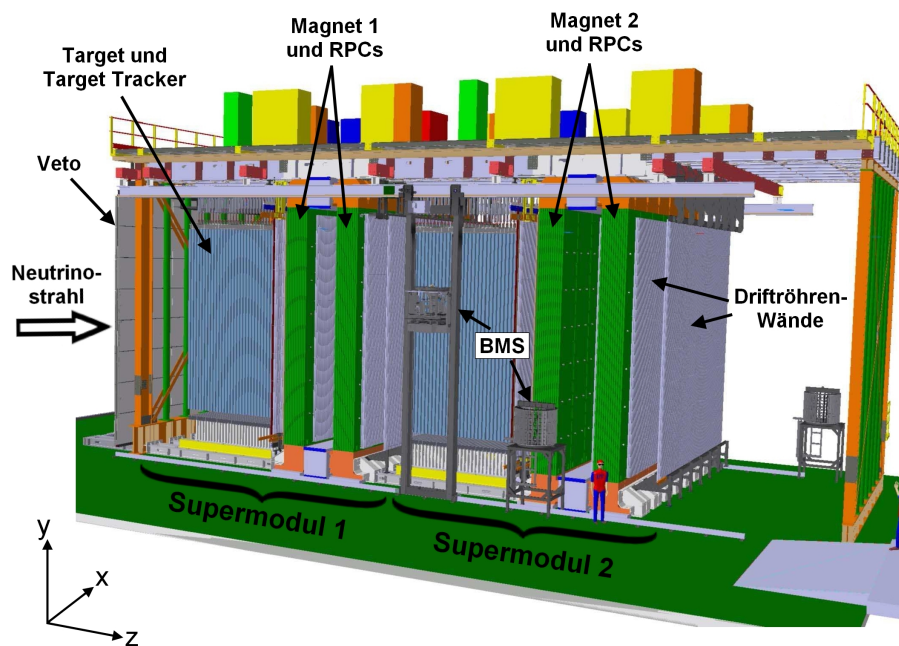


Abbildung 3.5: Der OPERA-Detektor, schematisch dargestellt. Die beiden mittleren Driftröhren-Wände im zweiten Supermodul fehlen in der Abbildung.

Der OPERA-Detektor zeichnet sich durch die Vereinigung der Vorteile passiver Fotoemulsionen mit sehr hoher Ortsauflösung und denen eines elektronischen Detektors zur Vertexfindung und der Impulsbestimmung aus. Die Kombination aus passiven und aktiven Komponenten wird als Hybrid-Detektor bezeichnet.

Da die erwartete Rate an Neutrinoereignissen sehr gering ist, ist es essentiell, den Untergrund stark zu vermindern (siehe Kapitel 3.3.2).

⁶engl.: Ziel

⁷Von track, engl.: Spur

3.2.1 Target-Bereich

Bricks

Das Target des OPERA-Detektors wird aus Bricks gebildet, deren Emulsions-/ Absorptionsstruktur schon bei den Experimenten CHORUS und DONUT zum Einsatz kam. Die Bricks sind Quader mit den Abmessungen $12,7 \times 10,2 \times 7,5 \text{ cm}^3$, die eine Masse von ca. 8,3 kg haben. Sie bestehen aus jeweils 56 Bleiplatten mit einer Dicke von $1 \text{ mm} \pm 0,01 \text{ mm}$, die abwechselnd mit 57 Filmen mit je zwei Fotoemulsionslagen mit einer Dicke von $44 \mu\text{m}$ geschichtet werden. Die Fotoemulsionen befinden sich beidseitig auf einer $205 \mu\text{m}$ starken Kunststoffschicht. Der genaue Aufbau mit den Abmessungen ist auf Abbildung 3.6 zu erkennen. Insgesamt wurden genügend Fotoemulsionen für 154.000 Bricks hergestellt, das entspricht einer Target-Masse von knapp 1,4 kt. Die Bricks wurden unterirdisch in einer automatisierten Produktionsstraße (BAM⁸) zusammengesetzt, damit die Einwirkung der kosmischen Strahlen möglichst klein gehalten werden konnte. An fünf Stationen wurden dort die Bleiplatten und Fotoemulsionsschichten abwechselnd übereinander gelegt und am Ende mit einer beschichteten Aluminiumfolie lichtdicht eingewickelt. An eine Außenseite der Quader wurde jeweils ein weiteres separat verpacktes Emulsionsdublett, das Changeable Sheet (CS), geklebt.

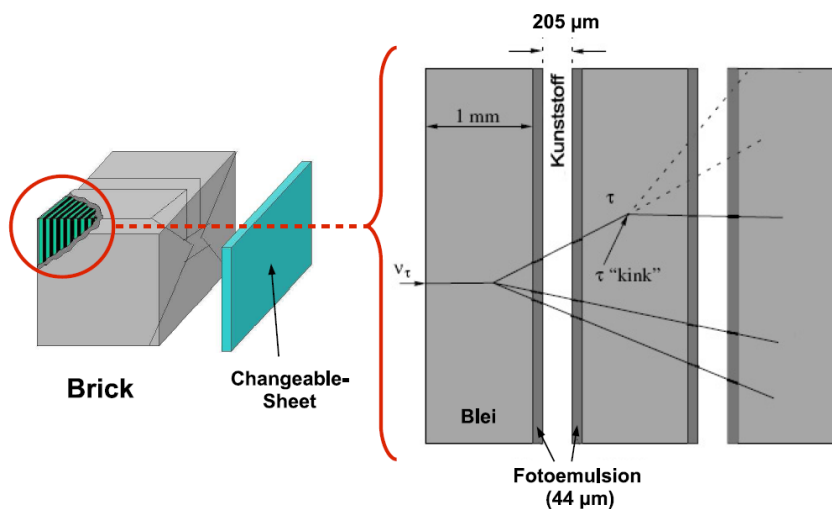


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau eines Bricks [Nak06] mit der schematischen Darstellung eines langen Tau-Zerfalls (siehe Kapitel 3.3)

Für die Auswertung der Emulsionen wird ein automatisiertes Scanverfahren mit CCD-Kameras⁹ verwendet, welche sich schon beim CHORUS-Experiment bewährt haben. Mit diesem Verfahren wird innerhalb der Bricks eine Ortsauflösung von etwa $1 \mu\text{m}$ erreicht, während die Winkelauflösung besser als 2 mrad ist [Zim06].

In beiden Supermodulen sind jeweils 31 Wände senkrecht zur CNGS-Strahlrichtung

⁸Brick Assembly Machine

⁹Charge Coupled Device

installiert, die mit den Bricks befüllt werden können. In Benutzung sind jedoch im ersten Supermodul nur die in Strahlrichtung gesehen Wände 3–29, im zweiten Supermodul werden sogar die ersten drei sowie die letzten beiden nicht benutzt. Eine Wand besteht dabei aus maximal 64 übereinander liegenden Reihen, von denen jede 52 Bricks umfasst. Mit Bricks gefüllt wurden im ersten Target-Bereich die Reihen 4 bis 59, im zweiten die Reihen 4–55. Jede Wand deckt inklusive der Zwischenräume in der Vertikalen eine Fläche von etwa $6,7\text{ m} \times 6,7\text{ m} = 44,89\text{ m}^2$ ab. Wände und Reihen werden durch eine Aluminiumstruktur gebildet, die zu beiden Seiten offen ist, so dass maximal 26 Blei-Quader in der Horizontalen bewegt werden müssen, um an einen beliebigen Brick zu gelangen.

Wird durch die Target Tracker ein Brick identifiziert, in dem vermutlich eine Neutrinoreaktion stattgefunden hat, wird dieser durch ein Robotersystem entnommen, das an beiden Seiten des Detektors installiert ist (BMS¹⁰), und verbleibt zur Analyse im Untergrundlabor. Im ersten Analyseschritt wird das CS, das sich in Strahlrichtung gesehen auf der Rückseite des Bricks befindet, abgetrennt, entwickelt und gescannt. Befindet sich in diesen zwei Emulsionsschichten keine Teilchenspur, wird der Brick mit einem neuen CS wieder in den Detektor eingesetzt. Im anderen Fall wird der noch verschweißte Quader für einige Stunden der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Hochenergetische geladene Teilchen passieren dann den gesamten Brick und hinterlassen gerade Spuren in den Emulsionsschichten, wodurch nach dem späteren Öffnen und Zerlegen des Bricks eine Rekonstruktion der genauen Lage der einzelnen Schichten zueinander möglich ist.

Die Extraktion der Bricks geschieht während des laufenden Betriebs. Dies hat zur Folge, dass die Gesamtmasse des Targets bei einer geschätzten Entnahme von 30 Bricks an 200 Betriebstagen in jedem Jahr um etwa 200 t abnehmen wird.

Target Tracker

Um zu erkennen, ob in einem der Bricks eine Teilchenreaktion stattgefunden hat, benötigt man neben der Emulsionstechnik noch elektronische Detektoren für Echtzeitinformationen. Diese Target Tracker (TT) genannten Detektoren befinden sich in Strahlrichtung jeweils direkt hinter den Brick-Wänden. Jede TT-Wand besteht aus je vier horizontalen und vertikalen Modulen, die wiederum aus 64 2,6 cm breiten, 1 cm dicken und 6,76 m langen Szintillatorstreifen bestehen. Dadurch wird erreicht, dass die komplette sensitive Fläche des Blei-Targets abgedeckt ist. Über die gesamte Länge des Szintillators verläuft eine Wellenlängenschieber-Faser. Ausgelesen wird er über 64-Kanal Photomultiplier. Der Target Tracker dient als Trigger¹¹ für die Identifizierung und Entnahme der Bricks. Trotz der hohen Triggereffizienz von über 99 % für Teilchenspuren im TT liegt die Effizienz, den Brick mit dem richtigen Zerfallsvertex zu finden, nur bei im Mittel 80 %, da die Ortsauflösung der TTs mit ca. 1,5 cm sehr gering ist.

3.2.2 Myon-Spektrometer

In Strahlrichtung gesehen hinter den Targetsektionen eines jeden Supermoduls befindet sich jeweils der neben Target Tracker wesentliche Teil des elektronischen Detektors, das Myon-

¹⁰Brick Manipulation System

¹¹engl.: Auslöser

Spektrometer. Abgesehen von dem Dipolmagneten als zentralem Bestandteil gehören noch RPCs¹², XPCs¹³ und der Precision Tracker zum Myon-Spektrometer.

Der Dipolmagnet

Jeder der beiden Dipolmagnete wiegt ca. 990 t und besteht aus zwei Wänden, die senkrecht zum CNGS-Strahl stehen. Jede Wand besteht aus zwölf Eisenplatten mit einer Dicke von jeweils 5 cm. In den elf Zwischenräumen zwischen den Platten befinden sich die je 2 cm dicken RPCs. Mithilfe von Kupferspulen am oberen und unteren Teil des Magneten wird mit Strömen von 1200 A ein nahezu homogenes Magnetfeld mit einer magnetischen Flussdichte von 1,55 T erzeugt. Die Feldlinien verlaufen vertikal und in den beiden Wänden in entgegengesetzter Richtung, die Polarität kann bei Bedarf umgekehrt werden (siehe Abbildung 3.7). Passiert ein geladenes Teilchen den Magneten, so wird es unter Vernachlässigung von Energieverlusten in den Magnetarmen jeweils um den selben Winkel, jedoch in entgegengesetzter Richtung abgelenkt und verlässt ihn mit einem horizontalen Versatz.

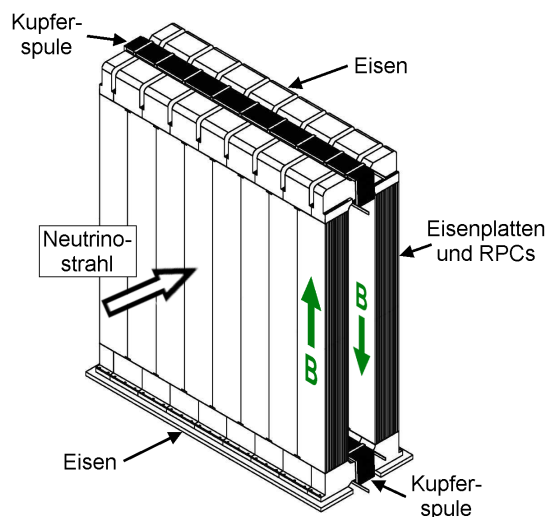


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des OPERA-Magneten [Col00]

RPCs und XPCs

Die bei OPERA verwendeten RPCs haben eine Größe von $2,91 \times 1,14 \text{ m}^2$, so dass durch eine Anordnung von 3×7 Elementen die gesamte Fläche des Magneten abgedeckt ist. Sie bestehen aus zwei 2 mm dicken Bakelit-Elektroden, deren Abstand durch Kunststoff-Abstandhalter auf ebenfalls 2 mm fixiert ist. Die Bakelitplatten sind an der Außenseite mit Graphit beschichtet, welches gegenüber den Kupferstreifen zum Auslesen der Signale mit einer Kunststoffschicht von knapp $200 \mu\text{m}$ isoliert ist. In horizontaler Richtung verlaufen auf der einen Seite der Kammer 35 mm breite Kupferelektroden, auf der anderen Seite

¹²Resistive Plate Chamber, engl.: Widerstandsplattenkammer

¹³Crossed RPC, engl.: gekreuzte RPC

26 mm breite in vertikaler Richtung. Der schematische Querschnitt einer RPC ist in der Abbildung 3.8 zu sehen.

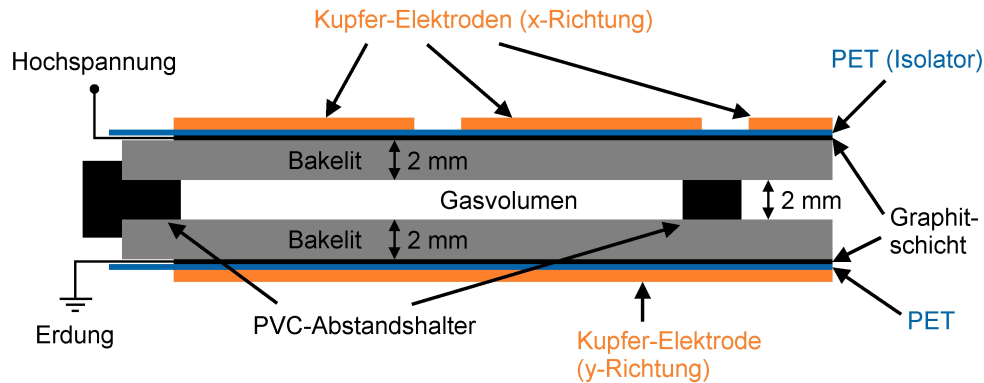


Abbildung 3.8: Querschnitt einer RPC [Len07]

Die zwischen den Graphitschichten angelegte Spannung beträgt 5,8 kV. Der Raum zwischen den Platten ist mit einer vierkomponentigen Gasmischung aus Ar/C₂H₂F₄/iso-C₄H₁₀/SF₆ im Verhältnis 75,4%/20%/4%/0,6% gefüllt. Wenn ein geladenes Teilchen eine RPC durchquert, kann es Atome und Moleküle im Gasvolumen ionisieren. Die dabei entstehenden freien Elektronen und Ionen werden durch das elektrische Feld zwischen den Platten zur Anode bzw. Kathode beschleunigt. Die Gasverstärkung der OPERA-RPCs wird so hoch gewählt, dass es im Bereich des Teilchendurchgangs zu einer Dauerentladung zwischen den Elektroden kommt. Der Spannungspuls von etwa 100 mV, der in den Kupferstreifen induziert wird, ist groß genug, um ohne weitere Vorverstärkung zur Ausleselektronik auf dem Detektor übertragen werden zu können. Aufgrund des hohen Volumenwiderstandes der Bakelitplatten ($> 5 \cdot 10^{11} \Omega \text{ cm}$) kann die deponierte Ladung nur langsam abfließen (Dauer: ca. 150 ms). Dies führt zu einem lokal stark reduzierten elektrischen Feld, in dem keine weiteren Gasatome und -moleküle mehr ionisiert werden können und hat damit für einen kurzen Zeitraum einen blinden Fleck in der RPC zur Folge. Der restliche Bereich der Detektorfläche bleibt dabei sensitiv für durchgehende Teilchen. Die Aufgaben der RPCs sind die Spurverfolgung von geladenen Teilchen innerhalb der Magnete, sie dienen als Kalorimeter für den Energieanteil, der das Target verlässt und als Trigger des Precision Trackers.

In Strahlrichtung hinter dem Target und vor dem Magneten befinden sich in beiden Super-Modulen jeweils zwei XPCs. Ihre Widerstandsplatten bestehen im Unterschied zu denen der RPCs aus Glas und die jeweils 30 mm breiten Ausleseelektroden sind um 42,6° gegenüber der Horizontalen geneigt. Dadurch enthalten die XPC-Signale der beiden Elektroden-Ebenen eine Höheninformation, so dass sie in der Vertikalen eine bessere Auflösung haben als die RPC-Signale und eine Mehrdeutigkeit der Signale beseitigt werden kann. Durch einen Abgleich der beiden Projektionsebenen kann die Anzahl der Driftröhrensignale des Precision Trackers verringert werden, die fälschlicherweise einer Teilchenspur zugeordnet wurden. Zusätzlich arbeiten die XPCs als Trigger für die Myonsignale, welche die RPCs nicht erreichen können, da sie das Eisen der Magnete nicht durchdringen können.

Precision Tracker

Der letzte Baustein des Myon-Spektrometers ist der Precision Tracker (PT). Er besteht aus 9504 Aluminium-Driftröhren, welche eine Länge von 7,9 m außerhalb bzw. 7,75 m innerhalb der Magnete haben. Die Röhren haben einen Außen-Durchmesser von $38_{-0,16}^{+0}$ mm bei einer Wandstärke von 850_{-150}^{+0} μm . Zwischen dem in der Mitte gespannten goldbeschichteten Wolframdraht und der Röhre ist eine Hochspannung von 2,45 kV angelegt, der Draht hat die Funktion der Anode, während die Röhre als Kathode fungiert. Der Draht wird nicht zusätzlich gestützt, um eine Ineffizienz in der Umgebung der Unterstützungsstellen und einen Knick in dem 45 μm dünnen Draht zu vermeiden. Die Driftröhren sind mit einer zweikomponentigen Gasmischung aus Argon und CO_2 im Verhältnis 80:20 bei einem Absolutdruck von 1005 ± 5 mbar gefüllt [Fer06a].

Der PT ist unterteilt in 6×2 Wände, von denen sich zwei vor, zwei zwischen und zwei hinter den Magnetarmen von jedem Supermodul befinden. Innerhalb dieser Wände sind die Röhren in Modulen aus vier Lagen mit je zwölf Driftröhren angeordnet (siehe Abbildung 3.9). Diese sind paarweise hexagonal dicht gepackt und um 11 mm gegeneinander verschoben. Durch Monte-Carlo-Simulationen wurde diese Anordnung in der Art optimiert, dass eine maximale Anzahl an Röhrentreffern für die bei OPERA erwartete Winkelverteilung der strahlinduzierten Myonen erreicht wird. Die direkt am Target gelegenen Wände bestehen aus je 15, alle anderen aus 17 Modulen.

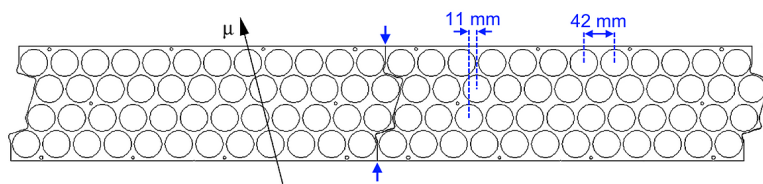


Abbildung 3.9: Querschnitt der Anordnung zweier benachbarter Driftröhrenmodule im PT

Wenn ein geladenes Teilchen das Gasgemisch durchquert, verliert es Energie vorwiegend durch Ionisation einzelner Atome und Moleküle entlang seines Weges. Die zwischen Draht und Driftröhre angelegte Hochspannung trennt Elektronen und Ionen voneinander, die dann entlang der Feldlinien in Richtung Anode bzw. Kathode beschleunigt werden. Die starken elektrischen Felder beim Anodendraht führen zu einer Gasverstärkung und der auf dem Draht induzierte Spannungspuls dient als Signal, welches proportional zur Primäriionisation ist. Das Eintreffen des ionisierenden Teilchens wird mithilfe eines externen Triggers bestimmt. Für ein zweites Zeitsignal wird die steile Flanke des erzeugten Spannungspulses benutzt. Aus der auf diesem Weg gemessenen Driftzeit und einer genauen Kenntnis der Driftzeit-Ort-Beziehung, der Kabellaufzeiten und der Triggerverzögerung wird die senkrechte Entfernung der Spur vom Draht ermittelt. Diese Informationen mehrerer Driftröhren macht die genaue Rekonstruktion der Teilchenspur möglich.

Die Hauptaufgabe des PT ist es, die horizontalen Koordinaten der Myon-Spuren vor, in und hinter den Magneten zu bestimmen. Für die Ermittlung des Ladungsvorzeichens der Myonen mit einer Signifikanz von mindestens 4σ ist eine Impulsauflösung von $\Delta p/p \leq 25\%$ für Myonenergien von bis zu 25 GeV nötig. Die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld

erfolgt über

$$\theta = \frac{qBx}{p} \quad . \quad (3.1)$$

Hierbei steht q für die Ladung des Teilchens, B ist die magnetische Flussdichte, x die Ablenkstrecke und p der Impuls. Wenn die Orientierung des Magnetfelds bekannt ist, gibt die Richtung der Ablenkung das Ladungsvorzeichen an. Wie bereits vorher beschrieben verlaufen die Feldlinien in den Magnetarmen des Dipolmagneten in entgegengesetzter Richtung, daher beschreiben die durchfliegenden Teilchen eine in Abbildung 3.10 dargestellte S-förmige Bahn in der XZ-Ebene. Nach [Zim05] ist die Impulsauflösung der Driftröhren gegeben durch

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{\Delta \theta}{\theta} = \frac{1}{qBx} \sqrt{6 \left(\frac{\epsilon p}{a} \right)^2 + \frac{x}{X_0} \left(\frac{14 \text{ MeV}}{c} \right)^2} \quad . \quad (3.2)$$

In dieser Gleichung beschreibt θ den doppelten Ablenkwinkel, a entspricht sowohl dem Abstand zwischen den ersten beiden und den letzten beiden Driftröhrenwänden als auch dem halben Abstand zwischen den mittleren Wänden, $X_0 = 0,0176 \text{ m}$ ist die Strahlungslänge in Eisen, $x = 1,2 \text{ m}$ die Dicke des Eisens und ϵ der Gesamtfehler der Ortsbestimmung. Die obere Grenze der Ortsungenauigkeit für die geforderte Impulsauflösung ergibt sich darüber zu $636 \mu\text{m}$.

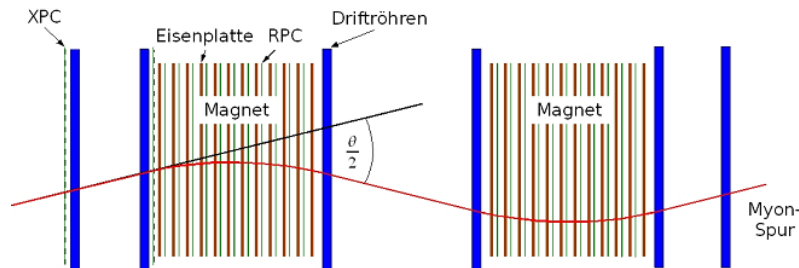


Abbildung 3.10: Horizontaler Schnitt durch ein Myonspektrometer mit eingezeichneter Teilchenspur. Die Krümmung der Spur ist stark übertrieben dargestellt.

Das Myon-Spektrometer ist für die Unterscheidung der Ladungsvorzeichen von Myonen und Anti-Myonen, die das Target verlassen, zuständig und zur Bestimmung ihrer Impulse. Es hat zusätzlich die Aufgabe als Ergänzung zum Target Tracker, den Vertex einer Wechselwirkung zu finden, und macht es möglich, das Energiespektrum, den Gesamtneutrinofluss und die Anti-Myon-Neutrino-Kontamination des CNGS-Strahls zu überwachen.

3.2.3 Das Veto

Die erste Detektorkomponente, auf die der Neutrinostrahl trifft, ist das sogenannte Veto. Es wird benötigt, um Myonen, die vor dem ersten Target aus der Interaktion von Neutrinos mit Felsgestein oder anderen Gebilden in der Halle C entstanden sind, herauszufiltern und auszuschließen. Dadurch kann die Zahl der unnötig extrahierten Bricks vermindert werden. Das Veto besteht aus zwei Lagen Glas-RPCs und überdeckt mit seiner Fläche von $9,6 \times$

9,6 m² alle anderen Detektorkomponenten im Querschnitt. Die Funktionsweise ist ähnlich wie die der RPC/XPC.

3.3 Der Tau-Nachweis

Der Nachweis der $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation ist wie eingangs erwähnt das wesentliche Ziel des OPERA-Experiments. Daher werden im Detektor CC-Reaktionen von Tau-Neutrinos im Brick gesucht:

$$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X \quad (3.3)$$

Das N in dieser Gleichung steht für einen Kern des Target-Materials und mit X sind alle übrigen Teilchen des Endzustands gemeint.

Das in der obigen Reaktion entstehende Tauon wird hierbei zum direkten Nachweis des Tau-Neutrinos verwendet. Seine durchschnittliche Lebensdauer beträgt nur $(290,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-15}$ s. Seine Zerfallslänge liegt damit bei im Mittel nur etwa $600 \mu\text{m}$, woraufhin das Tau-Lepton über einen der drei nachfolgenden Kanäle zerfällt, die entweder elektronisch, myonisch oder hadronisch sind. Das Verzweigungsverhältnis ist jeweils in Klammern dahinter angegeben.

$$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e \quad (17,84 \%) \quad (3.4)$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (17,36 \%) \quad (3.5)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau + (n\pi^0) \quad (49,35 \%) \quad (3.6)$$

$$\tau^- \rightarrow h^+ + h^- + h^- + \nu_\tau + (n\pi^0) \quad (15,45 \%) \quad (3.7)$$

h bezeichnet hierbei ein Hadron, meist ein geladenes Pion oder Kaon, das n steht für die Anzahl der bei der Reaktion entstandenen neutralen Pionen. Bei OPERA werden jedoch nur die Zerfälle 3.4, 3.5 und 3.6 berücksichtigt, welche jeweils nur ein geladenes Teilchen im Endzustand haben (single-prong).

Die Kandidaten des Tau-Zerfalls haben alle eine ähnliche Signatur. Nach einer Reaktion wie in 3.3 weist eine der Spuren des primären Vertex nach der typischen Zerfallslänge des Tau einen Knick auf (engl. kink). Da das Blei eine sehr viel höhere Dichte aufweist als das umliegende Material, liegt der Vertex meist dort. Unterschieden werden bei der Rekonstruktion kurze und lange Zerfälle, die in Abbildung 3.11 zu sehen sind.

Beim langen Zerfall liegen der primäre Vertex und der Ort des τ -Zerfalls nicht in derselben Bleiplatte, sondern in einer der nächsten. Über die rekonstruierten Spuren vor und nach dem Knick kann hier der Winkel θ_{kink} zwischen dem Tau-Lepton und dem geladenen Zerfallsprodukt bestimmt werden. Dadurch kann das Tau-Lepton identifiziert werden. Die Rekonstruktion eines τ -Zerfalls in der Fotoemulsion, die auf die Bleiplatte folgt, kann mit einer etwas schlechteren Winkelauflösung auf die gleiche Weise geschehen.

Beim kurzen Zerfall, der in etwa 60 % der Fälle auftritt, liegen der primäre Vertex und der Ort des Zerfalls innerhalb einer Bleiplatte. Der Winkel θ_{kink} kann hier nicht rekonstruiert werden. Daher wird beim elektronischen und myonischen Zerfallskanal nach dem senkrechten Abstand der Spur des Sekundärteilchens zum Vertex des Tau-Neutrinos gesucht, dieser wird durch den Stoßparameter b ($b > 5\text{--}20 \mu\text{m}$) angegeben.

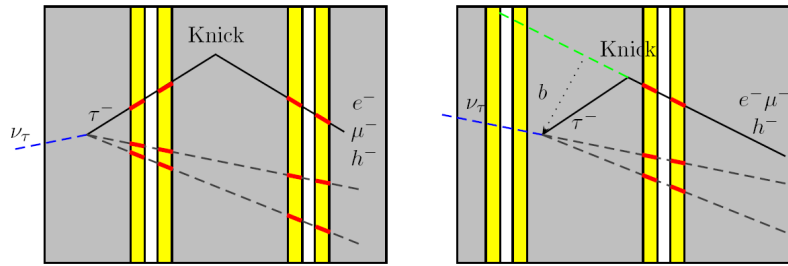


Abbildung 3.11: Im linken Bild ist der lange Tau-Zerfall gezeigt. Im rechten Bild ist neben dem kurzen Zerfall auch der für diesen Zerfall bedeutende Stoßparameter angegeben [Old09]

3.3.1 Energie- und Impulsbestimmung

Um die Untergrundereignisse zu reduzieren und die Kinematik des Tau-Zerfalls zu bestimmen, wird neben der genauen Rekonstruktion des primären und des Zerfallsvertex auch die Energie und der Impuls aller Zerfallsprodukte bestimmt. Diese lassen sich in die drei Zerfallskanäle unterteilen und unterscheiden sich maßgeblich hinsichtlich der Identifizierung, der Energiemessung und der Bestimmung des Impulses.

Beim Zerfall des τ nach Gleichung 3.4 entstehen hochenergetische Elektronen, die ihre Energie hauptsächlich durch Bremsstrahlung verlieren:

$$E_e(x) = E_0 \cdot e^{-x/x_0} \quad (3.8)$$

In dieser Gleichung ist $E_e(x)$ die Energie nach einer Strecke x , E_0 die Anfangsenergie und x_0 die Strahlungslänge. Diese beschreibt die Strecke, nach der die kinetische Energie des Teilchens auf den Anteil $1/e$ der Anfangsenergie abgefallen ist. Der Energieverlust der Elektronen ist sehr hoch und führt zu Schauern innerhalb der Bricks. Auf den Impuls und die Energie des primären Elektrons kann durch die Aufaddierung der einzelnen Spuren innerhalb eines bestimmten Raumwinkels geschlossen werden. Die Messung der Winkel zwischen der Spur vor und nach der Wechselwirkung kann ebenfalls Aufschluss über den Impuls des Elektrons liefern.

Die durch den Tau-Zerfall entstandenen Hadronen (siehe Gleichung 3.6), meist Pionen und Kaonen, führen ähnlich wie bei den Elektronen zu Schauern im Target. Ihre Energie verlieren sie im Gegensatz zu Elektronen jedoch in erster Linie durch Ionisation des durchquerten Materials:

$$E_h(x) = E_0 \left(1 - \frac{dE}{dx} x\right) \quad (3.9)$$

Um die beiden Teilchensorten voneinander unterscheiden zu können, wird diese unterschiedliche Art des Energieverlustes herangezogen, wobei die Energiebestimmung ähnlich wie die der Elektronen über die Auswertung der Vielfachstreuung und elektromagnetischen Schauer geschieht.

Ganz im Unterschied zu den vorangegangenen Zerfallsprodukten durchfliegen die durch Gleichung 3.5 entstandenen Myonen das Blei-Target nahezu ungehindert. Eine Impulsbestimmung durch TT oder Emulsionen ist aufgrund der fehlenden Schauer nicht möglich,

sie erfolgt mithilfe des PT im Myon-Spektrometer. Nur sehr niederenergetische Myonen können über den charakteristischen Energieverlust detektiert werden.

3.3.2 Untergrundereignisse

In den geplanten fünf Jahren Laufzeit von OPERA werden nur ca. 10–15 nachgewiesene Tau-Zerfälle erwartet. Daher hat das genaue Verständnis der Untergrundereignisse eine hohe Priorität, um trotz der kleinen Anzahl signifikante Aussagen treffen zu können. Das bedeutet, dass Ereignisse, deren Zerfallsprodukte denen des Tau-Zerfalls ähnlich sind, stark unterdrückt und gut verstanden sein müssen. Die Angaben über die erwartete Anzahl von Untergrundereignissen im Folgenden stammen aus [Col00].

Bei einer Kontamination des Strahls mit Tau-Neutrinos würden deren Signale im Detektor nicht von denen oszillierter Myon-Neutrinos zu unterscheiden sein. Tau-Neutrinos entstehen bei der Strahlproduktion durch den Zerfall von D_s -Mesonen. Wie in der Tabelle 3.2 zu sehen, ist dieser Anteil mit einer Erwartung von $10^{-6} N_{CC} \nu_\tau$ Wechselwirkungen sehr gering. Mit N_{CC} ist die Gesamtzahl aller detektierten ν_μ -CC Ereignisse gemeint.

Eine weitere Klasse von Untergrundereignissen ist die der Charm-Ereignisse. Bei CC- und NC-Reaktionen der Myon-Neutrinos mit dem Blei in den Bricks können Mesonen mit Charm-Anteil entstehen. Diese erzeugen vergleichbare Signale im Detektor, da ihre Massen und Lebensdauern ähnlich denen der Tau-Leptonen sind. Insbesondere die folgenden Reaktionen sind dabei von Interesse:

$$\nu_\mu + N \rightarrow xc + \mu + X \quad (3.10)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \mu + X \quad (3.11)$$

$$\nu_\mu + N \rightarrow c\bar{c} + \nu_\mu + X \quad (3.12)$$

hierbei steht x für ein weiteres Quark.

Zur Unterscheidung dieser Ereignisse von Tau-Zerfällen muss entweder das primäre Myon aus den Gleichungen 3.10 und 3.11 oder das Charm-Meson aus 3.12 identifiziert werden. Eine Zuordnung zum Charm-Untergrund kann hierbei nur erfolgen, wenn das Myon-Spektrometer eine hohe Nachweiseffizienz besitzt und auch das Ladungsvorzeichen sicher bestimmt werden kann. Hier rechnet man mit $16,5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ -Ereignissen.

In ν_e -CC Reaktionen entsteht ein primäres Elektron, welches eine dem Tau-Zerfall ähnelnde Spur hinterlässt, in dem es an Bleiatomen streut. Durch die geringe ν_e -Kontamination des Strahls kann jedoch durch genaue Energiebestimmung die Zahl dieser Untergrundereignisse auf $10^{-6} \times N_{CC}$ begrenzt werden.

Negativ geladene Pionen, die aus NC-Reaktionen resultieren, können durch

$$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n \quad (3.13)$$

neutrale Pionen erzeugen, welche anschließend in ein Elektron und ein Positron zerfallen. Der Winkel zwischen dem ursprünglichen Pion und der Elektron-Spur kann fälschlicherweise als Tau-Zerfall interpretiert werden. Untergrundereignisse dieser Art werden mit einer Rate von $0,2 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ erwartet.

Myonen, die durch ν_μ -CC Reaktionen entstanden sind, können durch Vielfachstreuung an Blei-Atomen Spuren im Target hinterlassen, die mit denen eines Tau-Zerfalls verwechselt werden können. Erst der Transversalimpuls führt bei vielen Ereignissen zu einer richtigen Erkennung als Myon. Dieser Untergrund wird aus Monte-Carlo-Simulationen mit $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ abgeschätzt, ist jedoch mit einem Fehler von 50 % behaftet.

Durch ν_μ -CC- und NC-Reaktionen können Hadronen entstehen, deren aus Vielfachstreuung entstandene Spur mit der des Knicks eines Tau-Zerfalls fehlidentifiziert werden kann. Dieses Ereignis tritt nur dann auf, wenn das primäre Myon nicht vom Myon-Spektrometer detektiert wird, und wird als hadronische Reinteraktion bezeichnet. Trotz einer Myon-Nachweiseffizienz von 99 % liegt die Erwartung für diesen Untergrund bei $5 \cdot 10^{-6} \times N_{CC}$ Ereignissen.

3.3.3 Nachweisempfindlichkeit des Detektors

Wie bereits beschrieben, versucht das OPERA-Experiment, eine signifikante Anzahl an Tau-Zerfällen nachzuweisen, die aus der Oszillation von Myon-Neutrinos in Tau-Neutrinos hervorgehen. Dabei ist die Zahl der detektierten Tau-Leptonen von der Targetmasse des OPERA-Detektors und der Intensität des Strahls abhängig. In Tabelle 3.3 sind die Gesamtzahlen der erwarteten strahlinduzierten Neutrino-Ereignisse gezeigt.

Ereignis	Anzahl
ν_μ CC	19572
ν_μ NC	5880
$\bar{\nu}_\mu$ CC	411
ν_e CC	156
$\bar{\nu}_e$ CC	13
Summe	26032

Tabelle 3.3: Anzahl der zu erwartenden Neutrino-Ereignisse in fünf Jahren Laufzeit mit nomineller Strahlintensität und einer Targetmasse von 1,28 kt [Ope].

Die Anzahl der ν_τ -Ereignisse hängt wiederum von dem Mischungswinkel $\sin^2(2\theta_{32})$ und der Massendifferenz Δm_{32}^2 ab. In Tabelle 3.4 ist die Anzahl an ν_τ -CC Wechselwirkungen angegeben, die bei maximaler Mischung ($\sin^2 2\theta_{23} = 1$) erwartet werden.

Δm_{32}^2	Anzahl
$1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	20
$2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	80
$3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$	180

Tabelle 3.4: Anzahl der erwarteten ν_τ -CC Wechselwirkungen.

Die Zahl der nachgewiesenen Ereignisse hängt zusätzlich von der Nachweiseffizienz des Detektors ab und ist für die einzelnen Zerfallskanäle getrennt in Tabelle 3.5 aufgeführt. Demnach beträgt die Gesamteffizienz des Detektors 9,1 %, dieser Wert gilt jedoch nur für eine Targetmasse von 1,6 kt.

τ^- -Zerfall	tief-inelastisch lang	quasielastisch lang	tief-inelastisch kurz	gesamt
$\tau^- \rightarrow \mu^-$	2,7	2,3	1,3	3,4
$\tau^- \rightarrow e^-$	2,4	2,5	0,7	2,8
$\tau^- \rightarrow h^-$	2,8	3,5	-	2,9
Summe:	8,0	8,3	1,3	9,1

Tabelle 3.5: Nachweiseffizienz des OPERA-Detektors nach [Zim06]. Die Angaben sind in %. Mit kurz und lang sind die in Kapitel 3.3 eingeführten Zerfallslängen des Tau-Leptons gemeint. Die aufsummierten Nachweiseffizienzen sind nach Wirkungsgraden und Verzweungsverhältnissen gewichtet.

Kapitel 4

Ermittlung der Reaktionszahlen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die Ermittlung der erwarteten Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerbereich des OPERA-Detektors erläutert, welche für unterschiedliche Einschränkungen (Cuts¹) durchgeführt wurde.

Im ersten Schritt wird die OPERA-Softwarekette und das Charakterisierungs-Programm OpCarac vorgestellt, welches die im Detektor nachgewiesenen Ereignisse verschiedenen Ereignisklassen zuordnet. Im nächsten Teil werden allgemeine Überlegungen zur Ermittlung der Reaktionszahlen gemacht. Dazu gehören die Analyse von Monte-Carlo-Dateien, die verwendeten Cuts sowie die Überprüfung der von OpCarac gelieferten Reaktionszahlen. Anschließend wird auf die unterschiedlichen Gewichtungen eingegangen, die aufgrund der Massenunterschiede der Detektorkomponenten in Target- und Spektrometerbereich, der verschiedenen aus dem CNGS-Energiespektrum resultierenden Streuarten und der unterschiedlichen Kopplung von Neutrinos und Anti-Neutrinos gemacht werden müssen. Im letzten Abschnitt wird die Korrektur der Nicht-Isoskalarität von Blei und Eisen beschrieben, die im CHORUS-Experiment ermittelt wurde.

4.1 Charakterisierung von Ereignissen mit OpCarac

Das Programm OpCarac ist das letzte Glied der OPERA-Softwarekette und findet zu jedem Ereignis mithilfe verschiedener Kriterien einen Wechselwirkungsbereich. Die unterschiedlichen Ereignisklassen sind dabei CONTAINED² für Ereignisse, deren primäre Wechselwirkung im Target gewesen ist, SPECTRO³ für eine primäre Reaktion im Spektrometer, sowie FRONT- bzw. SIDEMUON⁴ für sämtliche primäre Wechselwirkungen, die außerhalb des Detektors stattgefunden haben. Jene Ereignisse, die keiner dieser Kategorien zugeordnet werden können, werden als UNKNOWNTYPE⁵ klassifiziert. Die möglichen Ereignisarten sind in Tabelle 4.1 festgehalten.

¹engl.: Schnitte

²engl.: Enthalten

³engl.: Spektrometer

⁴engl.: Von vorne bzw. von der Seite kommende Myonen

⁵engl.: Unbekannte Art

Ereignisart	Wechselwirkungsort
CONTAINED	Target
SPECTRO	Spektrometer
FRONTMUON	Vor dem Detektor
SIDEMUON	Seitlich vom Detektor
UNKNOWNTYPE	Nicht zuzuordnen

Tabelle 4.1: Ereignisarten und deren Wechselwirkungsort

4.1.1 Die OPERA–Softwarekette

Die Softwarekette für die Simulation von Ereignissen beginnt mit OpNegn, einem Ereignisgenerator für Neutrinos aus dem CNGS–Strahl (für kosmische Neutrinos gibt es OpCosmic). Das nächste Glied der Kette ist OpSim für die Simulation und OpDigit für die Digitalisierung der Ereignisinformationen. Als nächstes werden die entstandenen Daten von OpRec bearbeitet, für die Rekonstruktion von Spuren.

OpNegn, ein ursprünglich für NOMAD⁶ optimierter Ereignisgenerator, stellt Orts- und Impulsinformationen der primären Wechselwirkung von Neutrinos aus dem CNGS–Strahl zur Verfügung. Die eigentliche Monte–Carlo–Simulation wird von OpSim durchgeführt und basiert auf GEANT3. Hierbei werden Detektorgeometrie und physikalische Prozesse wie Streuung oder Zerfall von Teilchen mit einbezogen. Ausgegeben werden die Informationen über Treffer, wenn ein geladenes Teilchen in ein aktives Volumen eintritt, dort entsteht oder Energie verliert, wenn folglich im Detektor ein Signal erzeugt wird, welches durch die Detektor–Elektronik ausgelesen wird. Gespeichert werden z. B. die Koordinaten des Streuprozesses sowie die Energiedeposition.

Auf OpSim folgt OpDigit. Hier werden Detektoreinflüsse wie Totzeit, Orts- und Zeitauflösung, Effizienz etc. zur Umwandlung in möglichst realistische Daten verwendet. Die Ausgabestruktur von OpDigit ist identisch mit der Struktur der Daten, die von einer realen Messung stammen. Dadurch ist es möglich, sowohl die simulierten, als auch die realen Daten mit denselben Analyse–Programmen zu bearbeiten. Die simulierten Daten sollen dabei helfen, den Detektor zu verstehen und den Vergleich zwischen der theoretischen Erwartung und der Realität möglich zu machen.

Zu den Analyse–Programmen gehört das Programm OpRec, welches Spuren (insbesondere Myon–Spuren) identifiziert und im ersten Schritt eine 2D–Rekonstruktion (XZ– bzw. YZ–Ebene) erstellt, falls es genügend Spurinformationen im Detektor gegeben hat. In manchen Fällen ist es jedoch nur möglich eine oder auch gar keine Spur zu rekonstruieren. Falls in beiden Ebenen eine Spur rekonstruiert werden konnte, wird anschließend versucht, aus beiden Spuren eine 3D–Rekonstruktion zu erstellen. Mithilfe von OpRec können Myonen und Anti–Myonen anhand der Krümmung der Spur im Magneten voneinander unterschieden werden und der Vertex⁷ der Teilchenreaktion des Neutrinos, kann gefunden werden. In OpRec ist ein weiteres Programm implementiert (OpBrickFinder), welches es zusätzlich möglich macht, den zu entnehmenden Brick, in dem die Neutrino–Wechselwirkung

⁶Neutrino Oscillation MAgnetic Detector

⁷Ort der Wechselwirkung

vermutlich stattgefunden hat (siehe Kapitel 3.2.1), zu bestimmen.

4.1.2 OpCarac

Im Folgenden wird der Aufbau des Programms OpCarac erläutert und seine Funktionsweise näher untersucht. OpCarac ist aus einer Reihe von Unterprogrammen aufgebaut, die jeweils ein oder mehrere Kriterien für eine Ereignisart überprüfen. Für die Bearbeitung aller Ereignisse, die in einer Datei gespeichert sind, gibt es das Programm main.cpp. Dort wird auch die Ausgabestruktur von OpCarac vorgegeben. Die Unterprogramme werden aus dem Hauptprogramm CaracMain.cpp aufgerufen.

Zuerst wird überprüft, ob das Neutrino aus dem CNGS-Strahl stammt, falls ja, wird jedes dieser Ereignisse vorerst als CONTAINED markiert.

Zu SPECTRO-Ereignissen werden neben den Ereignissen, deren Energiedeposition im Magneten mithilfe der RPCs gemessen wird, auch die Ereignisse gezählt, die unmittelbar hinter dem ersten Magneten Digits⁸ im Targetbereich verursachen. Hierbei muss in den ersten drei Wänden der Target Tracker jeweils Energie deponiert worden sein, es dürfen jedoch nicht mehr als 16 Digits verzeichnet sein. Diese Kriterien sind im Unterprogramm MagnMuon.cpp festgelegt. Die SPECTRO-Ereignisse haben alle die Eigenschaft, dass es keine Digits im Target des ersten Supermoduls gibt.

Als SIDEMUON charakterisiert werden zunächst diejenigen Ereignisse, bei denen eine Energiedeposition erst im Veto, danach jedoch nicht im Target gemessen wurde, und dann am Rand des Spektrometers ihre Energie deponieren. Auch Ereignisse, die als 3D-Spuren rekonstruiert wurden und bis zu 50 cm vom Rand des Spektrometers entfernt oder im äußeren Bereich des Targets Digits haben, zählen zur Klasse SIDEMUON. Außerdem gehören Ereignisse mit mehreren 3D-Spuren (Multi-Tracks⁹), die am Rand des Targets Energie deponiert haben, in diese Gruppe.

Die ersten Unterprogramme, die zur Charakterisierung eines FRONTMUON beitragen, sind Close2TT.cpp und Close2Veto.cpp. In ihnen wird untersucht, ob die Extrapolation der Spur zu Energiedepositionen in den ersten beiden Target Tracker Wänden bzw. im Veto führt. Durch GHSMxTTY.cpp kann ein FRONTMUON mithilfe der Anzahl der Digits in den ersten beiden Target Tracker-Wänden des ersten Supermoduls identifiziert werden. Ist diese jeweils genügend groß (> 20 Digits) und dabei nicht durch Crosstalk¹⁰ entstanden, gehören diese Ereignisse zur Klasse des FRONTMUON.

Es gibt auch Ereignisse, die erst einer Ereignisart zugeordnet wurden, jedoch durch weitere Kriterien „umcharakterisiert“ werden. So wird ein SIDEMUON, welches zwar Digits am äußeren Rand des Targets hat, dessen MuonID jedoch größer als 0 ist, wieder zu einem CONTAINED. Die MuonID wird ebenfalls mithilfe von OpRec ermittelt und gibt u. a. mithilfe von Spurlänge und Spurdichte Auskunft darüber, ob das auslaufende Teilchen ein Myon ist ($\text{MuonID} > 0$), ob es kein Myon ist ($\text{MuonID} = 0$) oder ob es nicht identifizierbar ist ($\text{MuonID} < 0$).

⁸engl.: Registriertes Signal

⁹engl.: Spur

¹⁰engl.: Übersprechen, unerwünschte gegenseitige Beeinflussung eigentlich unabhängiger Signalkanäle

Alle Ereignisse, die sich keiner dieser Ereignisarten zuordnen lassen, werden als UNKNOWNTYPE klassifiziert. Dazu gehören sogenannte Multi-Track-Ereignisse, deren Vertices sich nicht eindeutig bestimmen lassen, Ereignisse bei denen entweder keine oder zu geringe Target Tracker-Aktivität zu verzeichnen ist und Ereignisse, bei denen insgesamt zu wenig Energie deponiert wurde. Die Kriterien für diese Klassifizierung befinden sich in den Unterprogrammen TTShowers.cpp, TTXYCoin.cpp, TTLocate.cpp und TTValTrk.cpp.

4.2 Allgemeine Überlegungen zu dem Verhältnis der Reaktionszahlen

4.2.1 Analyse von Monte-Carlo-Dateien

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird das Verhältnis der Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerbereich unter verschiedenen Cuts bestimmt. Dabei soll mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen die Größe dieses Verhältnisses theoretisch bestimmt und mit realen Daten verglichen werden.

Für die Abschätzung der erwarteten Ereigniszahlen wurden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, die neben den beiden Neutrinos ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ auch für unterschiedliche Arten der Streuung durchgeführt wurden. Dazu gehören tief-inelastische Streuung, DIS (unterteilt in CC und NC), quasielastische Streuung, QELCC, sowie resonante Streuung, RES (ebenfalls unterteilt in CC und NC), siehe auch Kapitel 2.1.1. Um den statistischen Fehler zu minimieren, wurden pro Ereignis-Klasse ca. 30.000 Ereignisse betrachtet und ausgewertet.

4.2.2 Übersicht über die unterschiedlichen Cuts für die Ermittlung der Reaktionszahlen

Sämtliche Rechnungen und Abschätzungen basieren auf einem im Rahmen dieser Diplomarbeit selbstgeschriebenen Analyse-Programms mit entsprechenden Cuts. Eine grundsätzliche Anforderung an ein Ereignis ist, dass die Anzahl der Digits in den Target Trackern und RPCs pro Projektionsebene mindestens vier ist. Dafür werden die Digits in horizontale und vertikale Signale separiert und danach pro Target Tracker- und RPC-Wand in jeweils einer Projektionsebene (XZ- oder YZ-Ebene) addiert. Diese Forderung wird auch an die realen Ereignisse gestellt und sorgt somit für eine gute Vergleichbarkeit. Sie ist die Grundlage für alle in dieser Diplomarbeit erfolgten Analysen.

Die erste Analyse, in der das Verhältnis der Reaktionszahlen bestimmt wird, beinhaltet sämtliche Ereignisse, die der oben genannten Bedingung entsprechen.

In einer weiteren Analyse wird dieses Verhältnis untersucht, wenn zusätzlich gefordert wird, dass im Detektor eine Myon-Spur nachgewiesen wurde, die in beiden Projektionsebenen rekonstruiert werden konnte. In diesem Fall ist die MuonID > 0.

Für die dritte Analyse wurde ein Fiducial Volume¹¹ festgelegt. Durch die Wahl eines Fiducial Volumes werden Randeffekte der Rekonstruktion wie vor oder seitlich vom Detektor entstehende geladene Teilchen, oder Schauer, die den Detektor verlassen, reduziert. Werden also beispielsweise nur Reaktionen im inneren Teil des Targets für die Ereigniszahlen

¹¹engl.: Bezugsvolumen

berücksichtigt, so werden davon die meisten Reaktionen auch als CONTAINED erkannt werden. Das Fiducial Volume ist daher ein Volumen, in welchem die Wechselwirkungen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit richtig zugeordnet werden.

Abschließend wurde das Verhältnis der Ereigniszahlen untersucht, bei denen nur Ereignisse mit einer rekonstruierten Myon-Spur berücksichtigt wurden, deren Vertices sich im Fiducial Volume befinden.

	Ereignisanzahl in den realen Daten '08+'09
Ereignisse insgesamt	31.505
mind. 4 Digits pro Projektionsebene	30.021
MuonID > 0	19.613
Fiducial Volume	6.078
MuonID > 0 und Fiducial Volume	4.057

Tabelle 4.2: Auswirkungen der Cuts auf die Anzahl der realen Ereignisse

In Tabelle 4.2 ist der Einfluss der oben genannten Cuts auf die Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse gezeigt. Für das erwartete Verhältnis der Ereigniszahlen werden die Cuts in Kapitel 5 einzeln genauer beschrieben.

4.2.3 Definition von Efficiency, Purity und Impurity

Mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurde zunächst die „Efficiency¹²“, „Purity¹³“ und „Impurity¹⁴“ bestimmt, um damit das erwartete Verhältnis der Ereigniszahlen zu ermitteln. Dabei wird eine Anzahl an Ereignissen durch OpRec geliefert und mithilfe von OpCarac in die verschiedenen Ereignisklassen einsortiert.

Im Folgenden werden die als CONTAINED charakterisierten Ereignisse mit N_{CONT} , die SPECTRO-Ereignisse mit N_{SPEC} , die SIDE- bzw. FRONTMUON mit N_{SIDE} und N_{FRONT} sowie die Summe dieser Ereignisse als N_{CARAC} bezeichnet.

Efficiency

Für die Bestimmung der Reaktionszahlen wurde zunächst die Efficiency bestimmt. Diese gibt an, wieviele der nachgewiesenen Ereignisse überhaupt einer Ereignisart zugeordnet werden können. Dafür wurde der Quotient aus der Gesamtzahl der einem Wechselwirkungsbereich zugeordneten Ereignisse und der Anzahl der Ereignisse N_{GES} , die in der Datei nachgewiesen worden sind, gebildet. Diese Efficiency wird jeweils für alle Ereignisklassen bestimmt.

$$\text{Efficiency} = \frac{N_{CARAC}}{N_{GES}} \quad (4.1)$$

¹²engl.: Effizienz

¹³engl.: Reinheitsgrad

¹⁴engl.: Verunreinigung

Purity

Die Purity sagt aus, wieviele der Ereignisse richtig rekonstruiert wurden. Hierfür wurde der Anteil der Ereignisse bestimmt, denen je nach Material der Simulation auch die richtige Ereignisklasse zugeordnet wurde. Für CONTAINED-Ereignisse ist dies der Quotient aus der Anzahl aller als CONTAINED charakterisierten Ereignisse N_{CONT} und der Anzahl aller einem Wechselwirkungsort zugeordneten Ereignisse N_{CARAC} innerhalb einer in Blei simulierten Datei. Für die als SPECTRO-Ereignis erkannten Ereignisse würde man entsprechend eine in Eisen simulierte Monte-Carlo-Datei verwenden und N_{SPEC} durch N_{CARAC} teilen. In 4.2 und 4.3 ist in Klammern jeweils das Material aufgeführt, in welchem die Simulation durchgeführt wurde.

$$\text{Purity(Blei)} = \frac{N_{CONT}}{N_{CARAC}} \quad (4.2)$$

$$\text{Purity(Eisen)} = \frac{N_{SPEC}}{N_{CARAC}} \quad (4.3)$$

Impurity

Die in einer Datei eines Materials simulierten Ereignisse stellen jeweils zu 100 % eine Wechselwirkung mit dem genannten Material dar. Es kommt jedoch vor, dass beispielsweise eine Wechselwirkung in Blei als SPECTRO erkannt wird und die entsprechende Reaktionszahl N_{SPEC} um eins erhöht wird. Dieser falsch zugeordnete Anteil an Ereignissen wird als Impurity bezeichnet. Dafür wurde der Anteil der in Blei simulierten, jedoch als SPECTRO erkannten Ereignisse bestimmt sowie der umgekehrte Fall der in Eisen simulierten Ereignisse, welche als CONTAINED charakterisiert wurden. Dieser Anteil wird über

$$\text{Impurity(Blei)} = \frac{N_{SPEC}}{N_{CARAC}} \quad (4.4)$$

$$\text{Impurity(Eisen)} = \frac{N_{CONT}}{N_{CARAC}} \quad (4.5)$$

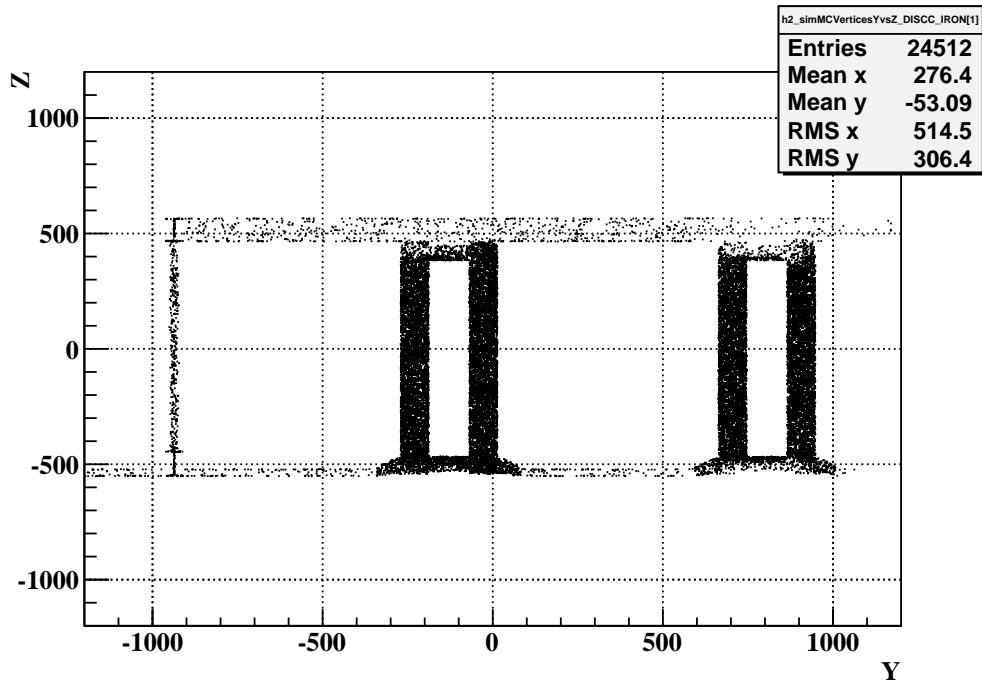
berechnet. Auch in dieser Rechnung ist das in der Simulation verwendete Material in Klammern angegeben.

Zur Impurity würden auch N_{SIDE} und N_{FRONT} zählen, da auch sie Reaktionszahlen von Ereignissen darstellen, die falsch zugeordnet wurden. Da diese Reaktionszahlen jedoch keinen Einfluss auf das zu ermittelnde Verhältnis von Wechselwirkungen in Blei und Eisen haben, gehen sie weder in die hier bestimmte Impurity, noch in weitere Rechnungen ein.

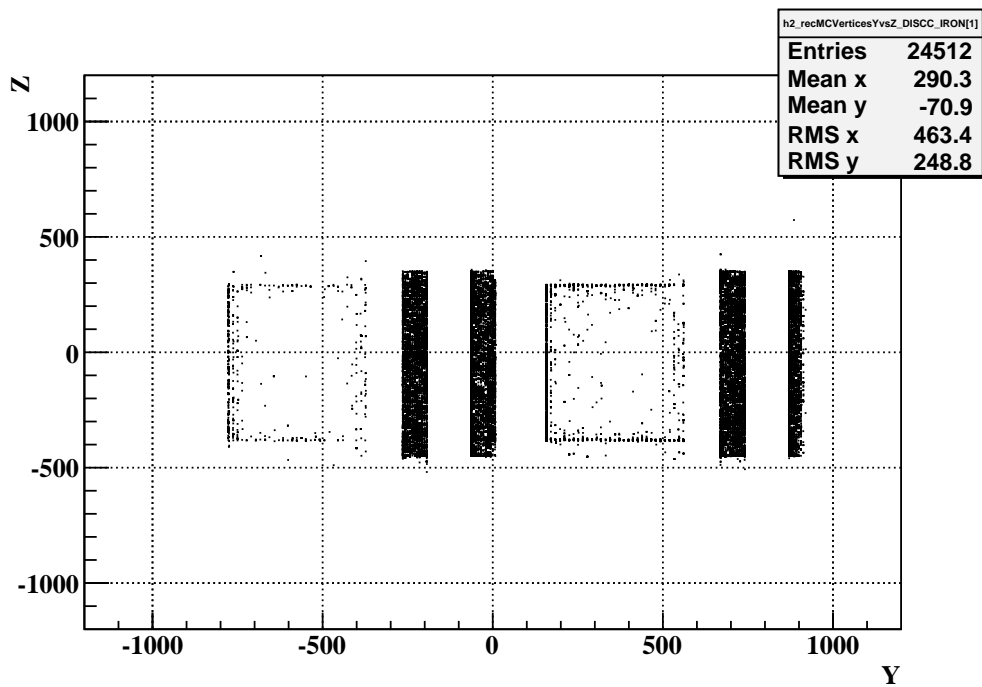
Die Ergebnisse von Efficiency, Purity und Impurity sowie deren statistische Fehler sind den Tabellen im jeweiligen Unterkapitel des Auswertungs-Kapitels 5 zu entnehmen und werden zur Berechnung der erwarteten Reaktionszahlen verwendet.

Vergleich von simulierten und rekonstruierten Vertices

In der Abbildung 4.1 sieht man die Vertices der tief-inelastischen Wechselwirkungen von Neutrinos mit Eisen-Atomen unter Beteiligung eines W -Bosons. Deutlichen zu erkennen ist der Unterschied zwischen der Simulation 4.1(a) und der Rekonstruktion 4.1(b). So gibt es einen Anteil von $(9,65 \pm 0,28) \%$ an Ereignissen, die im nicht-sensitiven Bereich des



(a) Simulierte Vertices



(b) Rekonstruierte Vertices

Abbildung 4.1: In der oberen Abbildung (a) sind die Vertices der Wechselwirkungen von in Eisen simulierten Ereignissen in der YZ-Ebene des Detektors als schwarze Punkte gezeigt. Die untere Abbildung (b) zeigt die dazugehörigen rekonstruierten Vertices.

Detektors simuliert wurden, von denen dennoch $(6,09 \pm 0,22)$ % als SPECTRO-Ereignisse und $(2,07 \pm 0,13)$ % als CONTAINED erkannt werden. Diese Anteile wurden für alle Streuarten bestimmt und sind in Tabelle 4.3 festgehalten.

	Streuart	Anteil gesamt [%]	Anteil N_{CONT} [%]	Anteil N_{SPEC} [%]
Neutrino	DISCC	$9,65 \pm 0,28$	$2,07 \pm 0,13$	$6,09 \pm 0,22$
	DISNC	$8,12 \pm 0,25$	$2,74 \pm 0,15$	$1,13 \pm 0,09$
	QELCC	$9,59 \pm 0,28$	$1,98 \pm 0,13$	$9,84 \pm 0,28$
	RESCC	$6,44 \pm 0,23$	$0,94 \pm 0,09$	$4,99 \pm 0,20$
	RESNC	$3,47 \pm 0,17$	$3,69 \pm 0,17$	$0,96 \pm 0,09$
Anti-Neutrino	DISCC	$9,98 \pm 0,28$	$1,88 \pm 0,12$	$4,25 \pm 0,18$
	DISNC	$7,57 \pm 0,25$	$2,29 \pm 0,14$	$0,64 \pm 0,07$
	QELCC	$9,84 \pm 0,28$	$2,86 \pm 0,15$	$8,54 \pm 0,26$
	RESCC	$7,01 \pm 0,24$	$1,43 \pm 0,11$	$3,69 \pm 0,17$
	RESNC	$3,64 \pm 0,17$	$3,37 \pm 0,16$	$0,77 \pm 0,08$

Tabelle 4.3: Anteile von N_{CONT} und N_{SPEC} an den außerhalb des sensitiven Bereichs des Detektors in Eisen simulierten Ereignissen.

Bei der Simulation von Wechselwirkungen in Blei gibt es keine Energiedepositionen außerhalb des Detektors, da sich das Blei im Gegensatz zum Eisen ausschließlich innerhalb der Bricks befindet und es somit auch nur in diesem Bereich zu Wechselwirkungen in Blei kommen kann.

4.3 Gewichtung

Zur Ermittlung der Reaktionszahlen ist es erforderlich, für die bisherigen Ergebnisse von Efficiency, Purity und Impurity der einzelnen Ereignisklassen Gewichtungen für Streuart, Masse, Unterscheidung von Neutrinos und Anti-Neutrinos sowie eine Korrektur bezüglich der nicht-isokalaren Elemente Blei und Eisen einzuführen. Die Gewichtung gibt an, welchen Anteil die genannten Faktoren an der Gesamtlösung haben und soll in der Summe eins sein. Dadurch wird erreicht, dass die Faktoren relativ zueinander die richtige Größe haben.

4.3.1 Streuart

Für die Berechnung der Ereigniszahlen muss das Energie-Spektrum des Strahls berücksichtigt werden. Die Neutrinos streuen energieabhängig auf die in Kapitel 2.1.1 vorgestellten Weisen. Die Anteile der Streuarten, zu denen das Energieprofil des CNGS-Neutrino-Strahls führt, ist aufgeteilt in 92,5 % tief-inelastische, 3,3 % quasielastische und 4,2 % resonante Streuungen¹⁵. Die Summe der genannten Wechselwirkungen ist 100,0 %, andere Arten der Streuung wie kohärente Streuung oder quasielastische Elektron-Neutrino-Streuung werden

¹⁵Die Zahlen stammen aus einer schriftlichen Mitteilung von D. Autiero.

vernachlässigt, da ihr Anteil an den Ereignissen im OPERA-Target insgesamt bei unter 2% liegt [Fer10] und werden auch im Rahmen dieser Diplomarbeit für die Ermittlung der Reaktionszahlen nicht weiter berücksichtigt.

	Häufigkeit
DIS	92,5 %
QEL	3,3 %
RES	4,2 %
Summe	100,0 %

Tabelle 4.4: Häufigkeit von tief-inelastischer (DIS), quasielastischer (QEL) sowie resonanter (RES) Streuung für CC-Reaktionen, berechnet aus CNGS-Strahlspektrum sowie den jeweiligen Wirkungsquerschnitten im Bleitarget des OPERA-Detektors.

Die in der Tabelle 4.4 aufgelisteten Ereignisklassen beziehen sich nur auf CC-Reaktionen im OPERA-Detektor. Das erwartete Verhältnis von neutralen zu geladenen Strömen ist

$$\frac{NC}{CC} = 0,3 \quad . \quad (4.6)$$

Die NC-Reaktionen der Neutrinos erhalten demnach gegenüber den CC-Reaktionen eine Gewichtung von 0,3.

Für Neutrinoenergien von 1 - 400 GeV beträgt die erwartete Anzahl an Anti-Neutrino-Ereignissen nach [Fer06b]

$$\frac{\bar{\nu}_\mu}{\nu_\mu} = \frac{15,1}{604} = 0,025 \quad . \quad (4.7)$$

Alle genannten Gewichtungsfaktoren wurden für ein leichtes, isoskalares Target berechnet und müssen im Falle der Wechselwirkung von Neutrinos mit den nicht-isoskalaren Blei- und Eisen-Atomen korrigiert werden (siehe Kapitel 4.4).

4.3.2 Masse

Die Reaktionszahlen N_{CONT} und N_{SPEC} werden durch die in Kapitel 4.1.2 vorgestellte Charakterisierungs-Software OpCarac bestimmt. Sie entsprechen jedoch nicht den Wechselwirkungsanzahlen in Blei bzw. Eisen, sondern sind als Reaktionszahlen im Target- und Spektrometerbereich anzusehen. Dies macht die Bestimmung der Massen bzw. der Anzahl der Atome in beiden Bereichen notwendig, da sich beispielsweise im Target-Bereich nicht nur Blei befindet, sondern auch Szintillatorstreifen aus Plastik, Aluminium in den Target Trackern etc. und die Wechselwirkung eines Neutrinos zwar am häufigsten mit Blei geschieht, aber nicht ausschließlich. Daher ist ein als CONTAINED charakterisiertes Ereignis nicht automatisch ein Blei-Ereignis und diese Anteile im Target- und Spektrometerbereich, die nicht aus Blei bzw. Eisen bestehen, werden jeweils bestimmt.

Mithilfe des Makros *buildGeometry.C*, mit dem alle in OpGeom¹⁶ gespeicherten Abmessungen aufgerufen werden, konnten die Masse und daraus die Anzahl der Atome des

¹⁶Software-Paket aus der OPERA-Software, welches u. a. die Geometrie sowie die Abmessungen des Detektors beinhaltet.

Target- und Spektrometerbereichs berechnet werden. Dafür wurden zunächst alle Maße der einzelnen Detektorkomponenten abgeschätzt und daraus das Volumen ermittelt. Der CONTAINED-Bereich umfasst neben den Bestandteilen der Bricks auch alle Bauteile der Target Tracker. Der SPECTRO-Bereich umfasst neben dem Magneten als Hauptbestandteil, der aus Eisen besteht, noch die RPCs, die sich im wesentlichen aus Bakelit zusammensetzen, und die Aluminium-Driftröhren aus dem PT. Das Volumen der Komponenten wurde nach Materialien für beide Bereiche im Detektor getrennt berechnet, das bedeutet, dass z. B. das Aluminium aus den Bricks zu dem aus der Target Tracker-Aufhängung addiert wurde. Die auf diesem Weg ermittelte Größe wurde mit der zum Material gehörigen Dichte multipliziert, um damit die Masse m_i der betreffenden Detektorkomponente zu berechnen.

Die Anzahl der Atome N_i der jeweiligen Materialien wurde anschließend über

$$N_i = \frac{m_i}{m_i^{\text{molar}}} \cdot N_A \quad (4.8)$$

mit der Avogadro-Konstante $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ berechnet.

Bei der Berechnung von Materialien, die aus mehr als einem Element bestehen, wurde komponentenweise der jeweilige Anteil am Material berücksichtigt, wie z. B. bei Bakelit, welches aus Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff zusammengesetzt ist. Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind Tabelle 4.5 zu entnehmen. Eine genaue Aufstellung der mehrkomponentigen Materialien ist im Anhang A.1 zu finden. Für die weitere Berechnung der erwarteten Ereigniszahlen wurden alle Materialien benutzt, die einen signifikanten Anteil (> 10 t) der Masse von Target- oder Spektrometer-Bereichs ausmachen.

Daraus ergibt sich die Massen-Gewichtung, die aus dem zum Teil gravierenden Unterschied in der Masse resultiert, und im Folgenden berücksichtigt werden muss.

Neben dem 1355,2 t schweren Magneten werden sämtliche aus Eisen bestehende Detektorelemente berücksichtigt, daraus ergibt sich eine deutlich höhere Masse von 2219,7 t für die Gewichtung bezüglich der Masse des Eisens [Fer10].

Bei Betrachtung der Anzahl an Protonen/Neutronen in der oben genannten Tabelle ist leicht einzusehen, dass Wechselwirkungen im Target-Bereich vor allem aus Streuungen an Blei bestehen und die im Spektrometer-Bereich hauptsächlich durch Wechselwirkungen in Eisen hervorgerufen werden. Die Ereignisrate N_{CONT} wird folglich von Reaktionen in Blei, die nachgewiesenen Ereignisse N_{SPEC} von primären Wechselwirkungen in Eisen dominiert.

Bereich	Material	Dichte [g/cm ³]	Masse [t]	Atome [10 ⁶ mol]	Protonen/Neutronen [10 ²⁹ Teilchen]
Target	Blei	11,35	1146,7	5,534180	2732,80/4182,52
	Emulsion	2,7088	24,3	0,362742	92,79/120,82
	Polystyren	1,1919	25,5	3,188020	81,09/74,68
	Aluminium ¹⁷	2,7	31,8	1,177277	92,16/99,13
	Nylon	1,12	17,4	2,923611	57,44/49,40
	Szintillator	1,032	57,6	8,152269	148,29/119,48
Spektrometer	Eisen	7,87	1355,2	24,267419	3799,60/4361,50
	Bakelit	1,25	20,7	2,720641	65,71/58,81
	Aluminium ¹⁸	2,7	13,8	0,511461	40,04/43,06

Tabelle 4.5: Im Target und Spektrometer verwendete Materialien, deren Masse, Dichte sowie die Anzahl der Atome, Protonen und Neutronen. Berücksichtigt wurden Materialien, die einen signifikanten Anteil an der Target- bzw. Spektrometer-Masse haben. Für die Berechnung der Brick-Bestandteile wurde eine Anzahl von 145.081 Bricks angenommen (Stand 30.11.08)

4.4 Korrektur für nicht-isoskalare Targets

Zusätzlich wurde noch berücksichtigt, dass die Neutrinos (und Anti-Neutrinos) aus dem CNGS-Strahl hauptsächlich tief-inelastisch mit Nukleonen im Atom wechselwirken. Außer Blei und Eisen mit einem deutlichen Neutronen-Überschuss sind alle im Detektor vorkommenden Materialien in der Summe näherungsweise isoskalar ($511,81 \cdot 10^{29}$ Protonen/ $506,57 \cdot 10^{29}$ Neutronen)¹⁹. Blei-Atome hingegen haben 82 Protonen und im Mittel 125,2 Neutronen, während sich ein Eisenkern aus 26 Protonen und im Mittel 29,845 Neutronen zusammensetzt. Neutrinos koppeln bei CC-Reaktionen an d-Quarks und Anti-Neutrinos an u-Quarks. Da Neutronen aus zwei d-Quarks und einem u-Quark zusammengesetzt sind, während ein Proton aus einem d-Quark und zwei u-Quarks aufgebaut ist, findet die Kopplung des von Myon-Neutrinos dominierten CNGS-Strahls überproportional häufig an Blei und Eisen statt.

4.4.1 Das CHORUS-Experiment

Die bisherigen Überlegungen beruhen auf der Annahme von isoskalaren Targets. Wie zuvor erwähnt, haben weder Blei noch Eisen die gleiche Anzahl an Protonen und Neutronen, daher muss eine entsprechende Korrektur vorgenommen werden, welche z. B. beim CHORUS-Experiment ermittelt wurde. CHORUS wurde entwickelt, um das Auftreten von Tau-Neutrinos in einem nahezu reinen Strahl von Myon-Neutrinos aus der Reaktion

¹⁷Zusammengesetzt aus Anteilen im Brick und dem Target Tracker

¹⁸Berücksichtigt werden nur die jeweils vier „magnetnahen“ Driftröhren-Wände

¹⁹Der einzige Unterschied in der Anzahl an Protonen/Neutronen liegt bei den leichteren Elementen am Wasserstoff, dessen Kern nur ein Proton und kein Neutron besitzt, während Aluminium und die Emulsion, welche aus Silber und Brom besteht, Neutronenüberschuss haben.

$\nu_\tau N \rightarrow \tau^- X$ zu untersuchen. Dieses Ereignis kann durch den Zerfall des τ in ein Myon oder ein einzelnes geladenes Hadron nachgewiesen werden, die dazugehörigen Zerfallskanäle sind 4.9 und 4.10.

$$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu \quad (4.9)$$

$$\tau^- \rightarrow h^- + (nh^0) + \nu_\tau \quad (4.10)$$

h sind auslaufende Hadronen, n beschreibt ihre Anzahl.

Die Teilchenerkennung bei CHORUS erfolgte dabei über die Zerfallstopologie (z. B. Knick in der Spur). Der Detektor verfügte über ein spurempfindliches Target mit hoher Ortsauflösung, welches aus Blöcken von Kernemulsionen mit dazwischen liegenden Szintillatorfasern bestand, mit denen Spuren gemessen und in die Emulsionsschichten zurückverfolgt werden konnten. Im Anschluss an das Target folgte ein Spektrometernagnet zur Impulsmessung, ein Blei–Szintillator–Kalorimeter, welches zur Identifizierung von Myon–Spuren eingebaut war, sowie ein Myonspektrometer, das neben der Myon–Identifizierung auch für die Bestimmung der Teilchenbahn, des Impulses und der Ladung zuständig war.

Nachdem während der Datennahme von 1995–1997 kein Tau–Zerfall detektiert werden konnte, wurde die letzte Datennahme im Jahr 1998 vornehmlich Studien des Wirkungsquerschnitts und der Strukturfunktion gewidmet. Hierbei wurden die Wirkungsquerschnitte für Polyethylen, Marmor, Eisen und Blei bestimmt.

Dafür wurden in den bestehenden CHORUS–Detektor vier Targets eingebaut. Diese waren in zwei Reihen mit je zwei Spalten angeordnet, hatten einen Abstand von je 20 cm zueinander und eine Querschnittsfläche von $50 \times 50 \text{ cm}^2$. Auch ihr Gewicht lag jeweils in der selben Größenordnung bei ca. 100 kg. Dadurch erreichte man eine gute statistische Vergleichbarkeit und eine klare Separation der Interaktionen in den einzelnen Targets. Um die systematischen Effekte durch Neutrinofluss und Detektoreffizienz an den verschiedenen Target–Orten zu minimieren, wurden die Targets etwa alle zwei Wochen getauscht. Zwischendurch wurde der Block mit den Targets für zwei Tage komplett entfernt, um den Hintergrund und die Wechselwirkung von Neutrinos mit Material, das die vier Targets umgab, zu analysieren und die gemessenen Werte zu korrigieren.

Bei der Division der gemessenen Wirkungsquerschnitten von Blei bzw. Eisen mit dem isoskalaren Marmor²⁰, ergeben sich die Koeffizienten, mit denen die Ereigniszahlen korrigiert werden müssen (siehe Tabelle 4.6).

Target	$\sigma^A(\nu N)/\sigma^{\text{marmor}}(\nu N)$
Blei	$1,066 \pm 0,022_{\text{stat}} \pm 0,008_{\text{syst}}$
Eisen	$1,031 \pm 0,022_{\text{stat}} \pm 0,007_{\text{syst}}$

Tabelle 4.6: Korrektur der Wirkungsquerschnitte für nicht–isoskalare Targets aus dem CHORUS–Experiment [Col03]

²⁰Marmor (CaCO_3) besteht aus den isoskalaren Elementen Calcium, Kohlenstoff und Sauerstoff und ist daher ebenfalls isoskalar

Kapitel 5

Auswertung

In diesem Kapitel wird das Verhältnis der Reaktionszahlen für die vier im vorangegangenen Kapitel erwähnten Cuts jeweils theoretisch bestimmt. Dafür wird zunächst gezeigt, wie sich dieses berechnet und auf welche Weise die in Kapitel 4.3 vorgestellten Gewichtungsfaktoren eingehen. Anschließend werden die Ergebnisse der Rechnungen gezeigt und mit den realen Messdaten verglichen. Am Ende wird die Auswirkung der Korrektur der Wirkungsquerschnitte aus dem CHORUS-Experiment auf diese Ergebnisse gezeigt.

5.1 Berechnung der theoretischen Erwartung

Im ersten Schritt werden zu jeder Ereignisklasse, welche jeweils für Neutrino- und Anti-Neutrino-Reaktionen vorliegt, die Efficiency, Purity und Impurity für jeweils in Blei und Eisen simulierte Monte-Carlo-Dateien auf die in Kapitel 4.2.3 gezeigte Weise berechnet. Anschließend wird eine relative Purity bzw. Impurity berechnet, in der die Efficiency mit berücksichtigt wird:

$$\text{Purity}_{relativ} = \text{Purity} \cdot \text{Efficiency} \quad (5.1)$$

$$\text{Impurity}_{relativ} = \text{Impurity} \cdot \text{Efficiency} \quad (5.2)$$

Die Berechnungen der relativen Purity und Impurity erfolgen wiederum für jeweils in Blei und Eisen simulierte Monte-Carlo-Dateien.

Die auf diesem Weg berechneten Werte geben folglich den Anteil der richtig bzw. falsch zugeordneten Ereignisse aller in einer Monte-Carlo-Datei nachgewiesenen Ereignisse N_{GES} an. Die Ergebnisse dazu sind anhand von je vier Graphiken im dazugehörigen Unterkapitel festgehalten, jeweils getrennt nach $\text{Purity}_{relativ}$ und $\text{Impurity}_{relativ}$ sowie Simulation in Blei und Eisen.

Die bisherigen Rechnungen wurden für alle möglichen Ereignisklassen getrennt durchgeführt. Wie bereits in Kapitel 4.3 erwähnt, muss für das Verhältnis der Reaktionszahlen die relative Häufigkeit dieser Klassen berücksichtigt werden. Die normierten Gewichtungsfaktoren $w_{Streuart}$ dafür sind der Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Die Gewichtung w_{Masse} , die sich aufgrund der unterschiedlichen Masse der Materialien im Target- und Spektrometerbereich ergibt, richtet sich jeweils nach der absoluten Masse, welche der Tabelle 4.5 in Kapitel 4.3.2 zu entnehmen ist.

Streuart	$w_{Streuart}$
DISCC	0,717
DISNC	0,215
QELCC	0,025
RESCC	0,033
RESNC	0,010

Tabelle 5.1: Gewichtungsfaktoren für die Wechselwirkung von Neutrinos, die sich aufgrund der Streuart ergeben. Die Werte sind normiert, so dass sie in der Summe eins sind.

Bereich	Material	w_{Masse}
Target	Blei	0,3223
	Szintillator	0,0162
	Aluminium	0,0089
	Emulsion	0,0068
	Polystyren	0,0073
	Nylon	0,0049
Spektrometer	Eisen	0,6239
	Bakelit	0,0058
	Aluminium	0,0039

Tabelle 5.2: Gewichtungsfaktoren für die Wechselwirkung von Neutrinos, die sich aufgrund der Masse ergeben. Die Werte sind normiert, so dass sie in der Summe eins sind.

Wie in Kapitel 4.3 beschrieben, kann nicht unterschieden werden, in welchem Material des Target- bzw. Spektrometerbereichs das Neutrino eine Wechselwirkung hatte. Daher wurde eine Gewichtung bezüglich der Masse durchgeführt. Für die Ermittlung der Ereigniszahlen bedeutet dies, dass neben den Wechselwirkungen in Blei auch diejenigen in anderen Materialien berechnet werden müssen. Die relative Purity und Impurity wird deshalb nicht nur für die Ereigniszahlen in Blei benutzt, sondern auch für Szintillator etc. Die relative Anzahl an Ereignissen, deren primäre Wechselwirkung im Targetbereich war, $N_{CONT}(\text{Target})$, berechnet sich über

$$N_{CONT}(\text{Target}) = N_{CONT}(\text{Blei}) + N_{CONT}(\text{Emulsion}) + N_{CONT}(\text{Polystyrene}) + N_{CONT}(\text{Aluminium}) + N_{CONT}(\text{Nylon}) + N_{CONT}(\text{Szintillator}) \quad (5.3)$$

Die in Gleichung 5.3 auftauchenden Ereigniszahlen $N_{CONT}(i)$ stellen die Wechselwirkungen eines Neutrinos in einem der Elemente i dar, die im Targetbereich des Detektors vorkommen. Sie werden jeweils mit den vorher genannten Gewichtungsfaktoren versehen und über die nachfolgende Gleichung 5.4 berechnet:

$$N_{CONT}(i) = \text{Purity}_{relativ}(\text{Blei}) \cdot w_{Streuart}(\text{Blei}) \cdot w_{Masse}(i) \quad (5.4)$$

Beispielsweise wird für $N_{CONT}(\text{Szintillator})$ die $\text{Purity}_{relativ}(\text{Blei})$ mit der der jeweiligen Gewichtung $w_{Streuart}(\text{Blei})$ für die einzelnen Ereignisklassen (DISCC, DISNC, QELCC,

RESCC und RESNC) und mit der Gewichtung der Masse für das Szintillator-Material w_{Masse} (Szintillator) multipliziert.

Die relative Zählrate der Ereignisse, die aus einer Wechselwirkung im Spektrometer entstanden sind und dennoch als Reaktion im Targetbereich gezählt werden, wird mit N_{CONT} (Spektro) bezeichnet und kann mit

$$N_{CONT}(\text{Spektro}) = N_{CONT}(\text{Eisen}) + N_{CONT}(\text{Bakelit}) + N_{CONT}(\text{Aluminium}) \quad (5.5)$$

bestimmt werden. Die $N_{CONT}(j)$ eines im Spektrometerbereich vorkommenden Materials berechnet sich analog über

$$N_{CONT}(j) = \text{Impurity}_{relativ}(\text{Eisen}) \cdot w_{Stewart}(\text{Eisen}) \cdot w_{Masse}(j) \quad . \quad (5.6)$$

Diese Berechnung wird für alle N_{CONT} durchgeführt und in der in den Gleichungen 5.3 und 5.5 beschriebenen Weise addiert.

Entsprechend berechnet sich auch die Zählrate für die primären Wechselwirkungen, die im Spektrometerbereich stattgefunden haben, aus der Summe von N_{SPEC} (Spektro) und N_{SPEC} (Target). Die erste Größe berechnet sich über

$$N_{SPEC}(\text{Spektro}) = N_{SPEC}(\text{Eisen}) + N_{SPEC}(\text{Bakelit}) + N_{SPEC}(\text{Aluminium}) \quad , \quad (5.7)$$

während sich $N_{SPEC}(\text{Target})$ mit der nachfolgenden Gleichung berechnen lässt:

$$\begin{aligned} N_{SPEC}(\text{Target}) = & N_{SPEC}(\text{Blei}) + N_{SPEC}(\text{Emulsion}) + N_{SPEC}(\text{Polystyrene}) \quad (5.8) \\ & + N_{SPEC}(\text{Aluminium}) + N_{SPEC}(\text{Nylon}) + N_{SPEC}(\text{Szintillator}) \quad . \end{aligned}$$

Die Ereignisrate im Spektrometer N_{SPEC} wird entsprechend mit den Gleichungen 5.7 und 5.8 ermittelt.

Nach erfolgter Berechnung von N_{CONT} und N_{SPEC} geht an dieser Stelle noch die Gewichtung ein, die aufgrund des Anteils von Anti-Neutrinos im Neutrino-Strahl erfolgt:

$$N_{CONT}(\text{Neutrino}) = N_{CONT} \cdot w_{Neutrinoart}(\text{Neutrino}) \quad (5.9)$$

$$N_{CONT}(\text{Anti-Neutrino}) = N_{CONT} \cdot w_{Neutrinoart}(\text{Anti-Neutrino}) \quad (5.10)$$

Die Gesamtzahl der Reaktionen in im Targetbereich N_{CONT} ist folglich die Summe aus $N_{CONT}(\text{Neutrino})$ und $N_{CONT}(\text{Anti-Neutrino})$. Analog wird N_{SPEC} bestimmt, die Gewichtungsfaktoren $w_{Neutrinoart}$ dafür sind der Tabelle 5.3 zu entnehmen.

	$w_{Neutrinoart}$
Neutrino	0,976
Anti-Neutrino	0,024

Tabelle 5.3: Gewichtungsfaktoren, die von der Verunreinigung des Neutrino-Strahls mit Anti-Neutrinos herrühren. Sie sind in der Summe eins.

Auf diese Weise erhält man die relativen Ereigniszahlen im Target- und Spektrometerbereich. Der Quotient dieser beiden Größen ist die Erwartung des Verhältnisses der Reaktionszahlen und wird anschließend mit dem aus realen Daten gemessenem Verhältnis verglichen. Die Interpretation der Ergebnisse ist im Unterkapitel 5.6 zu finden.

5.2 Verhältnis der Reaktionszahlen aller Ereignisse

Wie schon beschrieben werden für das Verhältnis der Reaktionszahlen zunächst Efficiency, Purity und Impurity für die verschiedenen Ereignisklassen bestimmt. Nach Simulation in Blei bzw. Eisen getrennt sind die erhaltenen Werte und der statistische Fehler in den Tabellen 5.4 und 5.5 festgehalten. Auffallend ist, dass sowohl die Efficiency als auch die Purity in den Simulationen für Blei deutlich höher als in denen für Eisen ist. Dies ist auf die in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Ereignisse zurückzuführen, die außerhalb des sensitiven Bereichs simuliert wurden und dennoch im Detektor Energie deponieren. Die Impurity liegt bei den in Blei simulierten Monte-Carlo-Dateien ausnahmslos unter 1%, während der Anteil falsch rekonstruierter Eisen-Ereignisse vor allem bei resonanter Streuung mit ungeladenen Strömen deutlich höher ist.

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	99,82 ± 0,07	97,95 ± 0,43	0,70 ± 0,30
	DISNC	95,22 ± 0,26	97,78 ± 0,26	0,62 ± 0,17
	QELCC	99,90 ± 0,08	97,51 ± 0,66	0,18 ± 0,16
	RESCC	99,92 ± 0,07	97,26 ± 0,55	0,26 ± 0,12
	RESNC	68,38 ± 1,22	99,18 ± 0,32	0,14 ± 0,17
$\bar{\nu}$	DISCC	99,89 ± 0,06	97,98 ± 0,31	0,63 ± 0,23
	DISNC	94,13 ± 0,49	97,76 ± 0,40	0,72 ± 0,22
	QELCC	99,85 ± 0,13	97,30 ± 0,50	0,27 ± 0,08
	RESCC	99,84 ± 0,08	97,24 ± 1,38	0,27 ± 0,12
	RESNC	67,71 ± 1,90	99,19 ± 0,36	0,16 ± 0,18

Tabelle 5.4: Efficiency, Purity und Impurity der in Blei simulierten Ereignisse.

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	86,43 ± 0,79	70,22 ± 1,28	1,11 ± 0,27
	DISNC	67,79 ± 0,69	80,03 ± 1,10	1,63 ± 0,37
	QELCC	86,19 ± 0,91	70,72 ± 0,74	1,19 ± 0,36
	RESCC	91,58 ± 0,74	70,38 ± 1,60	0,22 ± 0,10
	RESNC	48,90 ± 2,57	85,98 ± 1,98	4,03 ± 2,37
$\bar{\nu}$	DISCC	86,91 ± 0,86	69,37 ± 2,03	1,42 ± 0,31
	DISNC	67,99 ± 1,32	80,34 ± 2,76	1,67 ± 0,67
	QELCC	83,99 ± 0,58	70,94 ± 1,51	2,20 ± 0,80
	RESCC	90,93 ± 1,18	70,41 ± 1,19	0,41 ± 0,16
	RESNC	50,00 ± 4,49	87,63 ± 2,01	4,02 ± 2,37

Tabelle 5.5: Efficiency, Purity und Impurity der in Eisen simulierten Ereignisse.

Nach Ermittlung der Efficiency, Purity und Impurity wurde mit diesen Werten die relative Purity und Impurity berechnet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.1 und 5.2 zu sehen. Von links nach rechts sind die Ereignisklassen DISCC, DISNC, QELCC, RESCC

und RESNC jeweils für Neutrinos (n_{numu}) und Anti-Neutrinos (n_{anumu}) aufgetragen. Für die $\text{Purity}_{\text{relativ}}$ wurde die Y-Achse jeweils von 0 bis 1 gewählt, um zu zeigen, welcher Anteil von allen nachgewiesenen Ereignissen richtig rekonstruiert wurde, während die Y-Achse der $\text{Impurity}_{\text{relativ}}$ an die tatsächlichen Werte angepasst wurde und in dieser Analyse bis 0,05 geht. Die $\text{Purity}_{\text{relativ}}$ von Simulationen in Blei ist mit Ausnahme der resonanten NC-Streuung mit mindestens 0,92 % sehr hoch. Eine Tendenz von niedrigerer relativer Purity bei resonanter Streuung findet man ebenfalls bei den in Eisen simulierten Ereignissen, jedoch ist diese auch insgesamt geringer. Die relative Impurity hingegen liegt für simulierte Ereignisse in Blei bei maximal 0,007 % und ist im Mittel um ein Vielfaches kleiner als die in Eisen simulierten.

Die Gleichungen 5.3 und 5.5 für die Berechnung der relativen Ereignisrate N_{CONT} sowie die Gleichungen 5.7 und 5.8 für die Berechnung von N_{SPEC} liefern eine theoretische Erwartung von

$$\frac{N_{\text{CONT}}}{N_{\text{SPEC}}} = 0,951 \pm 0,168 \quad . \quad (5.11)$$

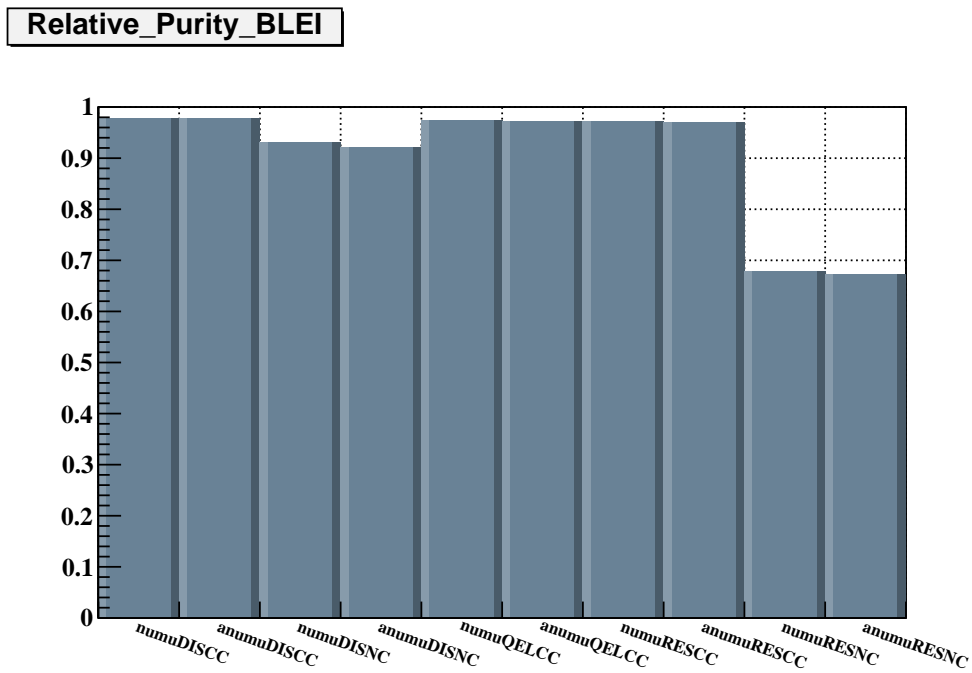
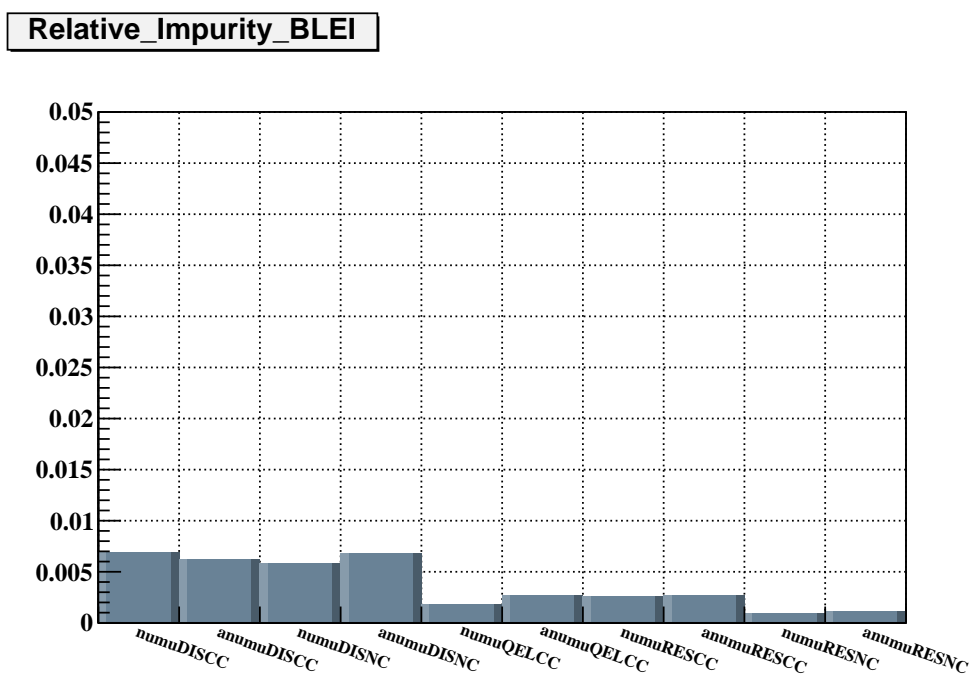
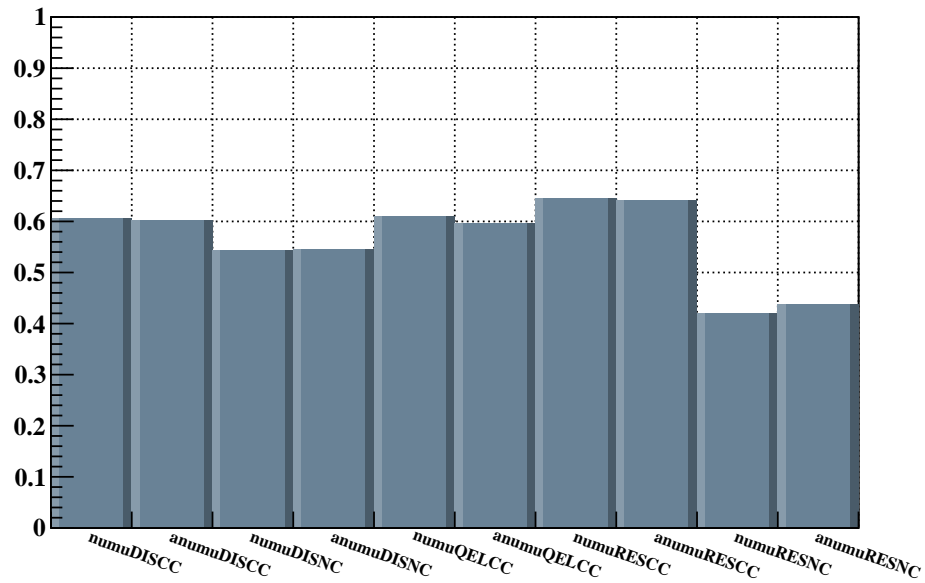
(a) $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse(b) $Impurity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse

Abbildung 5.1: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen keinem Cut.

Relative_Purity_EISEN

(a) $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse

Relative_Impurity_EISEN

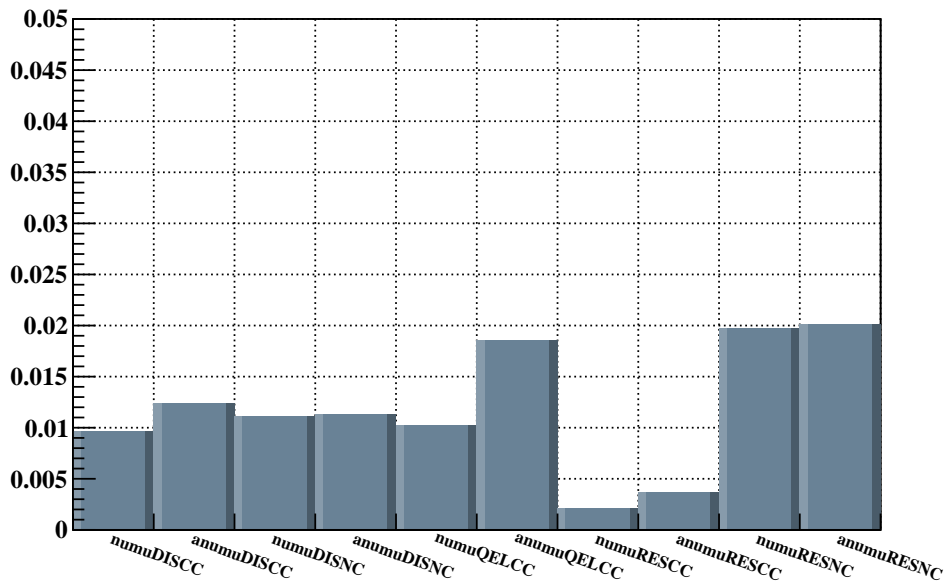
(b) $Impurity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse

Abbildung 5.2: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen keinem Cut.

5.3 Verhältnis der Reaktionszahlen mit der Forderung einer Myon–Spur

In einer weiteren Analyse wird das Verhältnis der Reaktionszahlen im Target– und Spektrometerbereich bestimmt, wenn gefordert wird, dass im Detektor eine in beiden Projektionsebenen rekonstruierte Myon–Spur nachgewiesen wurde. Dies ist möglich, sobald eine Mindestzahl von Target Tracker– und RPC–Wänden eine Energiedeposition registriert haben. Das in OpRec implementierte Programm MuonID entscheidet dann aufgrund der Lage, des Verhältnisses von Energie und Impuls sowie der Spurlänge der längsten Spur und der Spurdichte, ob das Teilchen ein Myon gewesen ist. In diesem Fall ist die MuonID > 0 .

Zunächst erfolgt die Berechnung der Efficiency, Purity und Impurity auf die vorher beschriebene Weise. Die Werte sowie der statistische Fehler sind, getrennt nach Simulation in Blei und Eisen, in den Tabellen 5.6 und 5.7 festgehalten. Die nähere Untersuchung der beiden Tabellen zeigt, dass die Efficiency für Wechselwirkungen über ungeladene Ströme sehr klein ist, da bei solchen Reaktionen, wie in Kapitel 2.1.1 erwähnt, die Teilchen erhalten bleiben, folglich kein Myon entsteht und somit auch keine Myon–Spur entstehen bzw. nachgewiesen werden sollte. Die Purity unter diesem Cut ist für die in Blei simulierten Ereignisse erneut sehr hoch und liegt bei über 96 %, die in Eisen simulierten Ereignisse werden dagegen maximal zu 80 % richtig zugeordnet, die Ereignisse aus resonanter Streuung noch seltener. Für beide Simulationsarten liegt die Impurity mit Ausnahme der resonanten Streuung zwischen 0 und 2,6 %.

Im zweiten Schritt wurden $Purity_{relativ}$ und $Impurity_{relativ}$ bestimmt. In den Abbildungen 5.3 und 5.4 sind die Ergebnisse zu diesen Rechnungen festgehalten. Wie in der vorangegangenen Analyse sind von links nach rechts die Ereignisklassen, unterteilt in Neutrino (numu) und Anti–Neutrino (anumu), gezeigt. Die Darstellung der $Purity_{relativ}$ erfolgt wieder im Bereich von 0 bis 1, die der $Impurity_{relativ}$ von 0 bis 0,01. Auffallend ist die hohe relative Purity für CC–Reaktionen der in Blei simulierten Ereignisse, während die der NC–Reaktionen aufgrund der geringen Efficiency für tief–inelastische Streuung bei etwa 0,2 % und die der resonanten Streuung nahe 0 liegt. Ein ähnliches Bild ergibt sich für die Eisen–Ereignisse, wobei die relative Purity für alle Ereignisklassen kleiner ist. Die Ergebnisse der relativen Impurity sind unabhängig vom Simulationsmaterial in der gleichen Größenordnung.

Mit Heranziehung der Gleichungen 5.3 und 5.5 für die Berechnung der relativen Ereignisrate N_{CONT} sowie der Gleichungen 5.7 und 5.8 für die Berechnung von N_{SPEC} erhält man eine theoretische Erwartung von

$$\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}} = 1,541 \pm 0,149 \quad . \quad (5.12)$$

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$89,28 \pm 0,06$	$98,07 \pm 0,42$	$0,74 \pm 0,31$
	DISNC	$17,95 \pm 0,13$	$97,78 \pm 0,77$	$1,26 \pm 0,67$
	QELCC	$98,89 \pm 0,08$	$97,54 \pm 0,68$	$0,15 \pm 0,17$
	RESCC	$98,45 \pm 0,03$	$97,27 \pm 0,54$	$0,25 \pm 0,10$
	RESNC	$0,49 \pm 0$	$96,20 \pm 8,11$	$1,27 \pm 6,63$
$\bar{\nu}$	DISCC	$92,98 \pm 0,05$	$98,07 \pm 0,32$	$0,66 \pm 0,25$
	DISNC	$19,48 \pm 0$	$97,60 \pm 0,62$	$1,59 \pm 0,37$
	QELCC	$97,97 \pm 0,03$	$97,34 \pm 0,51$	$0,25 \pm 0,09$
	RESCC	$97,50 \pm 0,02$	$97,24 \pm 0,45$	$0,27 \pm 0,12$
	RESNC	$0,32 \pm 0$	100 ± 0	0

Tabelle 5.6: Efficiency, Purity und Impurity der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur.

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$46,61 \pm 0,16$	$71,36 \pm 1,77$	$0,89 \pm 0,39$
	DISNC	$5,45 \pm 1,49$	$78,57 \pm 6,91$	$2,57 \pm 2,15$
	QELCC	$42,44 \pm 0,18$	$69,98 \pm 2,07$	$0,71 \pm 0,51$
	RESCC	$61,58 \pm 0,06$	$71,13 \pm 1,54$	$0,18 \pm 0,19$
	RESNC	$0,26 \pm 0$	$44,44 \pm 44,44$	$22,22 \pm 27,78$
$\bar{\nu}$	DISCC	$50,84 \pm 0,18$	$71,54 \pm 2,37$	$1,07 \pm 0,61$
	DISNC	$6,10 \pm 1,63$	$79,43 \pm 4,66$	$2,32 \pm 5,38$
	QELCC	$40,91 \pm 0,18$	$70,17 \pm 2,34$	$1,16 \pm 0,39$
	RESCC	$60,31 \pm 0,13$	$71,99 \pm 2,09$	$0,25 \pm 0,15$
	RESNC	$0,09 \pm 0$	$66,67 \pm 23,57$	0

Tabelle 5.7: Efficiency, Purity und Impurity der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur.

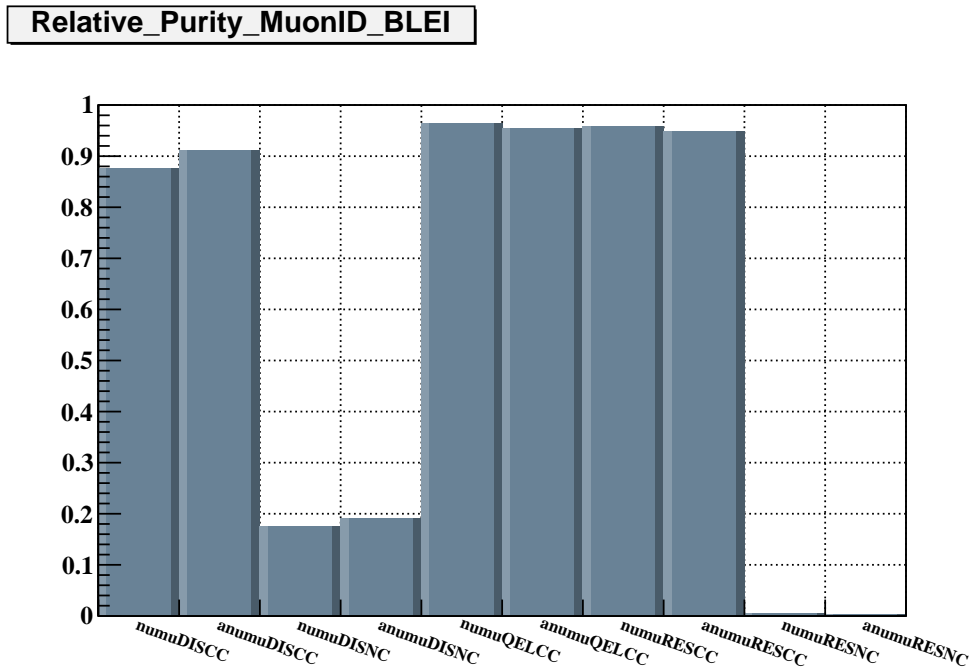
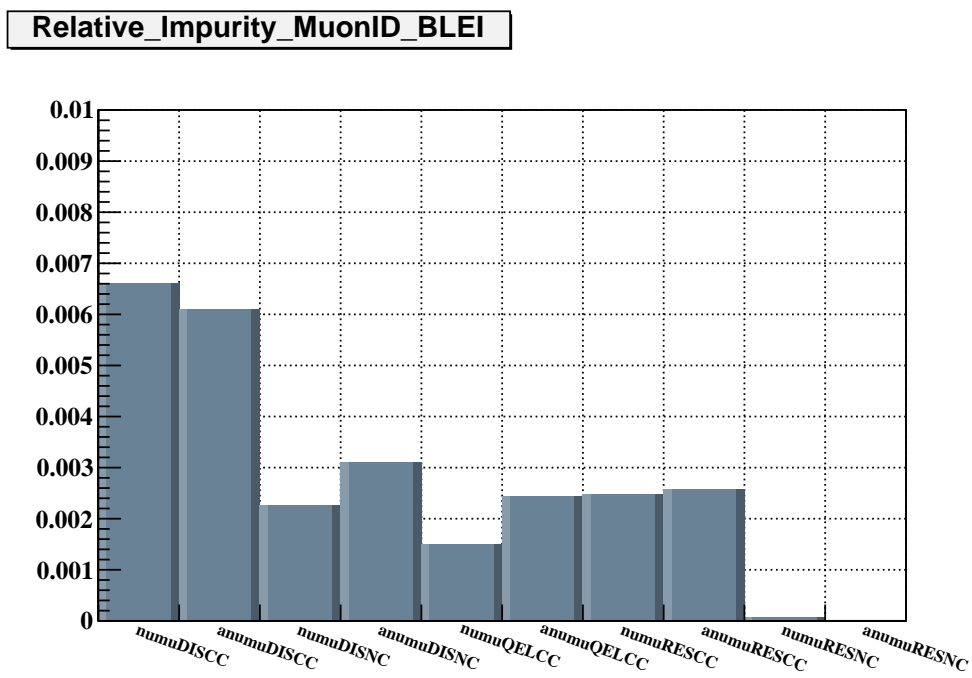
(a) $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur(b) $Impurity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur

Abbildung 5.3: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass eine Myon-Spur nachgewiesen wurde.

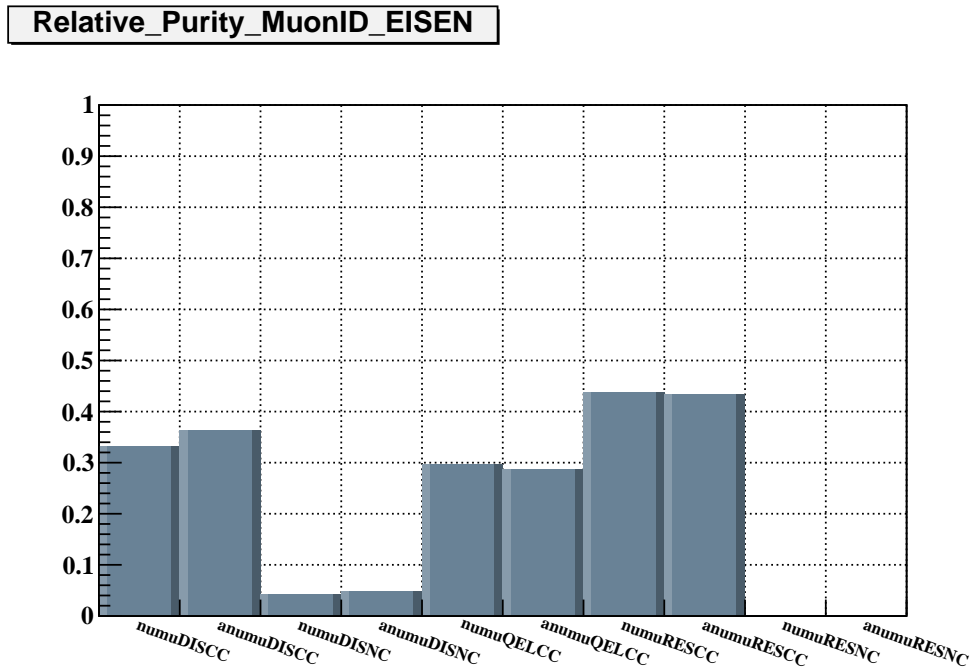
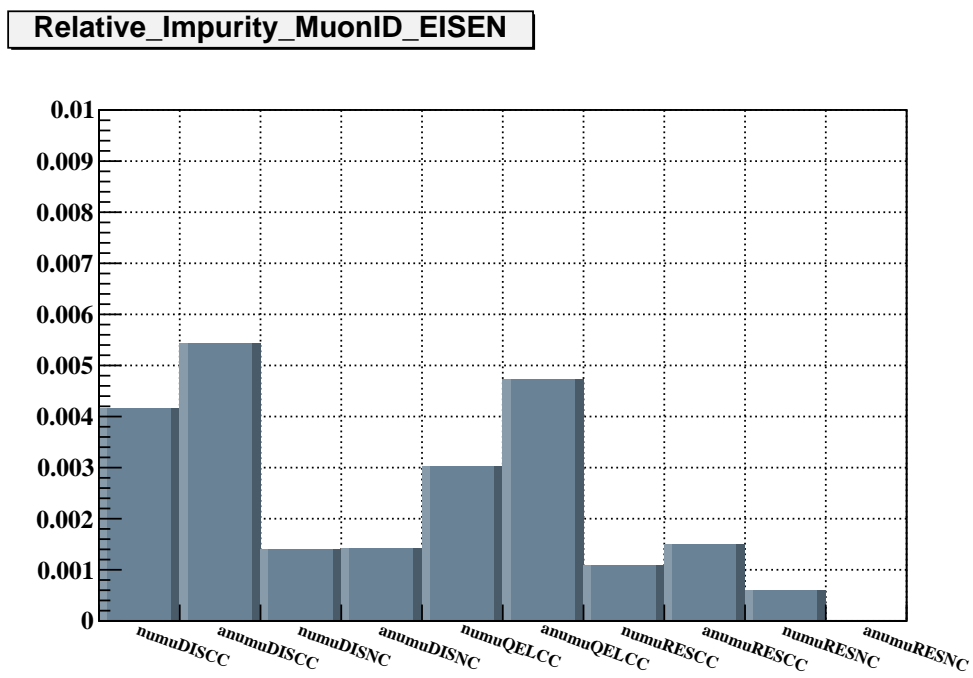
(a) $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur(b) $Impurity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur

Abbildung 5.4: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass eine Myon-Spur nachgewiesen wurde.

5.4 Verhältnis der Reaktionszahlen mit einem primärem Vertex im Fiducial Volume

Für die Wahl der Größe und Form des Fiducial Volumes wurde berücksichtigt, dass OpCarac Ereignisse, deren Digits vornehmlich am Rand des Targets bzw. Spektrometers liegen, als SIDEMUON charakterisiert. Entsprechend wurde die Berandung des Fiducial Volumes so gewählt, dass der Vertex solcher Ereignisse außerhalb dieses Bereiches liegt. Ebenso wurden die ersten drei Target Tracker-Wände von dem Bereich des Fiducial Volumes ausgeschlossen und dienen somit als weiteres Veto für Myon-Spuren, die durch Wechselwirkungen vor dem Detektor entstanden sind. Um Reaktionen mit Rückstreuung in das Spektrometer, aber Wechselwirkungsort im Target auszuschließen, die durch Rückstreuung von Teilchen ausgelöst werden, wurden im Spektrometer jeweils die ersten und letzten RPCs beider Supermodule aus dem Bezugsvolumen ausgenommen. In Abbildung 5.5 ist das verwendete Fiducial Volume zu sehen. Die für die Analyse somit nicht relevanten Bereiche des OPERA-Displays¹ sind hell unterlegt.

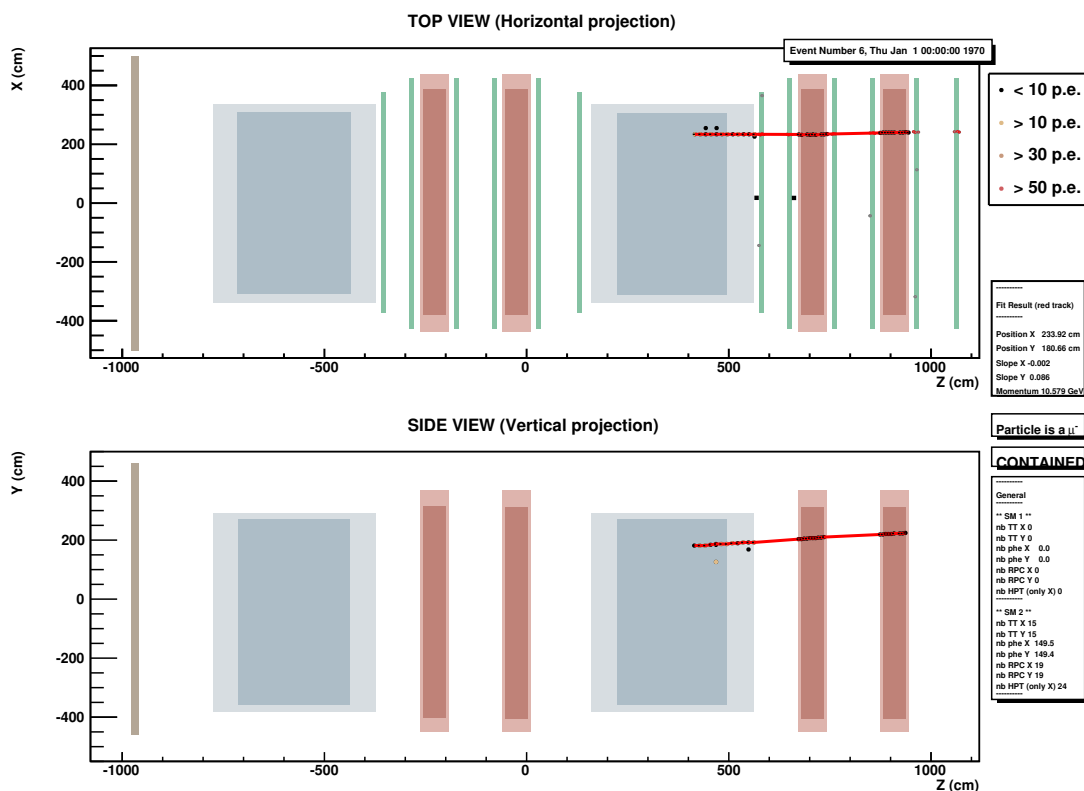


Abbildung 5.5: Dargestellt ist das ins OPERA-Display eingezeichnete Fiducial Volume. Für die Analyse nicht relevante Bereiche sind hell unterlegt.

Die Werte für Efficiency, Purity und Impurity sind den Tabellen 5.8 und 5.9 zu entnehmen. Bei der näheren Betrachtung der Tabellen und einem Vergleich mit den vorherigen Werten fällt eine deutliche Verbesserung der Purity auf. Insbesondere für Blei liegt diese für jede

¹Die Darstellung eines Ereignisses erfolgt in der XZ-(oben) bzw. YZ-Ebene (unten).

Ereignisklasse bei über 99 % und bei den in Eisen simulierten Ereignissen bei über 94 %. Die Impurity liegt für alle in Blei simulierten Ereignisklassen unter 0,1 %, für die in Eisen hingegen bei maximal 3,23 %.

Die Ergebnisse von $Purity_{relativ}$ und $Impurity_{relativ}$ sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 zu sehen. Die Ereignisklassen sind wie in den vorherigen Analysen angeordnet, dabei wurde für die $Purity_{relativ}$ wiederum eine Y-Achsen-Skala von 0 bis 1 gewählt. Die $Impurity_{relativ}$ hat als maximalen Wert 0,006. Aufgrund der deutlich geringeren Efficiency ist die $Purity_{relativ}$ gegenüber den vorherigen Analysen für die in Blei simulierten Ereignisse bei nur noch maximal 60 %, wobei CC-Reaktionen wie üblich leichter zuzuordnen sind. Ein ähnliches Bild zeigt sich bei den Eisen-Ereignissen mit einer maximalen relativen Purity von 40 %. Der Anteil an falsch rekonstruierten Blei-Ereignissen ist deutlich geringer als der in Eisen simulierten Ereignissen.

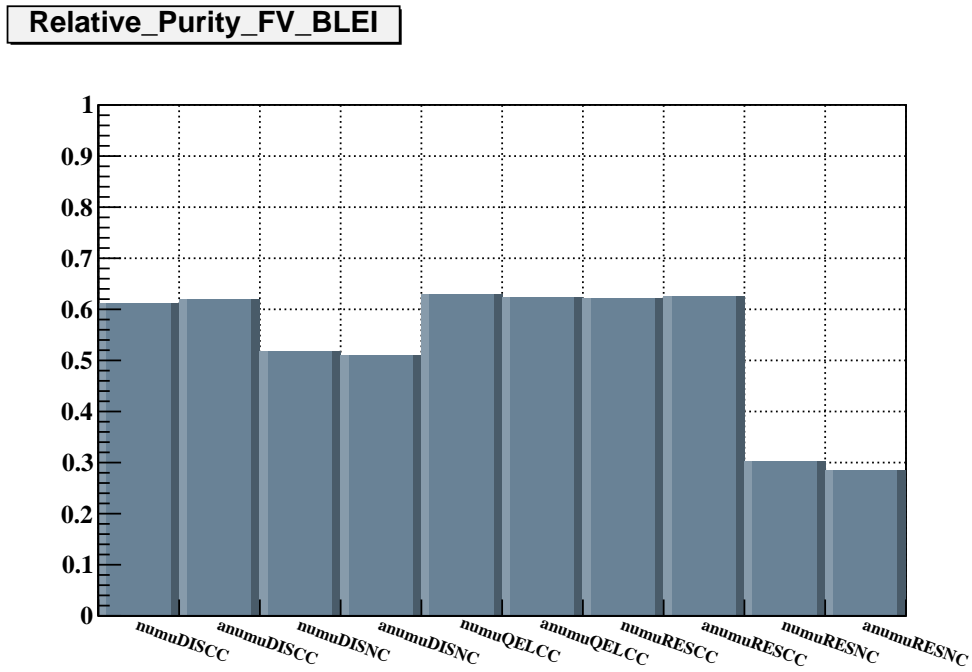
	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$61,50 \pm 0,32$	$99,54 \pm 0,41$	$0,03 \pm 0,32$
	DISNC	$52,00 \pm 0,55$	$99,45 \pm 0,50$	$0,03 \pm 0,02$
	QELCC	$63,06 \pm 0,33$	$99,88 \pm 0,10$	$0,05 \pm 0,02$
	RESCC	$62,38 \pm 0,44$	$99,78 \pm 0,31$	$0,03 \pm 0,20$
	RESNC	$30,33 \pm 2,22$	$99,74 \pm 0,50$	$0,02 \pm 0,13$
$\bar{\nu}$	DISCC	$62,36 \pm 0,44$	$99,50 \pm 0,10$	$0,03 \pm 0,03$
	DISNC	$51,42 \pm 0,57$	$99,32 \pm 0,20$	$0,09 \pm 0,10$
	QELCC	$62,43 \pm 0,44$	$99,90 \pm 0,31$	$0,04 \pm 0,05$
	RESCC	$62,70 \pm 0,45$	$99,77 \pm 0,28$	$0,02 \pm 0,04$
	RESNC	$28,62 \pm 0,19$	$99,66 \pm 0,13$	$0,02 \pm 0,01$

Tabelle 5.8: Efficiency, Purity und Impurity der in Blei simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume.

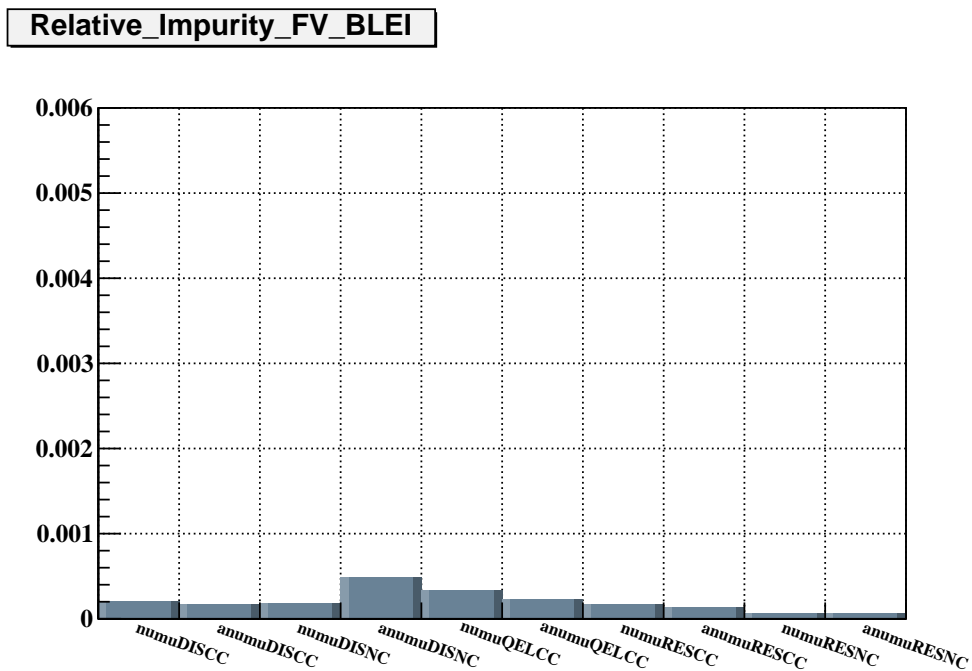
	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$35,03 \pm 0,11$	$96,40 \pm 0,71$	$0,66 \pm 0,12$
	DISNC	$22,54 \pm 1,34$	$95,49 \pm 0,65$	$0,95 \pm 0,03$
	QELCC	$34,17 \pm 0,12$	$96,24 \pm 0,54$	$0,61 \pm 0,11$
	RESCC	$40,19 \pm 0,18$	$97,55 \pm 0,30$	$0,12 \pm 0,03$
	RESNC	$10,06 \pm 0,22$	$97,08 \pm 0,33$	$1,46 \pm 0,12$
$\bar{\nu}$	DISCC	$35,93 \pm 0,62$	$96,20 \pm 0,55$	$0,56 \pm 0,10$
	DISNC	$22,44 \pm 0,42$	$95,98 \pm 0,72$	$1,00 \pm 0,23$
	QELCC	$32,89 \pm 0,81$	$95,33 \pm 0,63$	$1,63 \pm 0,61$
	RESCC	$41,50 \pm 0,91$	$96,81 \pm 0,42$	$0,18 \pm 0,02$
	RESNC	$11,68 \pm 0,20$	$94,89 \pm 0,44$	$3,23 \pm 0,55$

Tabelle 5.9: Efficiency, Purity und Impurity der in Eisen simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume.

Die relativen Ereigniszahlen N_{CONT} und N_{SPEC} wurden wie schon in Kapitel 5.1 beschrie-

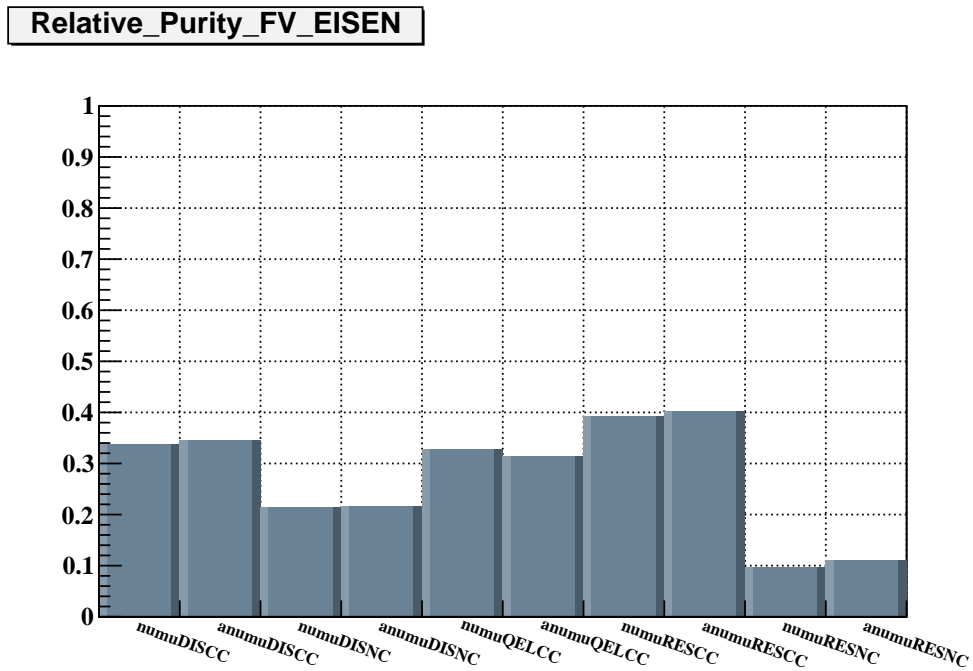


(a) $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume

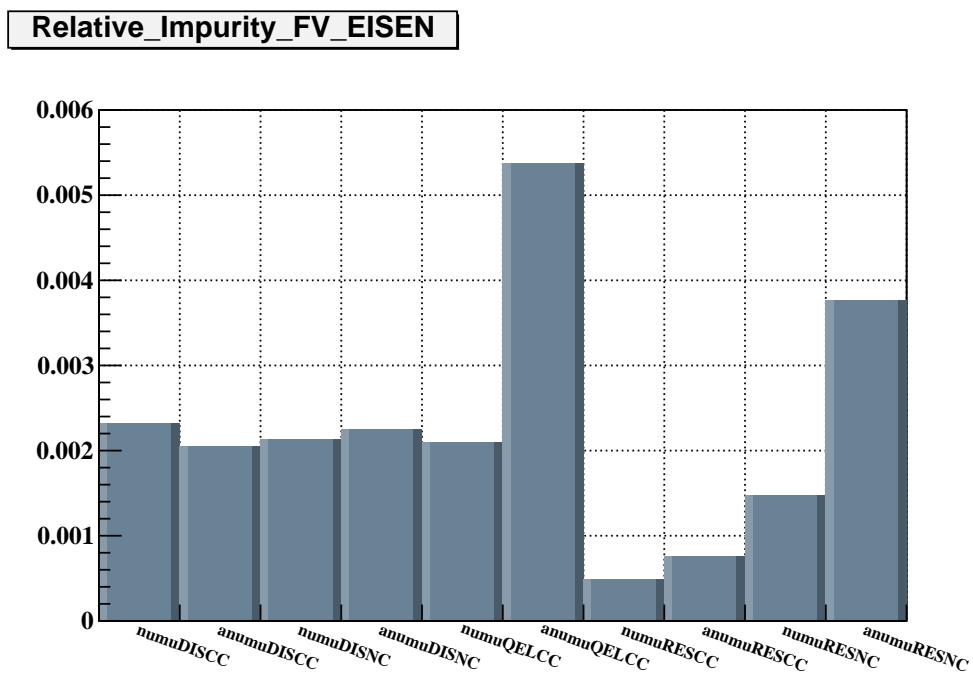


(b) $Impurity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume

Abbildung 5.6: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass sie ihren primären Vertex im Fiducial Volume haben.



(a) $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume



(b) $Impurity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume

Abbildung 5.7: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass sie ihren primären Vertex im Fiducial Volume haben.

ben ermittelt. Sie ergeben eine Erwartung von

$$\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}} = 1,104 \pm 0,073 \quad . \quad (5.13)$$

5.5 Verhältnis der Reaktionszahlen mit einer Myon–Spur und primärem Vertex im Fiducial Volume

Die letzte Analyse ist eine Kombination aus der Forderung einer Myon–Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume. Zunächst erfolgt wie in jeder der vorangegangenen Analysen die Berechnung von Efficiency, Purity und Impurity, deren so ermittelte Werte in den Tabellen 5.10 und 5.11 zu finden sind. Die gewählten Cuts dieser Analyse haben eine erhöhte Purity vor allem bei in Eisen simulierten Ereignissen zur Folge. Die Zahl der falsch rekonstruierten Ereignisse ist deutlich geringer.

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Ergebnisse von $Purity_{relativ}$ und $Impurity_{relativ}$ zu sehen. Die Anordnung der Ereignisklassen erfolgte wie in den vorherigen Analysen. Dabei wurde für die $Purity_{relativ}$ wiederum eine Y–Achsen–Skala von 0 bis 1 und für die $Impurity_{relativ}$ ein maximaler Wert von 0,001 gewählt.

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$57,15 \pm 0,41$	$99,68 \pm 0,36$	$0,03 \pm 0,03$
	DISNC	$12,20 \pm 0,12$	$99,71 \pm 0,41$	$0,06 \pm 0,21$
	QELCC	$62,72 \pm 0,42$	$99,92 \pm 0,10$	$0,03 \pm 0,02$
	RESCC	$61,90 \pm 0,51$	$99,82 \pm 0,48$	$0,02 \pm 0,05$
	RESNC	$0,34 \pm 0$	100 ± 0	0
$\bar{\nu}$	DISCC	$59,66 \pm 0,52$	$99,62 \pm 0,29$	$0,03 \pm 0,03$
	DISNC	$13,09 \pm 1,01$	$99,49 \pm 0,19$	$0,17 \pm 0,10$
	QELCC	$61,68 \pm 0,51$	$99,92 \pm 0,28$	$0,03 \pm 0,01$
	RESCC	$61,62 \pm 0,59$	$99,79 \pm 0,11$	$0,02 \pm 0,03$
	RESNC	$0,25 \pm 0,02$	100 ± 0	0

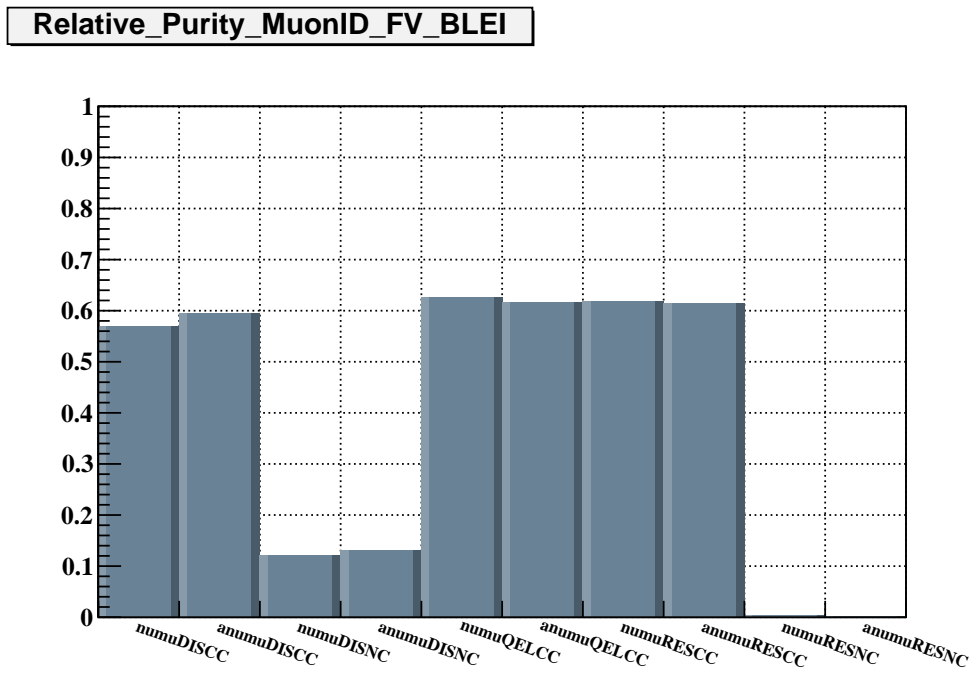
Tabelle 5.10: Efficiency, Purity und Impurity der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon–Spur, deren primärer Vertex im Fiducial Volume liegt.

Die Ermittlung der theoretischen Erwartung des Verhältnisses der Reaktionszahlen N_{CONT} und N_{SPEC} ergibt:

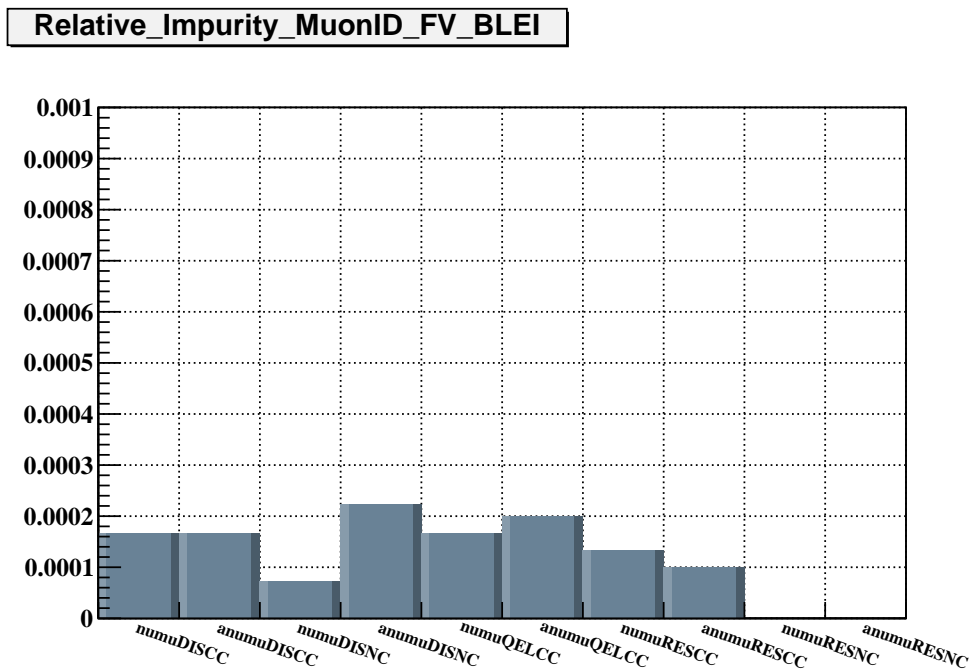
$$\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}} = 1,629 \pm 0,081 \quad . \quad (5.14)$$

	Streuart	Efficiency [%]	Purity [%]	Impurity [%]
ν	DISCC	$21,03 \pm 0,10$	$97,77 \pm 0,66$	$0,14 \pm 0,05$
	DISNC	$2,54 \pm 0,06$	$97,85 \pm 0,66$	$0,24 \pm 0,07$
	QELCC	$19,34 \pm 0,20$	$97,36 \pm 0,65$	$0,05 \pm 0,08$
	RESCC	$28,96 \pm 0,91$	$98,36 \pm 0,44$	0
	RESNC	$0,12 \pm 0,06$	100 ± 0	0
$\bar{\nu}$	DISCC	$23,49 \pm 0,33$	$97,50 \pm 0,46$	$0,06 \pm 0,09$
	DISNC	$2,98 \pm 0,78$	$98,49 \pm 1,51$	0
	QELCC	$19,01 \pm 0,55$	$97,15 \pm 0,74$	$0,39 \pm 0,06$
	RESCC	$29,78 \pm 0,33$	$97,80 \pm 0,56$	0
	RESNC	$0,06 \pm 0,10$	100 ± 0	0

Tabelle 5.11: Efficiency, Purity und Impurity der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur, deren primärer Vertex im Fiducial Volume liegt.

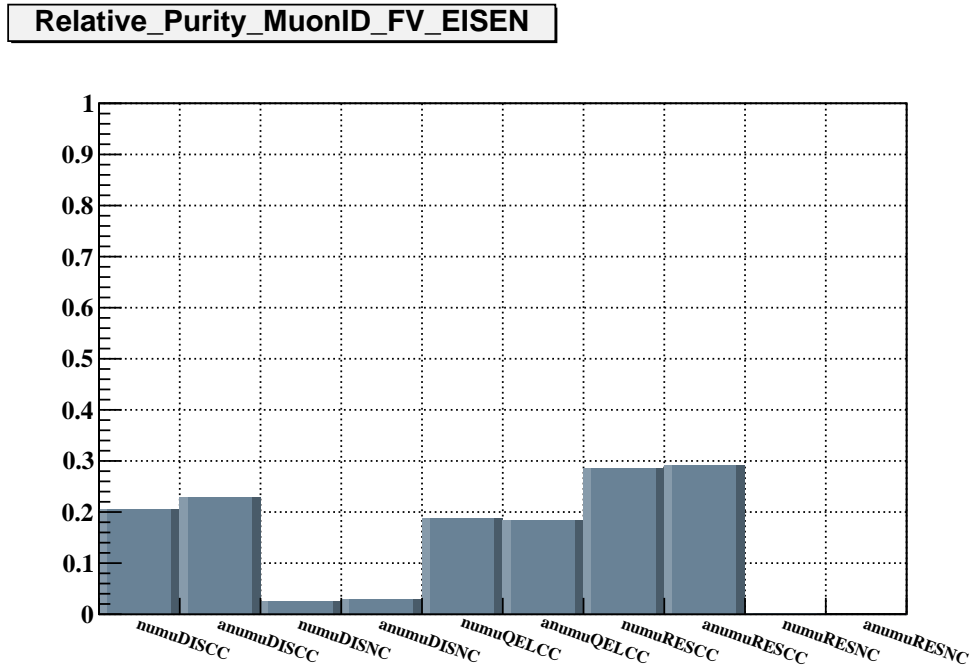


(a) $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume

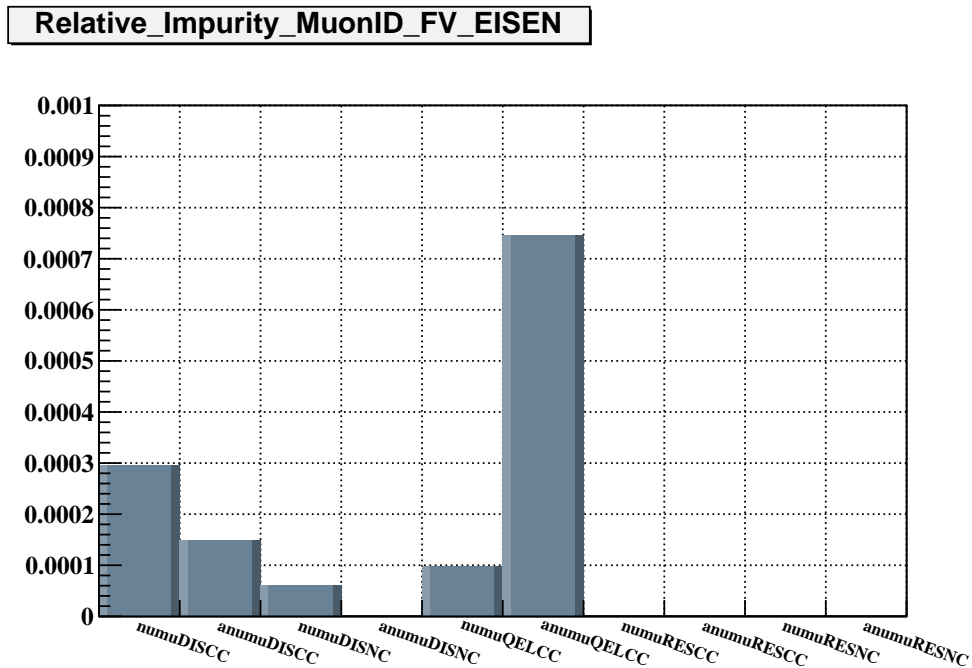


(b) $Impurity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume

Abbildung 5.8: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Blei simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass sie eine Myon-Spur haben und ihr primärer Vertex im Fiducial Volume liegt.



(a) $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume



(b) $Impurity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse mit einer Myon-Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume

Abbildung 5.9: In der oberen Abbildung (a) ist die $Purity_{relativ}$ der in Eisen simulierten Ereignisse gezeigt, in der unteren (b) sieht man die $Impurity_{relativ}$. Die Ereignisse unterliegen dem Cut, dass sie eine Myon-Spur haben und ihr primärer Vertex im Fiducial Volume liegt.

5.6 Vergleich von Simulation und realen Daten

Für den Vergleich der Simulation mit den realen Daten, die zwischen 2008 und 2009 am LNGS aufgenommen wurden, werden diese mit denselben Cuts versehen wie zuvor die Monte-Carlo-Daten. Der Fehler der Messung wurde durch die Efficiency und Purity der simulierten Daten sowie unter Heranziehung der absoluten Anzahlen der von OpCarac nachgewiesenen Ereignisse abgeschätzt.

Für die Monte-Carlo-Daten wurden die unterschiedliche Masse der Detektorkomponenten, die Art der Streuung sowie die unterschiedliche Streuung von Neutrinos und Anti-Neutrinos berücksichtigt. Die theoretische Erwartung sowie das gemessene Verhältnis der Reaktionszahlen in Target- und Spektrometerbereich sind gemäß der Ergebnisse aus Kapitel 5.1 der Tabelle 5.12 zu entnehmen. Die verschiedenen Analysen wurden mit den Abkürzungen „MuonID>0“ für die Forderung nach einer Myon-Spur und „FV“ für einen primären Vertex innerhalb des Fiducial Volumes versehen.

	Alle Ereignisse	MuonID>0	FV	MuonID>0 & FV
MC-Daten	$0,951 \pm 0,168$	$1,541 \pm 0,149$	$1,104 \pm 0,073$	$1,629 \pm 0,081$
Reale Daten	$0,994 \pm 0,274$	$1,359 \pm 0,374$	$1,586 \pm 0,604$	$2,300 \pm 0,515$

Tabelle 5.12: Vergleich des aus der Simulation erwarteten Verhältnisses der Reaktionszahlen in Target- und Spektrometerbereich mit dem tatsächlichen Verhältnis realer Daten für die vier durchgeführten Analysen.

Die Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich der aus der Simulation resultierenden theoretischen Erwartung und der realen Daten. Dabei stellt jeder Doppel-Balken das Verhältnis einer Analyse dar, in blau jeweils die Erwartung und in rot das reale Ergebnis. In der Graphik steht wiederum MuonID für eine nachgewiesene Myon-Spur und FV bezeichnet einen rekonstruierten Vertex im Fiducial Volume.

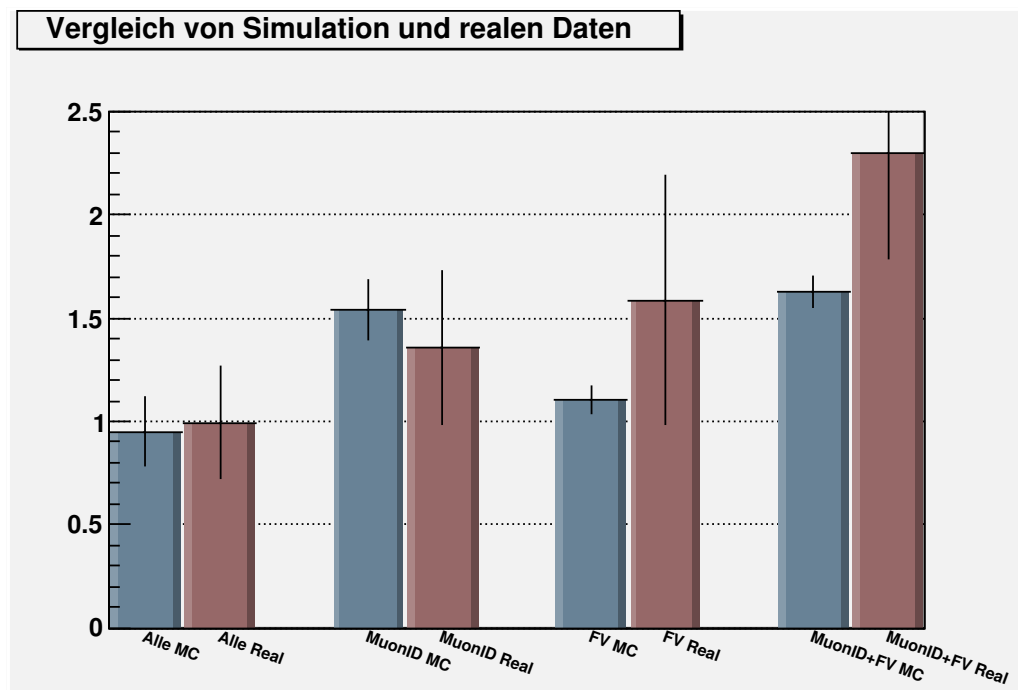


Abbildung 5.10: Jeder Doppel-Balken steht für eine Analyse. Der blaue Balken steht dabei jeweils für das theoretisch bestimmte Verhältnis der Reaktionszahlen, der rote für das aus den realen Daten ermittelte.

5.6.1 Auswirkung der CHORUS-Korrektur

Die Korrektur-Werte, die aus dem CHORUS-Experiment stammen, sollen wie in Kapitel 4.4 begründet die Nicht-Isoskalarität der Blei- und Eisen-Atome berücksichtigen. Sie zeigen, wie sich kleinste Veränderungen im Wirkungsquerschnitt auf das Verhältnis der Reaktionszahlen auswirken. Die Gewichtungsfaktoren dafür sind der Tabelle 5.13 zu entnehmen.

Material	w_{Chorus}
Blei	0,1317
Eisen	0,1273
6 andere Materialien	0,1235

Tabelle 5.13: Gewichtungsfaktoren für die Wechselwirkung von Neutrinos, die sich aufgrund der Nicht-Isoskalarität von Blei und Eisen ergeben. Die sechs anderen Materialien sind sämtliche im Detektor vorkommenden Elemente, die nicht Blei oder Eisen sind. Die Werte sind normiert, so dass sie in der Summe eins sind.

Die Abbildung 5.11 zeigt den Vergleich der theoretischen Erwartung aus der Simulation inklusive der CHORUS-Korrektur mit den realen Daten. Dabei stellt jeder Doppel-Balken das Verhältnis einer Analyse dar, in blau jeweils die Erwartung und in rot das reale Ergebnis. Die CHORUS-Korrektur zeigt, dass sich das erwartete Verhältnis der Reaktionszahlen in allen Analysen zu einer höheren Anzahl an Blei-Ereignissen verschiebt. Da der Wir-

	Alle Ereignisse	MuonID>0	FV	MuonID>0 & FV
MC-Daten	$0,982 \pm 0,168$	$1,590 \pm 0,148$	$1,140 \pm 0,072$	$1,682 \pm 0,080$
Reale Daten	$0,994 \pm 0,274$	$1,359 \pm 0,374$	$1,586 \pm 0,604$	$2,300 \pm 0,515$

Tabelle 5.14: Vergleich des aus der Simulation erwarteten Verhältnisses der Reaktionszahlen in Target- und Spektrometerbereich unter der Korrektur durch das CHORUS-Experiment mit dem gemessenen.

kungsquerschnitt von Blei größer ist als der von Eisen, entspricht dies der Erwartung.

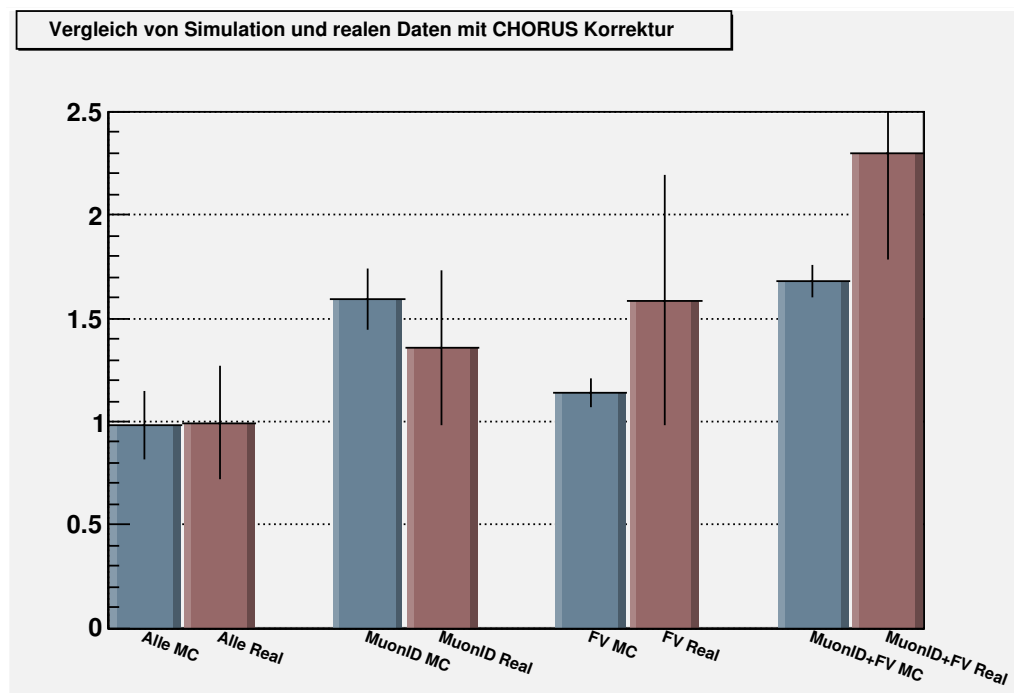


Abbildung 5.11: Jeder Doppel-Balken steht für die Analyse eines Cuts. Der blaue Balken steht dabei jeweils für das theoretisch bestimmte Verhältnis der Reaktionszahlen mit der CHORUS-Korrektur, der rote für das aus den realen Daten ermittelte.

5.6.2 Interpretation der Ergebnisse/Fehlerquellen

Eine gute Übereinstimmung des Verhältnisses der Reaktionszahlen im Target- und Spektrometerbereich wurde nur in der Analyse mit allen Ereignissen gefunden. Das Verhältnis beträgt dabei $0,994 \pm 0,274$, von OpCarac gezählt wurden 5439 CONTAINED-Ereignisse gegenüber 5474 SPECTRO-Ereignissen.

Innerhalb der Fehler stimmt das Verhältnis der theoretischen Erwartung in der Analyse mit der Forderung nach einer Myon-Spur gut mit dem realen Verhältnis überein. OpCarac ordnete 3817 Reaktionen dem Targetbereich und 2808 dem Spektrometerbereich zu, dies entspricht einem Verhältnis von $1,359 \pm 0,374$. Demgegenüber steht das theoretisch ermittelte Verhältnis von $1,541 \pm 0,149$.

Bei der Einführung eines Fiducial Volumens, welches sowohl für Blei- als auch für Eisen-

Ereignisse eine höhere Purity zur Folge hat, verschiebt sich das theoretische Verhältnis $\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}}$ im Vergleich zu den realen Daten zu niedrigeren Zahlen. In der Analyse, bei der nur Ereignisse mit einer primären Wechselwirkung im Fiducial Volume berücksichtigt werden, wird ein Verhältnis von $1,140 \pm 0,072$ erwartet, während real ein Verhältnis von $1,586 \pm 0,604$ bestimmt wurde. Die Analyse mit der Forderung nach einer Myon-Spur und einem primären Vertex im Fiducial Volume zeigt eine noch größere Verschiebung: Während ein theoretisches Verhältnis von $1,682 \pm 0,081$ vorhergesagt wird, liefern die realen Daten ein Verhältnis von $2,300 \pm 0,515$. Es werden folglich mehr Ereignisse im Targetbereich registriert bzw. ihm zugeordnet, als es die Simulation vorhersagt oder umgekehrt werden weniger Ereignisse im Spektrometerbereich nachgewiesen, als theoretisch erwartet. Aufgrund des großen Fehlers in der Ermittlung der Ereigniszahlen stimmt das theoretisch ermittelte Verhältnis $\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}}$ in der Analyse, die nur die Ereignisse mit einem primären Vertex im Fiducial Volume berücksichtigt, mit dem realen Verhältnis gerade noch überein.

Insgesamt fällt auf, dass sich in den realen Daten sowohl die Anzahl der nachgewiesenen CONTAINED- als auch die der SPECTRO-Ereignisse mit jedem Cut verringert, während der Anteil in der theoretischen Erwartung nur für die Ereignisse im Targetbereich sinkt.

Die Betrachtung der Verhältnisse des theoretischen Anteils von Blei-Ereignissen und der Anzahl nachgewiesener Blei-Ereignisse unter den drei Cuts zeigt eine Abweichung von im Mittel +10 % gegenüber dem Verhältnis der Analyse mit allen Ereignissen. Es werden folglich im Verhältnis mehr Blei-Ereignisse erwartet als in den realen Daten gemessen wurden. Die Untersuchung desselben Verhältnisses der Eisen-Ereignisse zeigt eine andere Tendenz. Die Forderung einer nachgewiesenen Myon-Spur verschiebt das Verhältnis um -10 %, es werden folglich theoretisch weniger Eisen-Ereignisse erwartet, als in den realen Daten gefunden. Der Fiducial Volume-Cut hat eine gegenteilige Auswirkung auf das Verhältnis. Dieses liegt um 50 % über dem Verhältnis ohne Cut, es werden im Verhältnis also weitaus mehr Eisen-Ereignisse erwartet, als in den realen Daten nachgewiesen.

Im Detail heißt dies, dass die Efficiency von Monte-Carlo-Simulationen (sowohl in Blei als auch in Eisen) und realen Ereignissen nach Anwendung des MuonID- und Fiducial Volume-Cuts unterschiedlich ist und somit das Ergebnis verfälscht wird. Das Verhältnis $\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}}$ unter dem MuonID-Cut ist in der theoretischen Erwartung größer als real gemessen. Der Fiducial Volume-Cut hat eine gegenteilige Auswirkung und führt zu einem kleineren, aus den Simulationen resultierenden Verhältnis als in den realen Daten gefunden wird. Dass in den Monte-Carlo-Daten angenommen wird, dass der Detektor immer zu 100 % funktioniert und kein Teil einen Fehler bei der Datenaufnahme macht, könnte eine Begründung für die unterschiedliche Efficiency der Cuts sein. Davon kann bei realen Daten nicht immer ausgegangen werden.

Eine weitere Fehlerquelle sind die großen Fehler von Efficiency, Purity und Impurity, die sich bei Multiplikation potenzieren. Auch in der Bestimmung der Masse wird eine Ungenauigkeit von $\pm 0,1$ t angenommen, die sich aus der mit OpGeom erfolgten Abschätzung ergibt.

Bei der Analyse der simulierten Daten in dieser Diplomarbeit gehen keine Ereignisse ein, die aus der Reaktion eines Neutrinos mit dem die Halle umgebenden Felsgestein entstanden sind. Die dabei entstehenden Myonen können ebenfalls Energie im Detektor deponieren und somit einem Wechselwirkungsort zugeordnet werden. Die größte Auswirkung hätte dies auf

die Analyse, die alle Ereignisse berücksichtigt, da sie keiner Einschränkung unterliegt.

Der in die OPERA-Software implementierte Kalman-Filter², der für die Rekonstruktion der Myon-Spur zuständig ist, kann nicht grundsätzlich zu jedem Ereignis die Myon-Spur rekonstruieren und etwa bei zu geringer Energiedeposition nicht zu jedem Ereignis den richtigen Vertex finden. Auch durch Rückstreuung entstandene Energiedepositionen können eine Verschiebung des Vertex bewirken. Dies hat Auswirkungen auf die Analysen, in denen der MuonID- bzw. Fiducial Volume-Cut angewendet wurden und liefert einen Beitrag zu der großen Abweichung des theoretisch vorhergesagten und des real gemessenen Verhältnisses.

²Ein für das Entfernen von Messverfälschungen entwickelter mathematischer Algorithmus, der Rückschlüsse auf den exakten Zustand eines linearen Systems erlaubt.

Kapitel 6

Zusammenfassung der Ergebnisse

Ziel der Diplomarbeit war die Ermittlung des theoretischen Verhältnisses der Reaktionszahlen von Neutrinos im Target- und Spektrometerbereich des OPERA-Detektors. Die Analyse erfolgte mit Monte-Carlo-Simulationen, die für sämtliche aus dem Energieprofil des CNGS-Strahls resultierenden Streuarten für Reaktionen in Blei bzw. Eisen gemacht wurden. Zunächst wurde ermittelt, wieviele Ereignisse durch die Charakterisierungs-Software OpCarac einer Ereignisklasse zugeordnet werden konnten und wie hoch die Wahrscheinlichkeit einer richtigen oder falschen Zuordnung ist. Daraus wurde der relative Anteil an allen nachgewiesenen Ereignissen ermittelt. Für realistische Reaktionszahlen wurden diese bezüglich der Streuart, der unterschiedlichen Masse der Detektorkomponenten sowie der unterschiedlichen Reaktion von Neutrino oder Anti-Neutrino gewichtet. Die Analyse des Verhältnisses der Reaktionszahlen wurde für vier unterschiedliche Cuts durchgeführt. Für die Ermittlung des Verhältnisses $\frac{N_{CONT}}{N_{SPEC}}$ realer Ereignisse wurden alle Daten der Jahre 2008 und 2009 verwendet.

Der Vergleich mit den realen Daten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung für die Analyse, bei der alle Ereignisse berücksichtigt werden. Auch die Analysen mit der Forderung nach einer nachgewiesenen Myon-Spur bzw. nach einem primären Vertex im Fiducial Volume, führen jeweils zu einem Verhältnis, welches innerhalb der Fehler gleich ist. Auffällig hierbei ist, dass die Efficiency der genannten Cuts im Vergleich zur Analyse mit allen Ereignissen für Simulation und reale Daten unterschiedlich ist. Einzig die Analyse, die beide Cuts vereint, zeigt auch innerhalb der Fehler keine Übereinstimmung. Die vorher genannte unterschiedliche Efficiency scheint sich nicht aufzuheben.

Die Ergebnisse sind plausibel, jedoch lassen Fehler von z. T. über 20 % keine definitive Aussage zu. Ein großes Problem in allen Analysen sind die großen Unsicherheiten, die sich durch sämtliche Rechnungen ziehen. Für weitere Untersuchungen von Reaktionszahlen und deren Verhältnis zueinander müsste der Fehler durch geeignete Maßnahmen wie eine genauere Bestimmung der Massen, Untersuchung der abweichenden Efficiency nach Anwendung der Cuts oder eventuell die Optimierung von OpCarac verringert werden. Dadurch könnten auch weitere Aussagen über die Funktion des Detektors getroffen werden.

Anhang A

Aufstellung aller mehrkomponentigen Materialien

Material	Komponenten	Masse [t]	Atome [10^6 mol]	Protonen/Neutronen [10^{29} Teilchen]
Szintillator	Kohlenstoff	57,7	3,29441	119,30/119,25
	Wasserstoff	4,9	4,85786	29,05/0,23
Polystyren	Kohlenstoff	12,7	1,05444	38,10/38,17
	Wasserstoff	1,4	1,41861	8,54/0,07
	Sauerstoff	11,4	0,71496	34,44/34,44
Nylon	Kohlenstoff	11,1	0,92334	33,36/33,42
	Wasserstoff	1,7	1,69271	10,19/0,08
	Sauerstoff	2,5	0,15343	7,39/7,39
	Stickstoff	2,2	0,15413	6,50/6,50
Bakelit	Wasserstoff	1,2	1,16931	7,04/0,06
	Kohlenstoff	16,0	1,33421	48,21/48,30
	Sauerstoff	3,5	0,21712	10,46/10,46
Emulsion	Silber	14,8	0,22603	63,97/83,35
	Brom	9,5	0,13671	28,80/37,47

Tabelle A.1: Aufstellung aller mehrkomponentigen Materialien

Literaturverzeichnis

- [AJ75] C. H. Albright, C. Jarlskog. *Neutrino production of M^+ und E^+ heavy leptons (I)*, Nuclear Physics B, (1975), 84-467.
- [Ams08] C. Amsler et al. *Review of particle properties*, Physical Letters **B667**, 1 (2008).
- [Bic07] D. Bick, *Data Evaluation and CNGS Beam Localization with the Precision Tracker of the OPERA Detector*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [CG04] C. Giunti, M. Laveder, *Neutrino Mixing*, arXiv:hep-ph/0310238 v2, (2004).
- [Cle98] B. T. Cleveland et al., *Measurement of the solar electron neutrino flux with the homestake chlorine detector*, Astrophys. J., **496** (1998), 505-526.
- [Col00] The OPERA Collaboration, *An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam*, Experiment Proposal (2000).
- [Col03] The CHORUS Collaboration, *Measurement of the Z/A dependence of neutrino charged-current total cross-sections*, The European Physical Journal C, **30** (2003), 159-167.
- [Col05] Super-Kamiokande Collaboration, *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*, Physical Review D **71** (2005) 112005.
- [DGG⁺62] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Ledermann, N. B. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberger, *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Physical Review Letters **9** (1962), 36-44.
- [Eid04] S. Eidelman et al., *Review of Particle Physics*, Physical Letters **B592**, 1, (2004).
- [Fer06a] T. Ferber, *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, (2006).
- [Fer06b] A. Ferrari et al., *An updated Monte Carlo calculation of the CNGS neutrino beam*, CERN-AB-Note-2006-038 (2006).
- [Fer10] T. Ferber, *First results of the electronic Detectors of the Neutrino Oscillation Experiment OPERA*, Dissertation (Unveröffentlicht und preliminary), Universität Hamburg (2010).

- [GST95] D. F. Geesaman, K. Saito, A. W. Thomas, *The Nuclear EMC Effect*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **45** (1995) 337–390.
- [Jes09] H. Jeschke, *Der Overall-Trigger für das Driftröhrenspektrometer des OPERA-Neutrinoexperimentes*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2009).
- [Kay08] B. Kayser, *Neutrino Oscillation Phenomenology*, (2008).
- [Lai00] H. L. Lai, *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, European Physics J. C **12** (2000), 375.
- [Len07] J. Lenkeit, *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [MNS62] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. **28** (1962), 870.
- [Nak06] T. Nakamura et al., *The OPERA film: New Nuclear emulsion for large-scale, high-precision experiments*, Nuclear Instr. Meth. **A556** (2006), 80–86.
- [Old09] C. Oldorf, *Studien zu den Nachweiseigenschaften des OPERA-Driftröhrenspektrometers*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2009).
- [Ope] Offizielle Plots der OPERA Kollaboration. <http://emulsion.na.infn.it/wiki/> .
- [Osp08] R. Ospanov, *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*, FERMILAB-Thesis, 04, 2008.
- [Pau78] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, Phys. Today **31N9** (1978) 27.
- [Per75] M. L. Perl et al., *Evidence for anomalous lepton production in $e^+ e^-$ annihilation*, Physical Review Letters **35** (1975) 1489.
- [Pon57] B. Pontecorvo, *Mesonium and antimesonium*, Sov. Phys. JETP **6** (1957) 429.
- [Pov04] Povh, Scholz, Zetsche, Rith, *Teilchen und Kerne*, Springer (2004).
- [PY02] E. A. Paschos, J. Y. Yu, *Neutrino interactions in oscillation experiments*, Physical review D **65** (2002).
- [RC56] F. Reines, C. L. Cowan, *The neutrino*, Nature **178** (1956) 446–449.
- [Sch95] P. Schmäser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer (1995).
- [Sch97] N. Schmitz, *Neutrino-Physik*, Teubner Verlag (1997).
- [Wol78] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillation in matter*, Physical Review D **17** (1978) 2369–2374.

-
- [Won07] B. S. Wonsak, *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [Zim05] R. Zimmermann *The precision tracker of the OPERA detector*, Nuclear Instr. Meth. **A555** (2005), 435–450.
- [Zim06] R. Zimmermann, *Status of the OPERA Experiment*, arXiv:physics/0604101 (2006).

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich noch DANKE sagen.

Bei meiner ersten Gutachterin Prof. Dr. Caren Hagner möchte ich mich für die Übertragung dieser Diplomarbeit und bei Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall für die Unterstützung und die Erstellung des Zweitgutachtens bedanken.

Bei der Arbeitsgruppe möchte ich mich für den Einblick in wissenschaftliche Arbeit während eines interessanten und lustigen Jahres mit viel Kuchen, Obst und „Hello Kitty“ bedanken. Mein besonderer fachlicher Dank gilt Torben Ferber, Belina von Krosigk und Dr. Björn Wonsak für Hilfe, Anregungen, Tipps und unermüdliches Beantworten meiner zahlreichen Fragen. Ein großer Dank gilt Daniel Bick, Nadine Heidrich, Annika Hollnagel, Jan Lenkeit und Christian Oldorf für das Korrekturlesen meiner Arbeit. Für eine tolle Zeit im Mädchenbüro danke ich Nadine Heidrich, Annika Hollnagel und Stefanie Kietzmann. Ein Dankeschön auch an Martin Hierholzer, der jedes kleinere und größere Computer-Problem behoben hat.

Mein außerfachlicher Dank geht an meine Familie und Freunde, die mich während der gesamten Studienzeit unterstützt haben und mir auch in schweren Zeiten stets zur Seite gestanden haben, besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle Franziska Herrmann, Friedericke Schmidt, Brüning Cords, Mario Müller und Anne Fischer.

Meinem Schatz Peter Sahling danke ich für das Verständnis und die Unterstützung während des vergangenen Jahres.

Zu guter Letzt gilt mein Dank meiner Mutter Karin Cords, die immer für mich da war und ist und mich in jeder Lebenssituation unterstützt hat.

Erklärung gemäß Diplom-Prüfungsordnung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Ich bin mit einer Veröffentlichung dieser Arbeit einverstanden.

Hamburg, den 1. April 2010

Nina Cords