

Die Spurrekonstruktion für das
Driftröhren-Myon-Spektrometer des
Neutrino-Experiments OPERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Björn S. Wonsak
aus Lübeck

Hamburg
2007

Gutachterin/Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. Caren Hagner Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall
Gutachterinnen des Disputation:	Prof. Dr. Caren Hagner Prof. Dr. Beate Naroska
Datum der Disputation:	20.9.2006
Vorsitzender des Prfungsausschusses:	Dr. Hans Dierk Rter
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. Gnter Huber
Departmentleiter des Departments Physik:	Prof. Dr. Robert Klanner
MIN-Dekan der Fakultt des Departments Physik:	Prof. Dr. Arno Frhwald

The reconstruction of tracks with the drift tubes in the muon spectrometers of the neutrino experiment OPERA

Björn S. Wonsak

13. November 2007

Abstract

In this thesis the reconstruction of tracks within the OPERA muon spectrometer is described as well as parts of the simulation software concerning the drift tubes. A method minimising the χ^2 of the tracks is used for the fit, which is supported by likelihood considerations during the pattern recognition. An analytical description of the time to distance relation for the OPERA drift tubes is introduced to be used in the fit. For simulated events of cosmics a resolution of $410 \pm 4 \mu\text{m}$ and an efficiency of more than 93% has been acquired. For real cosmic data from the OPERA detector a resolution of $374 \pm 3 \mu\text{m}$ and an efficiency of up to 84% has been reached. The acquired angular resolution of 1,2 mrad is sufficient to achieve a momentum resolution of 25% up to momentums of 25 GeV.

Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA

Björn S. Wonsak

13. November 2007

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird die Rekonstruktionssoftware für das Myon-Spektrometer des OPERA-Experiments beschrieben, sowie alle die Driftröhren betreffenden Elemente der Simulationssoftware. Für den Fit der zu rekonstruierenden Spuren wird ein χ^2 -Minimierungsverfahren verwendet, das während der Mustererkennung durch Likelihood-Betrachtungen unterstützt wird. Eine analytische Beschreibung der Drift-zu-Orts-Beziehung der OPERA-Driftröhren wird eingeführt, um den Fit zu erleichtern. Für simulierte kosmische Teilchen wurde eine Ortsauflösung von $410 \pm 4 \mu\text{m}$ und eine Effizienz von über 93% ermittelt, während sich für echte Daten eine Auflösung von $374 \pm 3 \mu\text{m}$ und eine Effizienz von bis zu 84% ergab. Eine Winkelauflösung von 1,2 mrad konnte erreicht werden, so dass eine Impulsaufklärung des Spektrometers von besser als 25% bei Impulsen bis 25 GeV gewährleistet ist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinoophysik	3
2.1	Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik	3
2.2	Neutrinooszillation im Vakuum	5
2.3	Oszillation in Materie	10
2.4	MSW-Effekt	17
2.5	Derzeitiger Stand	18
3	Das OPERA-Experiment	25
3.1	Überblick	26
3.2	Der Cern Neutrinos to Gran Sasso (CNGS) Neutrinostrahl	27
3.3	Der OPERA-Detektor	31
3.3.1	Das Target	31
3.3.2	Das Myon-Spektrometer	33
3.4	Datenanalyse	35
3.4.1	Taunachweis	35
3.4.2	Energie- und Impulsmessung	38
3.4.3	Untergrund-Ereignisse	42
3.4.4	Nachweisempfindlichkeit	44
4	Der Precision-Tracker	47
4.1	Funktionsweise von Driftröhren	47
4.2	Aufbau des Precision Trackers	49
4.3	Der Trigger	52
4.4	Das Driftzeitspektrum und die Drift-zu-Ort-Beziehung	54
4.5	Die Auflösungsfunktion	57
5	Die OPERA-Software	61
5.1	Überblick	61
5.2	Geometrie	63
5.3	Datenstruktur	64
5.4	OpAlgo	65
5.5	Softwarekette	66
5.6	Digitalisierung für die Driftröhren	68
5.7	OpRec	73

5.8	OpUtils	76
6	Spurrekonstruktion in den Driftröhren	77
6.1	DTubeReco	78
6.2	Alignement	79
6.3	Timing	80
6.4	Mustererkennung	85
6.5	Fit	88
6.6	Resultate des Fits	89
6.7	Impulsbestimmung	95
7	Zusammenfassung und Ausblick	102
	Literaturverzeichnis	104
	Abbildungsverzeichnis	109
	Danksagung	111

Kapitel 1

Einleitung

Seit den siebziger Jahren des letzten Jahrhunderts (1967/68) beschreibt das von Glashow, Salam und Weinberg eingeführte Standardmodell (SM) der Teilchenphysik sehr erfolgreich die Prozesse, die an den großen Teilchenbeschleunigern beobachtet werden. So konnten bis auf das Higgs-Boson alle vom Standardmodell vorhergesagten Teilchen nachgewiesen werden und auch die gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen mit einer bemerkenswerten Präzision, von zum Teil besser als ein Promille, mit den Vorhersagen überein. Aber obwohl es seine Zuverlässigkeit bisher so eindrucksvoll unter Beweis gestellt hat, kann es doch nicht alle Fragen der Teilchenphysik beantworten.

Um die Teilchenphysik auf Abweichungen von diesem Modell und damit auf mögliche weitergehende Physik zu untersuchen, gibt es prinzipiell zwei Strategien. Zum einen bedeuten immer höhere Energien in der Teilchenphysik, analog zur Optik, auch höhere Auflösung. Man kann also die Physik auf immer kleineren Skalen prüfen, um so vielleicht Hinweise auf 'neue' Physik zu finden. Die zweite Strategie ist es, nach seltenen Prozessen, beziehungsweise kleinen Abweichungen vom Modell, zu suchen, was immer feinerer Messmethodik bedarf.

Da Neutrinos nur schwach wechselwirken und eine um viele Größenordnungen kleinere Masse als das Elektron haben, muss die Neutrinophysik in gewisser Weise der zweiten dieser Kategorien von Experimenten zugeordnet werden. So steht der Umstand, dass Neutrinos oszillieren und somit zumindest zum Teil eine von Null verschiedene Masse besitzen, bereits im Widerspruch zu der Annahme des Standardmodells, dass Neutrinos keine Masse haben. In diesem Sinne bieten Neutrinooszillationen die einmalige Gelegenheit 'neue' Physik zu untersuchen, die dann in späteren Modellen, die über das Standardmodell hinausgehen, wiedergegeben werden muss.

In den vergangenen Jahren haben verschiedene Experimente deshalb den Neutrinofluss aus unterschiedlichen Quellen untersucht. Dabei wurden hauptsächlich Flüsse gemessen, die unter den Erwartungen für nichtoszillierende Neutrinos der erzeugten Art lagen. Im Jahre 2001 gelang dem Sudbury Neutrino Observatorium (SNO) zusätzlich, am Beispiel der Sonnenneutrinos, zu zeigen, dass der Gesamtfluss aller Neutrinoarten aber konstant ist. Da sich all diese Ergebnisse konsistent mit Neutrinooszillationen beschreiben lassen, gelten diese inzwischen als gut etabliert. Um das Bild, dass die drei bekannten Neutrinoarten durch Oszillationen

ineinander übergehen, aber zu vervollständigen, steht noch der Beweis aus, dass Muoneneutrinos tatsächlich in Tauneutrinos oszillieren.

Das OPERA¹-Experiment wurde speziell für diese Aufgabe entworfen. Dazu wird am CERN ein hochenergetischer ν_μ -Strahl erzeugt, der in 732 km Entfernung auf das Gran Sasso Untergrundlabor in den Abruzzen trifft. Dort soll der OPERA-Detektor, durch den Nachweis von Taus in einen Blei-Emulsionstarget², beweisen, dass sich tatsächlich mehr Tauneutrinos in diesem Strahl befinden, als an seinem Entstehungsort.

Als Trigger und zur vollständigen kinematischen Analyse dienen elektronische Detektorkomponenten, zu denen auch zwei Magnetspektrometer gehören. Teil dieser Spektrometer ist der Precision Tracker³ (PT), der an der Universität Hamburg entwickelt und getestet wurde und der aus etwa 10000 Driftröhren besteht.

Die mit dieser Arbeit verbundene Aufgabe war es, eine Software zu entwickeln, die die Rekonstruktion von Teilchenspuren innerhalb des PTs erlaubt und gegebenenfalls den Impuls dieser Teilchen ermittelt. Dazu gehörte auch, zu gewährleisten, dass der PT korrekt und mit allen für seine Datenqualität relevanten Aspekten, in der Simulations- und Analysesoftware des Experiments integriert ist. Um Erfahrungen mit entsprechenden Daten sammeln zu können, wurde außerdem bei der Inbetriebnahme eines Teststandes für die OPERA-Driftröhren geholfen. Besonderes Interesse bestand dabei an der analytischen Beschreibung der Drift-zu-Ort-Beziehung.

In Kapitel 2 wird ein kurzer Überblick über die theoretische Beschreibung von Neutrinooszillation gegeben, sowie der derzeitige experimentelle Stand zusammengefasst. Dabei wurde insbesondere versucht zu verstehen, inwieweit sich Näherungen der Oszillationsformeln bei OPERA auswirken. Das Kapitel 3 ist dem Aufbau und dem Konzept des OPERA-Detektors gewidmet. Der PT wird in Kapitel 4 detailliert erklärt, wobei besonders auf alle für das Verständnis und die Auswertung der Driftzeiten nötigen Aspekte eingegangen wird. Kapitel 5 beschreibt die Simulations- und Analysesoftware. Besonders herausgestellt werden hier alle die Programmteile, die den PT betreffen, insbesondere die Digitalisierung der simulierten Driftröhrendaten. Der wesentliche Teil der Arbeit, die Rekonstruktionssoftware, wird in Kapitel 6 erläutert und seine Funktionstüchtigkeit anhand von simulierten, wie auch echten Daten unter Beweis gestellt. Abschließend folgt eine kurze Zusammenfassung inklusive eines Ausblicks auf mögliche Erweiterungen und Verbesserungen der Rekonstruktion.

¹Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus

²target: Englisch für Ziel

³engl. Präzisions-Spurdetektor

Kapitel 2

Neutrinoophysik

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die Eigenschaften von Neutrinos gegeben. Begonnen wird mit einer Erläuterung der Rolle der Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik. Anschließend werden Neutrinooszillationen im Vakuum und in Materie erklärt. Dazu werden kurz die wichtigsten Formeln und Parameter eingeführt und einige für Experimente wichtige Beobachtungen herausgehoben, wobei besonderes Augenmerk auf die im OPERA-Experiment untersuchte $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Oszillation gelegt wird. Um ein Gefühl für die Auswirkungen von Näherungen und von der Materie im OPERA-Experiment zu bekommen, wurden dazu für diese Arbeit einige Graphen mit den entsprechenden Parametern erstellt. Abschließend wird der aktuelle Wissensstand auf dem Gebiet der Neutrinooszillationen präsentiert, wobei kurz auf die dazu beitragenden Experimente eingegangen wird.

2.1 Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik erlaubt es, alle uns bisher bekannten elementaren Teilchen und ihre fundamentalen Wechselwirkungen untereinander, mit Ausnahme der Gravitation, zu beschreiben. Es handelt sich um eine lokale Eichtheorie mit der Eichgruppe $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Unter dem Eichprinzip versteht man die Forderung, dass die Lagrange-Dichte der Teilchen gegenüber Transformationen innerhalb der Eichgruppen invariant sein soll. 'Lokal' heißt, dass diese Transformationen ortsabhängig sein dürfen. Um diese Invarianz zu gewährleisten, muss man sogenannte Eichfelder einführen. Diese Vektorfelder koppeln an die Spinoren, die die Teilchen beschreiben, und können demnach als Felder der Wechselwirkungen interpretiert werden. So wurden zum Beispiel im elektroschwachen $SU(2) \times U(1)$ Standardmodell von Glashow, Salam und Weinberg (1967/68) die geladenen beziehungsweise neutralen W- und Z-Bosonen als Austauschpartikel der Wechselwirkung vorhergesagt und 1983 experimentell bestätigt. Lokale Phasentransformationen $U(1)_Q$ führen zur Existenz des Photons, dabei gibt ein konstanter Faktor in der Transformationsphase die Stärke der Kopplung an und kann somit als elektrische Ladung des Teilchens interpretiert werden. Entsprechend führen lokale Transformationen bezüglich des schwachen Isospins und

der schwachen Hyperladung zur Existenz der beiden W- und des Z-Bosons und solche bezüglich der Farb-SU(3)-Gruppe der Quarks, also bezüglich ihrer Farbladung, zu den acht Gluon-Feldern. Das c^1 unter der SU(3)-Gruppe bezieht sich auf diese Farbladung, weshalb die entsprechende Theorie auch als Quantenchromodynamik (QCD) bezeichnet wird. Das Y hinter der elektroschwachen $SU(2)_L \times U(1)$ Eichgruppe steht hingegen für die schwache Hyperladung, die sich nach der Gell-Mann-Nishijima-Relation $Q = I_3 + Y/2$ aus der elektrischen Ladung Q und der dritten Komponente des schwachen Isospins I_3 ergibt, während das L hinter der schwachen Isospingruppe SU(2) bedeutet, dass sie nur auf linkshändige Fermionen wirkt. Die Teilchen werden deshalb in linkshändige Dubletts und rechtshändige Singulets eingeteilt. Es gibt drei Familien von Leptonen, welche keine Farbladung tragen und deshalb nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, sowie drei Familien von Quarks. Eine Übersicht mit den Quantenzahlen der schwachen Wechselwirkung ist in Tabelle 2.1 gegeben.

Leptonen	(I, Y)	Quarks	(I, Y)
Dubletts:		Dubletts:	
$(\nu_e)_L (\nu_\mu)_L (\nu_\tau)_L$ $(e)_L (\mu)_L (\tau)_L$	$(\frac{1}{2}, -1)$	$(u)_L (c)_L (t)_L$ $(d)_L (s)_L (b)_L$	$(\frac{1}{2}, \frac{1}{3})$
Singulets:		Singulets:	
---	-	$u_R c_R t_R$	$(0, \frac{4}{3})$
$e_R \mu_R \tau_R$	$(0, -2)$	$d_R s_R b_R$	$(0, -\frac{2}{3})$

Tabelle 2.1: Die Werte der Quantenzahlen (I, Y) für den schwachen Isospin und die Hyperladung der fundamentalen Fermionenmultipletts der $SU(2)_L \times U(1)_Y$ -Theorie

Es fällt auf, dass es im SM nur linkshändige Neutrinos (und rechtshändige Antineutrinos) gibt. Das heißt, sollte es rechtshändige Neutrinos geben, so werden ihre Wechselwirkungen, wenn sie welche haben, nicht durch das Standardmodell beschrieben. Rechthändige Neutrinos sind somit eine mögliche Realisierung von sterilen Neutrinos, die wiederum Kandidaten für dunkle Materie sind.

Aus der Lorentzinvarianz der Theorie, die man fordern muss, damit sie auch für relativistische Teilchen gilt, folgt nach Dirac (Dirac-Gleichung) außerdem, dass zu jedem dieser Teilchen noch ein Antiteilchen mit komplementären Quantenzahlen existiert. Schließlich muss noch die Masse der Teilchen erklärt werden, da die Eichinvarianz nur dann erfüllt ist, wenn die Eichbosonen masselos sind und zwei Teilchen eines Dubletts identische Masse besitzen. Hierzu benötigt das Standardmodell den Higgsmechanismus. Dazu braucht man ein Hintergrundfeld geeigneter Ladung, dessen Erwartungswert im Grundzustand, also Vakuum, nicht verschwindet, so dass zum Standardmodell auch noch ein skalares Teilchen, das

¹für englisch colour

Higgs, gehört. Dieses dient als Abschirmung der Wechselwirkung, man spricht in diesem Zusammenhang aber auch von spontaner Symmetriebrechung. Durch diesen Mechanismus erhalten alle Fermionen, sowie die W- und das Z-Boson, eine von Null verschiedene Masse. Eine Ausnahme stellen die Neutrinos dar, die weiterhin als masselos angenommen werden.

Die Neutrinos stehen in diesem Modell also in mehrfacher Hinsicht heraus und sind insofern eine genauere Betrachtung wert. Darüber hinaus gibt es außerdem sehr starke Hinweise, dass Neutrinos, wie weiter unten beschrieben, durch Oszillation ihren schwachen Eigenzustand², also ihre Familienzugehörigkeit wechseln können. Das allein wäre schon im Widerspruch zur SM-Annahme, dass die Leptonenfamilienzahlen, L_e , L_μ und L_τ jeweils einzeln erhalten seien. Außerdem bedeutet dies, dass es nicht drei Neutrinoarten gibt, die jeweils unterschiedliche Elementarteilchen darstellen, sondern es vielmehr nur eine Neutrinoart gibt, die sich aber, je nach dem Zustand, in dem ein solches Neutrino gerade befindet, auf unterschiedliche Weise manifestieren kann. Die Sicht auf das Neutrino als Elementarteilchen muss also überdacht werden. Ein zweiter Widerspruch entsteht dadurch, dass die an Oszillationen beteiligten Neutrinos aber unterschiedliche und damit zum Teil von Null verschiedene Massen haben müssen. Somit bieten Neutrinos eine hervorragende Gelegenheit nach 'neuer', das heißt vom SM nicht beschriebener Physik zu suchen, um so theoretische Modelle, wie 'Grand Unified Theories' (GUTs) oder die Supersymmetrie, einzuschränken.

2.2 Neutrinooszillation im Vakuum

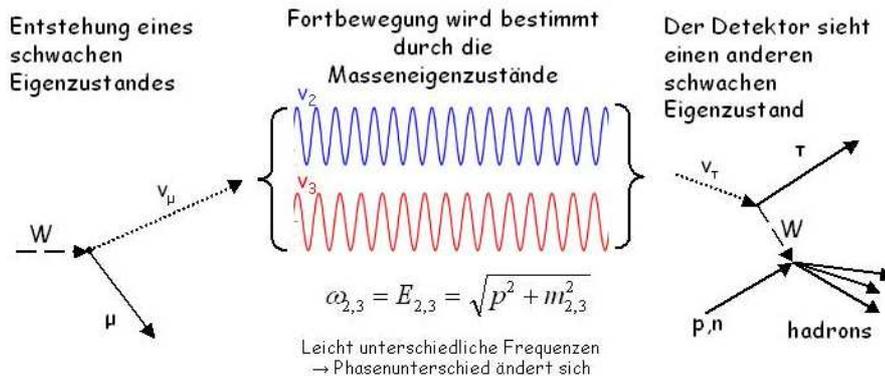


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Oszillationsprinzips. An der Quelle entsteht ein reiner, schwacher Eigenzustand. Dieser ist eine Mischung aus Massenzuständen, die sich unterschiedlich ausbreiten. Dadurch verändert sich die Phasendifferenz zwischen den Masseneigenzuständen, also deren Mischung, so dass im Detektor ein anderer schwacher Eigenzustand nachgewiesen werden kann.

Heute wird mit hoher Sicherheit angenommen, dass Neutrinos durch Oszillation ihren schwachen Eigenzustand ändern, also mische³. Diese Oszillationen wurden

²engl. auch Flavour genannt

³Auf Englisch spricht man von neutrino mixing.

das erste Mal von Pontecorvo vorgeschlagen und später von Maki, Nakagawa und Sakata [2] ausgearbeitet. Die Grundvoraussetzung für diese Oszillationen ist, dass die in der schwachen Wechselwirkung auftretenden, einem Lepton zugeordneten, Neutrinos, die wir schwache Eigenzustände $|\nu_{\alpha=e,\mu,\tau}\rangle$ nennen, keine reinen Massenzustände sind, sondern vielmehr eine Linearkombination von im Allgemeinen nicht-entarteten Massenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit festen Massen m_i . Wegen der unterschiedlichen Massen entwickeln sich die $|\nu_i\rangle$ auch mit unterschiedlichen Phasen in der Zeit. Dadurch wird der bei der Entstehung reine, schwache Eigenzustand $|\nu_\alpha\rangle$ eine zeitabhängige Mischung, die im Experiment mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit als eine andere Neutrinoart $|\nu_\beta\rangle$ mit $\beta \neq \alpha$ nachgewiesen wird (siehe Abbildung 2.1). Da diese Wahrscheinlichkeit periodisch vom Verhältnis der Flugstrecke L und der Energie E des Neutrinos (L/E) abhängt, spricht man von Oszillation. Wichtige Beispiele für ähnliches Verhalten sind die Mischungen von $K^0 - \bar{K}^0$ und $B^0 - \bar{B}^0$ mit deren Hilfe man CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung misst.

Die beiden Arten von Eigenzuständen von Neutrinos hängen über eine unitäre Matrix, der Mischungsmatrix, die nach den oben genannten Physikern auch PMNS- Matrix genannt wird, zusammen:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle. \quad (2.1)$$

Eine komplexe unitäre $n \times n$ Matrix wird im Allgemeinen durch $(n-1)^2$ unabhängige Parameter beschrieben. In Analogie zur Rotationsmatrix wählt man üblicherweise $\frac{1}{2}(n-1)$ reelle Mischungswinkel. Die restlichen Parameter sind dann sogenannte CP-verletzende Phasen, die so heißen, weil sie, wenn sie von 0 oder π verschieden sind, dafür sorgen, dass die Mischungsmatrix einen imaginären Anteil hat, wodurch sich die Mischungsmatrix für Teilchen und Antiteilchen unterscheiden würde. Für drei Neutrinoarten braucht man also drei schwache Mischungswinkel θ_{12}, θ_{13} und θ_{23} sowie eine CP-verletzende Phase δ , sodass sich die Mischungsmatrix in drei Drehmatrizen darstellen lässt:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

mit $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$ und $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$. Oder ausmultipliziert:

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{-i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{-i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Diese Matrix ist der elektroschwachen Mischungsmatrix, der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM), die die Quark-Mischung beschreibt, analog. Allerdings verwendet man zur Parametrisierung der CKM-Matrix gewöhnlich Eulerwinkel, was hier nicht der Fall ist, da hier ein Winkel für jede Hauptachse des Raums der schwachen Eigenzustände genommen wurde. Für den Fall, dass Neutrinos Majorana-Teilchen⁴ und keine Dirac-Teilchen sind, muss die Übergangsmatrix noch um zwei Majorana-Phasen α_1 und α_2 erweitert werden, was üblicherweise durch eine Multiplikation mit einer zusätzlichen Matrix

$$M_{Mj} = \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

geschieht. Die Majorana-Phasen haben aber keinen Einfluss auf die Oszillationen, weshalb sie häufig nicht berücksichtigt werden. In anderen Prozessen, wie beispielsweise dem neutrinolosen Doppelbetazerfall, ist dies aber nicht immer möglich.

Berücksichtigt man nun, dass die Masseneigenzustände sich nach

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle; E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.5)$$

unterschiedlich in der Zeit entwickeln und rechnet mit ihrer Hilfe die zeitabhängige Übergangsamplitude aus, so sieht man, dass deren Quadratsbetrag, also die Wahrscheinlichkeit, dass ein Neutrino von einem schwachen Eigenzustand in den anderen wechselt, nur dann verschwindet, wenn alle Masseneigenzustände die gleiche Masse haben. Bei genügend hohen Energien, und das ist bei den meisten Experimenten, wie auch bei OPERA, der Fall, kann man wegen ihrer geringen Masse davon ausgehen, dass Neutrinos mit Lichtgeschwindigkeit fliegen. Deshalb wird meist die Übergangswahrscheinlichkeit $P(\alpha \rightarrow \beta; t)$ nicht in ihrer zeitlichen Abhängigkeit, sondern in ihrer Abhängigkeit von der Flugstrecke $L \approx ct$ angegeben. Es gilt

$$P(\alpha \rightarrow \beta; L) = \delta_{\alpha\beta} - 2\text{Re} \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} [1 - e^{-i\Delta_{ij}}], \quad (2.6)$$

wobei die Phasendifferenz Δ_{ij} gegeben ist durch

⁴ $\nu_l = \bar{\nu}_l$

$$\Delta_{ij} = (E_i - E_j)t = \frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \cdot \frac{L}{E}. \quad (2.7)$$

Bildet man soweit wie möglich den Realteil, ergibt sich

$$P(\alpha \rightarrow \beta; L) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} \operatorname{Re} J_{\alpha\beta}^{ij} \sin^2 \frac{\Delta_{ij}}{2} + 2 \sum_{j>i} \operatorname{Im} J_{\alpha\beta}^{ij} \sin \Delta_{ij} \quad (2.8)$$

mit

$$J_{\alpha\beta}^{ij} = (U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}) . \quad (2.9)$$

Der hintere Teil von Gleichung 2.8, der wegfällt, wenn die Übergangsmatrix reell ist, es also zum Beispiel keine CP-verletzende Phase gibt, lässt sich leicht vereinfachen, da für alle α, β, i und j

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} J_{\alpha\beta}^{ij} &= (-1)^{\alpha+\beta+i+j} J = (-1)^{\alpha+\beta+i+j} J_r \sin \delta \\ &= (-1)^{\alpha+\beta+i+j} s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} c_{13}^2 \sin \delta \end{aligned} \quad (2.10)$$

gilt. Der aus allen Mischungswinkel sowie der CP-verletzenden Phase abgeleitete Faktor J , wird Jarlskog-Faktor genannt. Man kann ihn als Maß für die CP-Verletzung bei Neutrinooszillationen ansehen, da bei seinem Verschwinden keine CP-Verletzung bei Oszillationen beobachtbar wäre. Für die Übergangswahrscheinlichkeit von μ nach τ , die bei OPERA die entscheidende ist, ergibt sich:

$$\begin{aligned} P(\mu \rightarrow \tau; L) &= -4 \left[\operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{23} \sin^2 \frac{\Delta_{23}}{2} + \operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{13} \sin^2 \frac{\Delta_{13}}{2} + \operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{12} \sin^2 \frac{\Delta_{12}}{2} \right] \\ &+ 2J [\sin \Delta_{23} - \sin \Delta_{13} + \sin \Delta_{12}] \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit (vergleiche [6])

$$\operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{23} = -(c_{23}^2 - s_{23}^2) J_r \cos \delta + s_{23}^2 c_{23}^2 c_{13}^2 (s_{12}^2 s_{13}^2 - c_{12}^2) \quad (2.12)$$

$$\operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{13} = (c_{23}^2 - s_{23}^2) J_r \cos \delta + s_{23}^2 c_{23}^2 c_{13}^2 (c_{12}^2 s_{13}^2 - s_{12}^2) \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} J_{\mu\tau}^{12} &= s_{12}^2 c_{12}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 (1 + 4s_{13}^2 + s_{13}^4) - (s_{12}^2 c_{12}^2 + s_{23}^2 c_{23}^2) s_{13}^2 \\ &- (c_{12}^2 - s_{12}^2) (c_{23}^2 - s_{23}^2) s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_{13} (1 + s_{13}^2) \cos \delta \\ &+ 2s_{12}^2 c_{12}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 s_{13}^2 \cos(2\delta) . \end{aligned} \quad (2.14)$$

Aus den bisherigen Experimenten wissen wir, dass, wenn es Neutrinooszillationen gibt und an ihnen nur die bekannten drei Neutrinoarten beteiligt sind, $\sin^2 \theta_{13}$ klein ist und sich die Differenzen Δm_{23}^2 und Δm_{12}^2 der Massenquadrate um etwa zwei Größenordnungen unterscheiden. Letzteres führt dazu, dass man eine sogenannte Massenhierarchie hat, das heißt dass zwei Neutrinoarten relativ ähnliche Massen haben, während sich die letzte im Vergleich dazu deutlich

unterscheidet. Für viele praktische Anwendungen reicht es deshalb, nur zwei Δm^2 zu unterscheiden, den aus Experimenten mit solaren Neutrinos gewonnenen Wert $\Delta m_{sol}^2 = \Delta m_{12}^2$ und den von atmosphärischen Neutrinos herrührenden $\Delta m_{atm}^2 \approx \Delta m_{13}^2 \approx \Delta m_{23}^2$. Berücksichtigt man dies in den obigen Gleichungen, so erhält man folgende Näherung zweiter Ordnung in $s_{13} \leq 0.2$ und dem Massenhierarchieparameter $\alpha = \Delta m_{12}^2 / \Delta m_{13}^2 \approx 0.03$ für die Oszillationswahrscheinlichkeit (siehe auch [7]):

$$\begin{aligned}
P(\mu \rightarrow \tau; L) \cong & 4s_{23}^2 c_{23}^2 \sin^2 \frac{\Delta_{atm}}{2} - 2\alpha \Delta_{atm} c_{12}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 \sin \Delta_{atm} \\
& + \alpha^2 \Delta_{atm}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 c_{12}^2 (\cos \Delta_{atm} - s_{12}^2) \\
& - 8s_{13}^2 s_{23}^2 c_{23}^2 \sin^2 \frac{\Delta_{atm}}{2} \\
& + 2J_r \alpha \Delta_{atm} (\sin \delta (1 - \cos \Delta_{atm}) - \cos \delta \cos(2\theta_{23}) \sin \Delta_{atm}) . \quad (2.15)
\end{aligned}$$

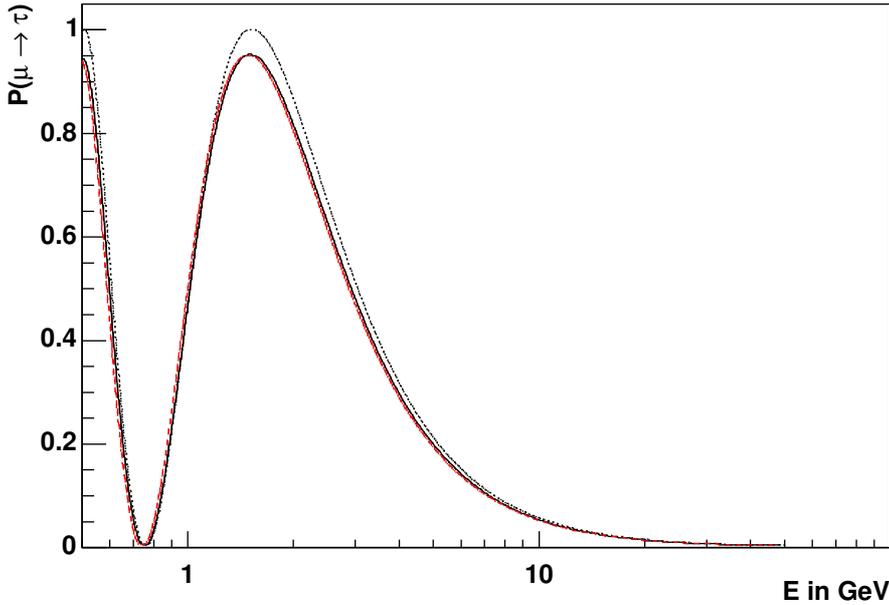


Abbildung 2.2: Vergleich der genäherten und ungenäherten Oszillationswahrscheinlichkeiten bei OPERA ($L=732$ km) in Abhängigkeit von E , bei festem L . Exakte Formel (Glg. 2.11) durchgezogene schwarze Linie, Näherung 0. Ordnung (Glg. 2.16) gepunktete schwarze Linie und Näherung 2. Ord (Glg. 2.15) gestrichelte rote Linie. Verwendete Vakuumoszillationparameter nach Tabelle 2.2.

Wenn man weiterhin berücksichtigt, dass der Mischungswinkel θ_{23} ungefähr 45° beträgt, Myon- und Tauneutrinos also maximal miteinander mischen, fällt auch noch der zu $\cos \delta$ proportionale Term weg, sodass die CP-verletzende Phase nur noch im Sinus und in einem mit α und s_{13} stark unterdrückten Term vorkommt. Für grobe Abschätzungen ist es üblich, aus der obigen Näherung nur den Term 0. Ordnung mitzunehmen. Nutzt man aus, dass $\sin 2\theta_{23} = 2s_{23}c_{23}$ gilt, erhält

man:

$$P(\mu \rightarrow \tau; L) \approx \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \frac{\Delta_{atm}}{2}. \quad (2.16)$$

Dies entspricht genau der Oszillationswahrscheinlichkeit für den Fall, dass sich nur zwei Neutrinoarten miteinander mischen. Man spricht deshalb davon, dass aufgrund der besonderen Werte der Oszillationsparameter solare, also mit der Massendifferenz Δm_{12}^2 , und atmosphärische Oszillation entkoppeln. Diese Annahme führt allerdings zum Beispiel für die mittlere Neutrinoenergie bei OPERA zu einem Überschätzen der Oszillationswahrscheinlichkeit von 5% relativ zu dem Ergebnis mit den exakten Formeln. Beide Näherungen sind natürlich nur dann gültig, wenn Δ_{atm} , welches von L/E abhängt, kleiner als α^{-1} ist. Zur Veranschaulichung der Anwendbarkeit der jeweiligen Näherungen für das OPERA-Experiment ist in Abbildung 2.2 die Oszillationswahrscheinlichkeit für $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie dargestellt.

Zu bemerken ist weiterhin, dass man nicht alle neun Übergangswahrscheinlichkeiten einzeln ausrechnen muss, sondern zwei genügen, aus denen dann die restlichen durch einfache Transformationen und Rechnungen hervorgehen [7].

2.3 Oszillation in Materie

Da auch Neutrinos mit anderer Materie, wenn auch nur schwach, wechselwirken, gelten die obigen Formeln streng genommen nur im Vakuum. Wie auch im Vakuum muss man, um die Oszillationswahrscheinlichkeiten in Materie zu erhalten, die Schrödinger-Gleichung

$$i \frac{d}{dt} |\nu(t)\rangle = H^\alpha |\nu(t)\rangle \quad (2.17)$$

für den Vektor der Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung $|\nu(t)\rangle = (\nu_e(t), \nu_\mu(t), \nu_\tau(t))$ lösen. Im Vakuum kann man H^α durch die mit der Mischungsmatrix transformierte Massenmatrix H_i darstellen. In Materie gibt es durch die schwache Wechselwirkung ein zusätzliches Potenzial, das auf die Neutrinos wirkt, und entsprechend muss man die Hamilton-Matrix modifizieren. Dabei unterscheidet man neutrale Ströme (NC), bei denen alle Neutrinoarten wegen der $e\mu\tau$ -Universalität gleich mit der Materie wechselwirken, und geladene Ströme (CC), bei denen die Neutrinos nur mit einem ihrer Art entsprechendem Lepton wechselwirken können. Beiden Formen der Wechselwirkung kann man ein Potenzial zuordnen, das man zur Hamiltonmatrix addieren muss. Da der Beitrag der neutralen Ströme für alle Neutrinoarten gleich ist, erhält man durch diese Form der Wechselwirkung ein Potenzial, das proportional zur Einheitsmatrix ist. Dadurch wird in der Schrödinger-Gleichung nur ein gemeinsamer Phasenfaktor erzeugt, der keine physikalischen Auswirkungen hat, also weggelassen werden kann. Anders verhält es sich mit den geladenen Strömen. Da es in normaler Materie keine anderen Leptonen außer den Elektronen gibt, erhält man so nur für die Elektroneneutrinos einen von Null verschiedenen Beitrag zum Potenzial [8, 9]

$$H_\alpha \cong \frac{1}{2E} U_{PMNS} \text{diag}(m_1^2, m_2^2, m_3^2) U_{PMNS}^\dagger + \text{diag}(V, 0, 0). \quad (2.18)$$

Zu beachten ist, dass man für Antineutrinos nicht nur U durch U^* ersetzen muss, sondern auch V durch $-V$.

Dieses Potenzial kann man aus dem Matrixelement, also dem Hamiltonian, der elastischen CC-Neutrino-Streuung am Elektron ableiten

$$H_{int} = \frac{g^2}{2} \bar{\nu}_e \gamma^\kappa \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \nu_e \frac{-g_{\kappa\lambda} + q_\kappa q_\lambda / M_W^2}{q^2 - M_W^2} \bar{e} \gamma^\lambda \frac{(1 + \gamma_5)}{2} e. \quad (2.19)$$

Bei nicht zu hoher Neutrinoenergie gilt $|q^2| \ll M_W^2$, sodass dieses Matrixelement vereinfacht werden kann zu

$$H_{int} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j_\lambda(\nu) J^\lambda(e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) \nu_e \left[\bar{e} \gamma^\lambda (1 + \gamma_5) e \right] \quad (2.20)$$

mit

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \quad (2.21)$$

Da nach dem SM nur linkshändige Neutrinos wechselwirken, wirkt sich der linkshändige Projektor $(1 - \gamma_5)/2$ nicht aus. Nimmt man ferner an, dass die Elektronen der Materie ruhen und eine Dichte N_E haben, so tragen nicht alle γ -Matrizen bei und man erhält (vergleiche z.B. [11], [12]) als Potenzial der Neutrinos

$$V = \langle \nu_e | \int d^2x H_{int} | \nu_e \rangle = \sqrt{2} G_F N_e, \quad (2.22)$$

was in praktischen Einheiten

$$V \cong 7,56 \times 10^{-14} \left(\frac{\rho}{\text{g/cm}^3} \right) Y_e \text{ eV} \quad (2.23)$$

ist, wobei Y_e die Zahl der Neutrinos pro Nukleon und ρ die Dichte der Materie ist. Dasselbe Ergebnis kann man auch erhalten, indem man einen Brechungsindex aus dem Unterschied der Wechselwirkungen bestimmt und dessen Einfluss auf die Bewegungsgleichung der Neutrinos ermittelt. Für Erdmaterie kann man in guter Näherung $Y_e = 0,5$ annehmen, während typische Werte für die Dichte bei $\rho_{\text{Kruste}} = 3 \text{ g/cm}^3$ für die Erdkruste und $\rho_{\text{Mantel}} = 4,5 \text{ g/cm}^3$ für den Erdmantel liegen. Durch diesen zusätzlichen Term in Gleichung 2.17 ist die Massenmatrix in Materie H_{mat}^i nicht mehr diagonal, sodass in Materie auch Übergänge zwischen den Masseneigenzuständen des Vakuums möglich sind. Durch lösen der Säkulargleichung

$$\det(H_{mat}^i - \text{diag}(M^2)) = 0 \quad (2.24)$$

mit

$$H_{mat}^i = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_1^2 + VEc_{12}^2c_{13}^2 & VEc_{12}s_{12}c_{13}^2 & VEc_{12}c_{13}s_{13}e^{i\delta} \\ VEc_{12}s_{12}c_{13}^2 & m_2^2 + VE s_{12}^2 c_{13}^2 & VE s_{12} c_{13} s_{13} e^{i\delta} \\ VEc_{12}c_{13}s_{13}e^{-i\delta} & VE s_{12} c_{13} s_{13} e^{-i\delta} & m_3^2 + VE s_{13}^2 \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

lassen sich die Eigenwerte von H_{mat}^i ermitteln, die die Einträge der diagonalisierten Massenmatrix darstellen. Aus der obigen Determinante erhält man das charakteristische Polynom

$$M^3 - M^2 \left(VE + \sum_{i=1}^3 m_i \right) + M \left(\sum_{i=1}^3 \left[\frac{m_1 m_2 m_3}{m_i} + VE m_i (1 - |U_{ei}^2|) \right] \right) - m_1 m_2 m_3 \left(1 + \sum_{i=1}^3 \frac{|U_{ei}^2|}{m_i} \right) = 0. \quad (2.26)$$

Hierbei handelt es sich um ein Polynom 3. Grades, für dessen Lösung es Standardverfahren gibt. Wählt man zur Ermittlung der ersten der drei möglichen Lösungen das Verfahren mit einer Hilfsgröße [23] und ermittelt dann die anderen beiden Lösungen durch Polynomzerlegung, so erhält man schließlich [13, 22] die Masseneigenzustände in Materie

$$M_1^2 = m_1^2 - \frac{\alpha}{3} - \frac{1}{3} \sqrt{\alpha^2 - 3\beta} \left[z + \sqrt{3(1-z^2)} \right], \quad (2.27)$$

$$M_2^2 = m_1^2 - \frac{\alpha}{3} - \frac{1}{3} \sqrt{\alpha^2 - 3\beta} \left[z - \sqrt{3(1-z^2)} \right], \quad (2.28)$$

$$M_3^2 = m_1^2 - \frac{\alpha}{3} + \frac{2}{3} z \sqrt{\alpha^2 - 3\beta} \quad (2.29)$$

mit

$$\alpha = \delta m_{12}^2 + \delta m_{13}^2 - 2\sqrt{2}EG_F N_e, \quad (2.30)$$

$$\beta = \delta m_{12}^2 \delta m_{13}^2 - 2\sqrt{2}EG_F N_e \left[\delta m_{12}^2 (1 - |U_{e2}|^2) + \delta m_{13}^2 (1 - |U_{e3}|^2) \right], \quad (2.31)$$

$$\gamma = 2\sqrt{2}EG_F N_e \delta m_{12}^2 \delta m_{13}^2 |U_{e1}|^2, \quad (2.32)$$

$$z = \cos \left[\frac{1}{3} \arccos \left(\frac{2\alpha^3 - 9\alpha\beta - 27\gamma}{2(\alpha^2 - 3\beta)^{3/2}} \right) \right]. \quad (2.33)$$

Dabei ist zu beachten, dass in Veröffentlichungen vor 1985 das Vorzeichen des Potentials in der Regel falsch war [9], weshalb obige Formeln vor G_F ein anderes Vorzeichen aufweisen als in [13]. Die Abhängigkeit vom Produkt aus Teilchenenergie und dem Materiepotential V der drei Massenzustände ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

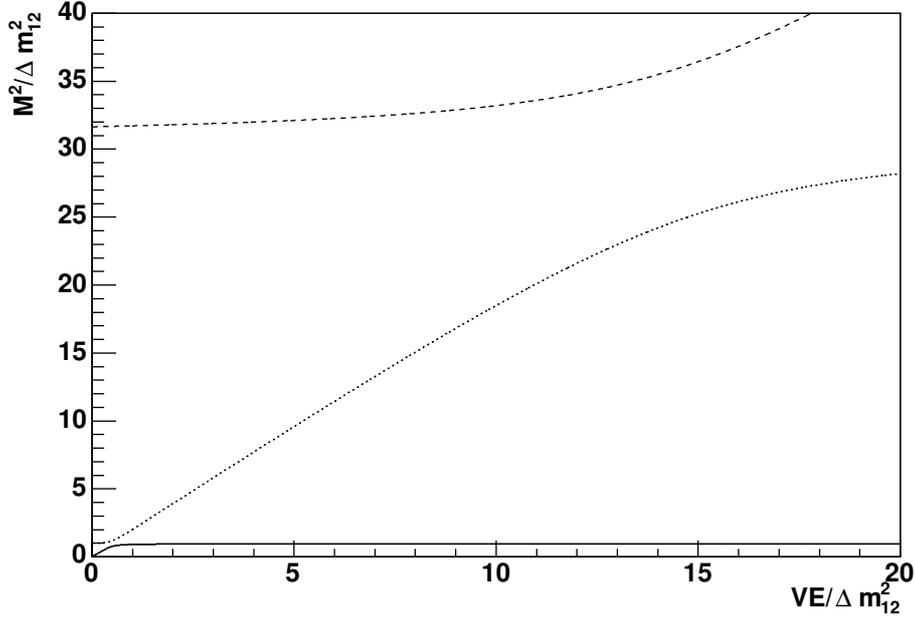


Abbildung 2.3: Masseneigenzustände in Materie in Abhängigkeit von Energie der Teilchen und dem von der Materie herrührendem Potenzial, in dem sich die Teilchen befinden, in Vielfachen von Δm_{12}^2 . Von oben nach unten M_3^2 (gestrichelt), M_2^2 (gepunktet) und M_1^2 (durchgezogen).

Aus diesen Eigenzuständen ergeben sich dann die Quadrate der Massendifferenzen der Neutrinos zu

$$\delta M_{12}^2 = -\frac{2}{3}\sqrt{\alpha^2 - 3\beta}\sqrt{3(1-z^2)}, \quad (2.34)$$

$$\delta M_{13}^2 = -\sqrt{\alpha^2 - 3\beta} \left[z + \frac{1}{3}\sqrt{3(1-z^2)} \right], \quad (2.35)$$

$$\delta M_{23}^2 = -\sqrt{\alpha^2 - 3\beta} \left[z - \frac{1}{3}\sqrt{3(1-z^2)} \right]. \quad (2.36)$$

Die Transformation, mit deren Hilfe man H_{mat}^i diagonalisiert, wird durch eine Matrix W beschrieben $WH_{mat}^iH^\dagger = \text{diag}(M_1^2, M_2^2, M_3^2)$, sodass sich die Mischungsmatrix in Materie U_{Mat} ergibt durch $U_{Mat} = U_{PMNS}W^\dagger$. Daraus folgt nicht automatisch, dass die Mischungsmatrix in Materie auf die kanonische Parametrisierung 2.2 gebracht werden kann. Unter Anwendung mehrerer Phasentransformationen ist dies aber möglich, sodass in Materie zum Vakuum analoge Mischungswinkel definiert werden können. In [24] wurden so für diese Parametrisierung die Mischungswinkel und die CP-verletzende Phase in Abhängigkeit von den Oszillationsparametern im Vakuum und dem Potenzial bestimmt:

$$s_{12}^{m2} = \frac{-(M_2^4 - AM_2^2 + B) \delta M_{31}^2}{\delta M_{32}^2 (M_1^4 - AM_1^2 + B) - \delta M_{31}^2 (M_2^4 - AM_2^2 + B)} \quad (2.37)$$

$$s_{13}^{m2} = \frac{M_3^4 - AM_3^2 + B}{\delta M_{31}^2 \delta M_{32}^2} \quad (2.38)$$

$$s_{23}^{m2} = \frac{E^2 s_{23}^2 + F^2 c_{23}^2 + 2EF c_{23} s_{23} \cos \delta}{E^2 + F^2} \quad (2.39)$$

mit den Abkürzungen

$$A = m_3^2 c_{13}^2 + m_2^2 (c_{13}^2 c_{12}^2 + s_{13}^2) + m_1^2 (c_{13}^2 s_{12}^2 + s_{13}^2) \quad (2.40)$$

$$B = m_3^2 c_{13}^2 (m_2^2 c_{12}^2 + m_1^2 s_{12}^2) + m_2^2 m_1^2 s_{13}^2 \quad (2.41)$$

$$E = [\delta m_{31}^2 (M_3^2 - m_1^2 - \delta m_{21}^2) - \delta m_{21}^2 (M_3^2 - m_1^2 - \delta m_{31}^2) s_{12}^2] c_{13} s_{13} \quad (2.42)$$

$$F = (M_3^2 - m_1^2 - \delta m_{31}^2) \delta m_{21}^2 c_{12} s_{12} c_{13} \quad (2.43)$$

und der CP-verletzenden Phase

$$e^{-i\delta m} = \frac{(E^2 e^{-i\delta} - F^2 e^{i\delta}) s_{32} c_{23}^2 + EF (c_{23}^2 - s_{23}^2)}{\sqrt{(E^2 s_{23}^2 + F^2 c_{23}^2 + 2EF c_{23} s_{23} \cos \delta) (E^2 c_{23}^2 + F^2 s_{23}^2 - 2EF c_{23} s_{23} \cos \delta)}} \quad (2.44)$$

Da die obigen Formeln sehr komplex sind und es bei der Berechnung durch den Computer häufig zu Rundungsfehlern kommt, die sich im Einzelfall stark auswirken können, werden in der Praxis weitgehend Näherungen verwendet. Allerdings muss man auch hier aufpassen, da solche Näherungen wegen der beiden in Kapitel 2.4 beschriebenen Resonanzen nur entweder für kleine oder große $A = EV$ Gültigkeit haben [14].

Wenn die Dichte der Materie konstant ist, es sich also um ein konstantes Potenzial handelt, kann man die Übergangsamplitude und damit die Oszillationswahrscheinlichkeiten genau wie im Vakuum berechnen, das heißt, dass man nur die neuen Differenzen für die Massenquadrate sowie die neuen Mischungswinkel in die Formeln 2.11 einsetzen muss. Die genäherten Formeln 2.15 sind so natürlich nicht mehr gültig, da zum Beispiel der Mischungswinkel θ_{13} in den Formeln für Winkel und Massen in Materie vorkommt und θ_{13}^{Mat} bei bestimmten Dichten auch groß werden kann. Es gibt aber auch hierzu eine Reihe unterschiedliche Veröffentlichungen mit verschiedenen Verfahren, zum Beispiel kann man wieder wie im Vakuum nach den $\sin \theta_{13}$ und dem Massenhierarchieparameter α entwickeln. Für die Oszillationswahrscheinlichkeit ergibt sich damit bis zur 2. Ordnung [7]

$$\begin{aligned}
P(\mu \rightarrow \tau; L) &\cong \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm} - \alpha c_{12}^2 \sin^2 2\theta_{23} \Delta_{atm} \sin 2\Delta_{atm} \\
&+ 2c_{12}^4 \sin^2 2\theta_{23} \Delta_{atm}^2 \cos 2\Delta_{atm} - \frac{1}{2A} \alpha^2 \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} \\
&\times \left(\sin \Delta_{atm} \frac{\sin A \Delta_{atm}}{A} \cos (A-1) \Delta_{atm} - \frac{\Delta_{atm}}{2} \sin 2\Delta_{atm} \right) \\
&+ \frac{2}{A-1} s_{13}^2 \sin^2 2\theta_{23} \left(\sin \Delta_{atm} \cos A \Delta_{atm} \frac{\sin (A-1) \Delta_{atm}}{A-1} - \frac{A}{2} \Delta_{atm} \sin 2\Delta_{atm} \right) \\
&+ 2\alpha s_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta_{CP} \sin \Delta_{atm} \frac{\sin A \Delta_{atm}}{A} \frac{\sin (A-1) \Delta_{atm}}{A-1} \\
&- \frac{2}{A-1} \alpha s_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} \cos \delta_{CP} \sin \Delta_{atm} \\
&\times \left(A \sin \Delta_{atm} - \frac{\sin A \Delta_{atm}}{A} \cos (A-1) \Delta_{atm} \right)
\end{aligned} \tag{2.45}$$

mit

$$A = \frac{2EV}{\Delta m_{31}^2} = \frac{VL}{2\Delta_{atm}}. \tag{2.46}$$

In Abbildung 2.4 wurde diese Formel benutzt, um für die OPERA-Oszillationsstrecke von 732 km, die Oszillationswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie zu berechnen. Im Vergleich zur Vakuumoszillation ist die Oszillation für $\Delta m_{31}^2 > 0$ beim Maximum im Bereich von 1,5 GeV um ca. 5% verstärkt ($P_{Mat} - P_{Vak}/P_{Mat} = 0.049$) und bei der durchschnittlichen Neutrinoenergie von OPERA (17 GeV) um ca. 3% ($P_{Mat} - P_{Vak}/P_{Mat} = -0.03$) schwächer.

Es gibt außer den oben bereits erwähnten, noch eine Reihe anderer Veröffentlichungen, die verschiedene Methoden verwenden und zu ähnlichen Ergebnissen kommen. Besonders empfehlenswert ist unter anderem die Arbeit von Ohlsson und Snellman [15], die den Chayley-Hamilton Formalismus verwenden. Im Unterschied zum obigen Verfahren werden hier keine effektiven Mischungswinkel in Materie eingeführt.

Für eine nicht konstante Dichteverteilung sind die Masseneigenzustände ortsabhängig, sodass man die Übergangswahrscheinlichkeiten nicht direkt aus den effektiven Mischungswinkeln, den effektiven Massen und den Vakuumformeln erhalten kann. Stattdessen muss man zum Beispiel für adiabatische Dichteverteilungen die Oszillationswahrscheinlichkeit durch

$$P(\alpha \rightarrow \beta; L) = \left| \left[U_{Mat}(L) \exp \left\{ -i \int_0^L \text{diag} (M_1^2, M_2^2, M_3^2) (s) ds \right\} U_{Mat}^{-1}(0) \right]_{\alpha\beta} \right|^2 \tag{2.47}$$

berechnen, was normalerweise nur numerisch möglich ist. Für einige Spezialfälle wie linearer oder exponentieller Dichteverlauf gibt es aber Näherungen (siehe z.B.

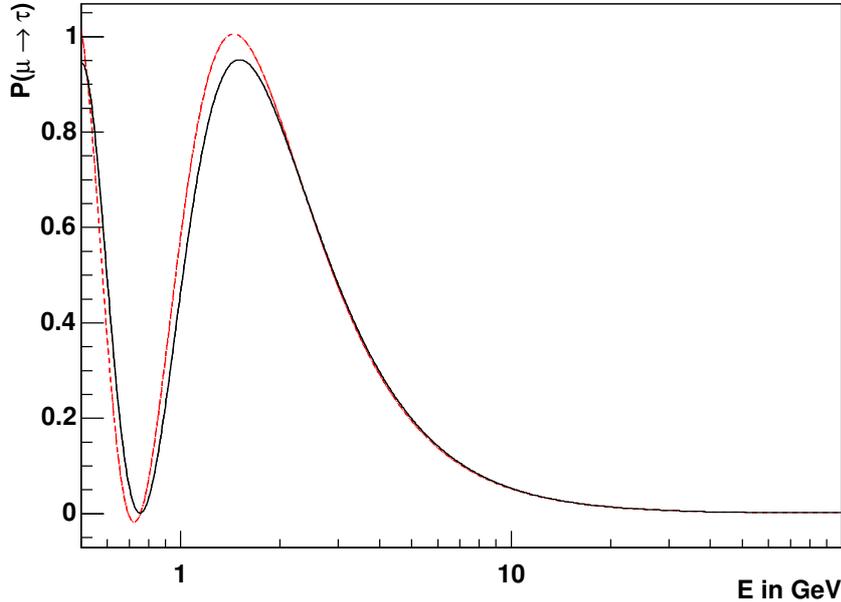


Abbildung 2.4: Vergleich der Oszillationswahrscheinlichkeiten bei OPERA ($L=732$ km) in Abhängigkeit von E mit (rot gestrichelt) und ohne (schwarz durchgezogen) Berücksichtigung von Materieeffekten für konstante Dichte nach Gleichung 2.45. Verwendete Vakuumoszillationsparameter nach Tabelle 2.2.

[16]). Für nicht adiabatische Dichteverteilungen werden die Ergebnisse noch komplizierter, da H_{mat}^i dann nicht mehr diagonalisierbar ist, sondern Nebendiagonalterme hat, die von den Änderungen der Mischungsparameter $d\theta_i/dt$ und $d\Delta_{ij}/dt$ abhängen[16], die vorher vernachlässigbar waren. Hierdurch können interessante Effekte entstehen, zum Beispiel Resonanzen an sägezahnartigen Dichteverläufen [17, 18], was unter anderem auch bei Neutrinos, die den Erdkern streifen, beobachtbar sein müsste.

Alle obigen Betrachtungen gelten nur, wenn der dominierende Materieeinfluss von der heutigen, 'normalen' Materie stammt, also keine nennenswerten Dichten anderer Leptonen als Elektronen vorhanden sind. Dies muss nicht immer der Fall sein. Speziell bei Supernovae kommt es zu sehr großen Neutrino- und Antineutrinoströmen, die durch Oszillationen auch unterschiedliche schwache Eigenzustände annehmen können. Diese hohen Neutrinodichten sorgen je nach Zusammensetzung des Neutrinogases für unterschiedliche Wechselwirkungen der Neutrinos untereinander und erzeugen so, ähnlich wie normale Materie, unterschiedliche effektive Potentiale für die einzelnen Neutrinoarten, die dann in Gleichung 2.18 berücksichtigt werden müssen, sich aber selbst, wegen der Oszillationen, ständig ändern. Dies kann ebenfalls zu maximalen Schwingungen im Raum der schwachen Eigenzustände führen [19], die, je nachdem ob das Gas isotrop ist oder nicht, kohärent in dem Sinne sein können, dass Neutrinos unterschiedlicher Energie mit derselben Frequenz oszillieren[20].

2.4 MSW-Effekt

Wenn man innerhalb des Parameterraums die Abhängigkeit der Mischungswinkel in Materie vom Produkt der Dichte und der Neutrinoenergie überprüft, so stellt man fest, dass für bestimmte Kombinationen der Oszillationsparameter des Vakuums, einige oder mehrere der Mischungswinkel in Materie ein resonantes Verhalten aufweisen [24]. Für $\Delta m_{31}^2 \cong \Delta m_{12}^2$ läuft nur s_{13}^{m2} durch eine Resonanz mit dem Grenzwert 1, während für $\Delta m_{31}^2 \ll \Delta m_{12}^2$ sowohl s_{12}^{m2} als auch s_{13}^{m2} eine Resonanz besitzen. Dabei kann man in der Nähe der Resonanzen $VE \cong \Delta m_{21}^2$ bzw. $VE \cong \Delta m_{31}^2$ die Mischungswinkel näheren durch

$$\sin^2 2\theta_{12}^{mat} = \frac{(\delta m_{21}^2 \sin^2(2\theta_{12}))^2}{(VEc_{13}^2 - \delta m_{21}^2 \cos 2\theta_{12})^2 + (\delta m_{21}^2 \sin 2\theta_{13})^2}, \quad (2.48)$$

$$\sin^2 2\theta_{13}^{mat} = \frac{((m_3^2 - (\Lambda/2)) \sin^2 2\theta_{12})^2}{(VEc_{13}^2 - (m_3^2 - (\Lambda/2)) \cos 2\theta_{13})^2 + (((m_3^2 - (\Lambda/2)) \sin 2\theta_{13})^2)} \quad (2.49)$$

mit

$$\Lambda = m_1^2 + m_2^2 - \delta m_{21}^2 \cos 2\theta_{13}. \quad (2.50)$$

Dies entspricht der Erwartung, die man aus der Kenntnis des Verhaltens von Oszillationen in Materie für zwei Neutrinoarten hat [8, 9]. Hier lässt sich die effektive Masse und der Mischungswinkel in Materie sehr leicht ausrechnen und man kommt ohne Näherungen zu dem Ergebnis

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{\sin^2(2\theta)}{(\frac{2VE}{\Delta m^2} - \cos(2\theta))^2 + \sin^2(2\theta)} \quad (2.51)$$

mit

$$\Delta m_{mat}^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\frac{2VE}{\Delta m^2} - \cos 2\theta\right)^2 + \sin^2 2\theta}. \quad (2.52)$$

Diese resonante Verstärkung wird nach seinen Entdeckern Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein-Effekt (MSW) genannt. Einen besonders starken Einfluss darauf, welche schwachen Eigenzustände der Neutrinos nach einer Flugstrecke gemessen werden, hat dieser Effekt, wenn ein Neutrino bei einer Dichte und Energie ober- oder unterhalb der Resonanz entsteht und Materie so durchquert, dass die Dichte und Energie irgendwann auf der anderen Seite der Resonanz liegt. Im einfachsten Spezialfall dieses Szenarios, wenn eine adiabatische Dichteänderung zwischen Entstehung und Nachweis des Neutrinos existiert, sodass die Neutrinoenergie sich bei Entstehung über der Resonanz und beim Nachweis unter der Resonanz befindet, kommt es zu einem sogenannten Flip⁵ der schwachen Eigenzustände (Flavourflip). Das heißt, dass ein Neutrino einer bestimmten Art bei hoher Dichte unter dem

⁵engl. Ruck

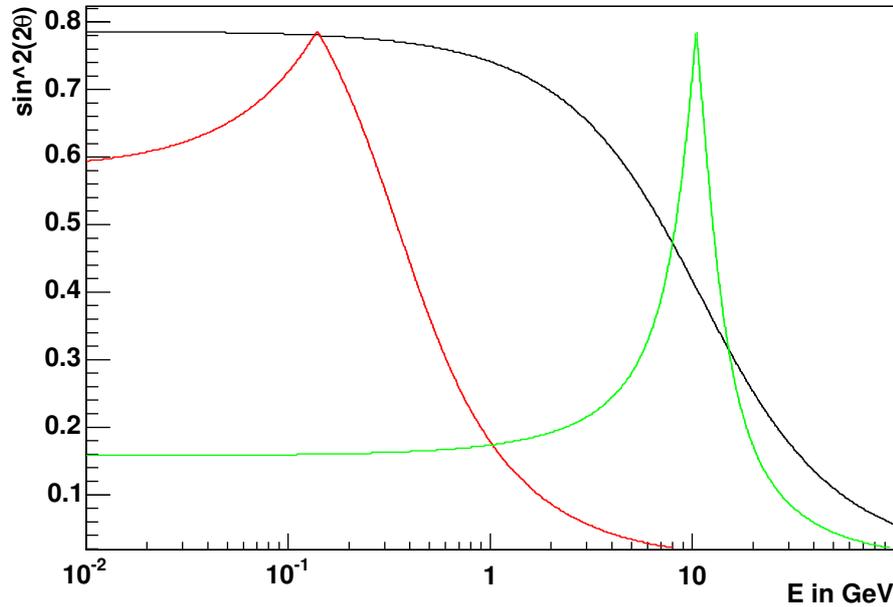


Abbildung 2.5: Mischungswinkel in Materie bei OPERA ($L=732$ km) in Abhängigkeit von der Energie E , für Oszillationen mit zwei Neutrinoarten (Glg. 2.51). Durchgezogene schwarze Linie θ_{23} , gestrichelte rote Linie θ_{12} und gepunktete grüne Linie θ_{13} . Verwendete Vakuumoszillationsparameter nach Tabelle 2.2.

Mischungswinkel θ_{mat} entsteht und, nachdem es die Resonanzdichte durchflogen hat, in niedriger Dichte mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit, gegeben durch

$$P(e \rightarrow \mu; L) = \frac{1}{2} (1 - \cos 2\theta_{mat} \cos 2\theta) \cong \cos^2 \theta, \quad (2.53)$$

als die andere von der Resonanz betroffene Neutrinoart nachgewiesen wird. Je kleiner der Mischungswinkel im Vakuum ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit eines Flips schwachen Eigenzustände durch den MSW-Mechanismus. Alle Bedingungen für diesen Mechanismus sind für die Elektronneutrinos, die in der Sonne entstehen, in Bezug auf den Mischungswinkel θ_{12} erfüllt, sodass man auf diese Weise das sogenannte solare Neutrinoproblem lösen kann. Deshalb wird dieser Mischungswinkel auch solarer Mischungswinkel genannt, da er aus Experimenten, wie Superkamiokande (SK) und SNO, ermittelt wurde, die den Neutrinofluss der Sonne messen. Da die Resonanzdichte auch energieabhängig ist, gibt es eine gewisse Schwellenenergie, ab der der Elektronen-neutrinofluss, den man von der Sonne misst, stark durch obigen Effekt vermindert wird.

2.5 Derzeitiger Stand

In den 60er Jahren begann Ray Davis in seinem berühmten Homestake-Experiment [25], den Fluss, der aus der Sonne stammenden Elektronneutrinos, zu bestimmen. Dabei stellte er schnell fest, dass die Zahl der gemessenen Neutrinos

deutlich zu niedrig war, um sie allein mit den Vorhersagen des Standardmodells der Sonne (SSM) [26, 27] zu erklären. Nachdem dieses, als das solare Neutrinoproblem bekannt gewordene, Ergebnis von einer Reihe anderer Experimente [28, 29, 30] bestätigt wurde, stellte außerdem Superkamiokande (SK) [31, 32] fest, dass es eine Tag-Nacht-Asymmetrie, also einen Unterschied des Neutrinoflusses bei Tag und bei Nacht, der Sonnenneutrinos gibt. Dabei wurden nachts, also in größerer Entfernung zur Sonne, mehr Elektronneutrinos gemessen. Dies lässt sich durch Neutrinooszillation innerhalb der Erde erklären, wenn man außerdem annimmt, dass innerhalb der Sonne schon ein Großteil der Elektronen-Neutrinos durch den MSW-Effekt in adiabatischem Dichteprofil in eine andere Neutrinoart umgewandelt wurden. Dies konnte wenig später von SNO eindeutig bestätigt werden [33, 34]. Dort konnte nicht nur der Elektronenfluss durch CC-Reaktionen gemessen und entsprechende Resultate verifiziert werden, sondern außerdem durch Messung von NC-Reaktionen der Gesamtfluss aller von der Sonne stammenden Neutrinoarten bestimmt werden. Dieser Gesamtfluss stimmt sehr gut mit den Vorhersagen des SSM überein.

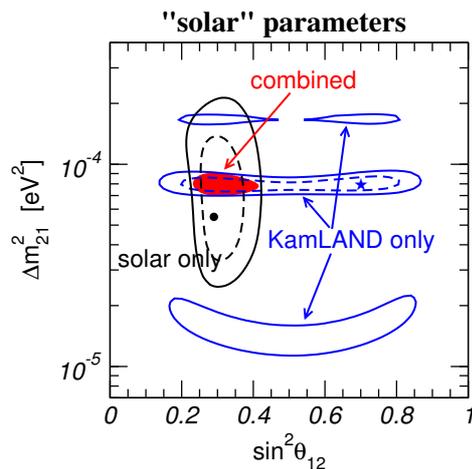


Abbildung 2.6: Erlaubte Regionen im Parameterraum und bester Fit für die solaren Oszillationsparameter Δm_{21}^2 und $\sin^2 \theta_{12}$. Es ist gut zu sehen, dass die Neutrinos aus der Sonne dank des Masseneffekts es ermöglicht haben, zu bestimmen, ob θ_{12} größer oder kleiner als 45 ist, während KamLAND, wegen seiner guten Energieauflösung, die besten Informationen über die solare Massendifferenz liefert. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Bereiche mit 90% und die durchgezogenen Linien mit 99,73% Sicherheit, dass die wahren Werte im Inneren liegen (Graphik aus [46]).

Zusätzlich zu den solaren Neutrinos wurden in SK auch die atmosphärischen Neutrinos, also die Myon- und Elektronneutrinos, die durch kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen, untersucht. Ähnliche Daten gab es schon aus anderen Experimenten, diese wurden aber nicht auf Oszillationen überprüft und ein festgestelltes Myonneutrino Defizit durch große systematische Fehler der Simulationen erklärt [35]. Bei SK hingegen wurde viel Aufwand betrieben, den Fluss der kosmischen Strahlung und Einflüsse darauf, wie unter anderem durch das Magnetfeld der Erde, zu verstehen. Außerdem verfügt SK durch seine Größe inzwi-

schen über weitaus mehr Statistik. Zusammen mit der verhältnismäßig guten Richtungsaufösung und der guten Unterscheidungsmöglichkeit zwischen Elektron- und Myonneutrinos gelang es zu zeigen, dass der atmosphärische Neutrinofluss, nachdem er die Erde durchquert hat, in etwa die erwartete Anzahl Elektronneutrinos enthält, aber deutlich zu wenig Myonneutrinos. Dies lässt sich wiederum gut durch Oszillation beschreiben [36, 37], auch wenn es noch andere Deutungsmöglichkeiten, wie Neutrinozerfall oder Dekohärenz, gibt. Es ist naheliegend anzunehmen, dass die Oszillationspartner der atmosphärischen Myonneutrinos Tauneutrinos sind, weshalb auch die mit $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Oszillation assoziierte Parameter θ_{32} und m_{32}^2 atmosphärische Oszillationsparameter genannt werden. Die Daten bevorzugen dieses Szenario gegenüber einer Oszillation mit einem möglichen sterilen Neutrino [38]. Da es den Wasser-Čerenkow-Detektor von SK nicht möglich ist, Ereignis für Ereignis zu entscheiden, ob ein Tau durch ein Neutrino entstanden ist, wurde in jüngsten Veröffentlichungen versucht, dies mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsanalysen und Neuralen-Netzwerken auf statistischer Basis zu untersuchen. Auch dabei stellte sich heraus, dass die $(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ -Hypothese mit 2.4σ gegenüber anderen bevorzugt wird [39].

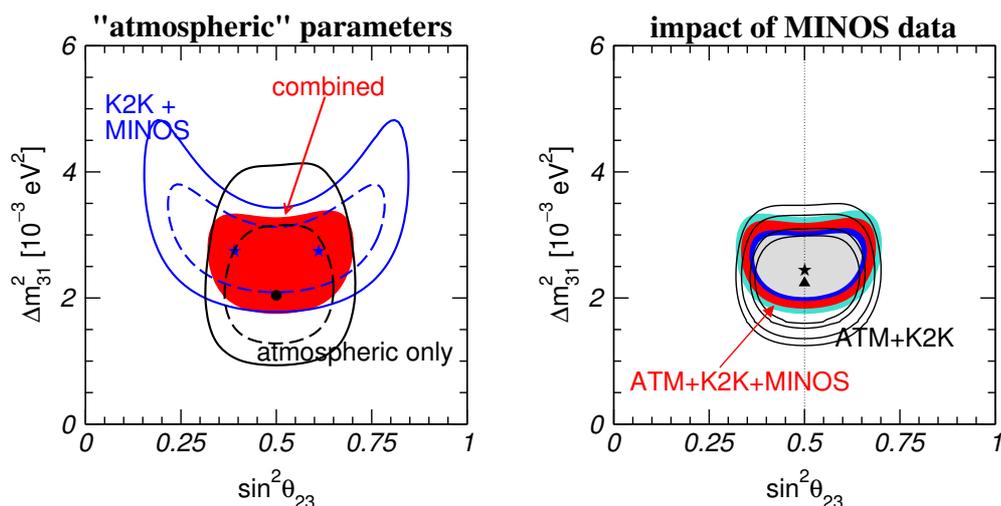


Abbildung 2.7: Erlaubte Regionen im Parameterraum und bester Fit für die atmosphärischen Oszillationsparameter Δm_{31} und $\sin^2 \theta_{23}$. Der linke Plot vergleicht die reinen MINOS-Daten mit den mit atmosphärischen Neutrinos gewonnenen Daten, während der rechte Plot den globalen Fit mit und ohne Berücksichtigung von MINOS zeigt. Im linken Plot bezeichnen die gestrichelten Linien die Bereiche mit 90% und die durchgezogenen Linien mit 99,73% Sicherheit, dass die wahren Werte im Inneren liegen. Im rechten Plot handelt es sich um die Bereiche mit 90%, 95%, 99% und 99,74% (Graphiken aus [46]).

Neben den beiden in den obigen Experimenten verwendeten natürlichen Neutrinoquellen, Sonne und Atmosphäre, werden außerdem auch künstliche Quellen, nämlich Reaktoren und an Beschleunigern hergestellte Neutrinostrahlen, für Experimente zur Neutrinooszillation genutzt. Bei Letzteren erzeugt man durch Protonenbeschuss eines festen Targets⁶ hochenergetische Kaonen und Pionen. Da

⁶engl. Ziel

bei deren Zerfall hauptsächlich Myonenneutrinos entstehen, dienen Neutrinostrahlen vordergründig zur Untersuchung des atmosphärischen Sektors der Neutrinooszillation. Das erste Experiment dieser Art, das der atmosphärischen Massendifferenz Δ_{23}^2 entsprechend eine lange (long-baseline⁷) Oszillationsstrecke hatte, war das KEK-to-Kamiokande-Experiment (K2K), das die atmosphärischen Mischungparameter auf die heute angenommene Region einschränken konnte [40]. Das MINOS-Experiment [41], welches noch einige Jahre Daten nehmen wird, wurde sogar speziell dafür als riesiges Kalorimeter entworfen, um dieses Δ_{23}^2 , dank hoher Energieauflösung ($E/\sqrt{E} = 4,1\text{-}13\%$, $21,4\%$ und 56% für Muonen, Elektronen und Hadronen), möglichst gut zu ermitteln, sodass es bereits jetzt nach nur etwa einem Jahr Laufzeit einen beträchtlichen Einfluss auf den globalen Fit für die Oszillationsparameter im atmosphärischen Sektor hat (siehe Abb. 2.7). Darüber hinaus ist die nächste Generation von Experimenten dieser Art mit Tokai-to-Kamioka (T2K) und Nova bereits in der Planung. Ihre Aufgabe wird die Präzisionsmessung von Δ_{23}^2 und θ_{23} sowie die Suche nach θ_{13} sowie der CP-Verletzenden Phase δ sein.

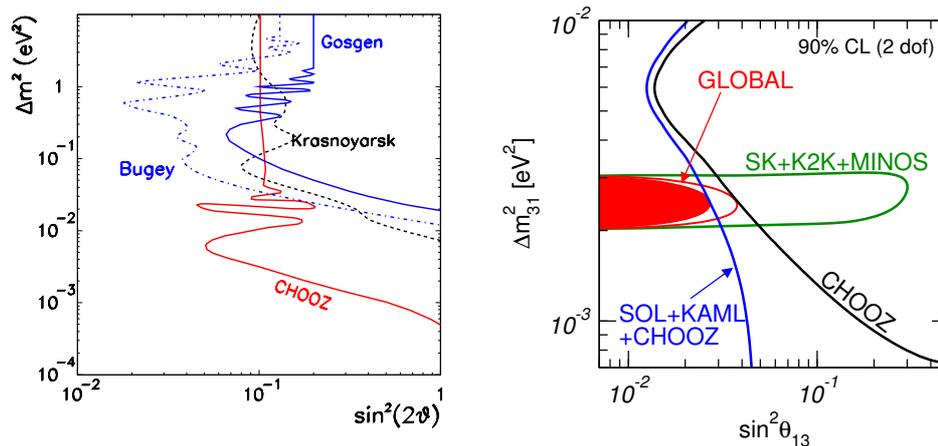


Abbildung 2.8: Regionen im Parameterraum für θ_{13} und Δ_{31}^2 , die mit 90% Sicherheit ausgeschlossen sind. Links für Reaktorexperimente mit kurzen Oszillationsstrecken und rechts für die globalen Daten.

In Reaktoren entstehen hingegen durch radiaktive Zerfälle Elektronantineutrinos. Da die Antineutrinos aus Reaktoren isotrop abgestrahlt werden, nimmt der Neutrinofluss quadratisch mit dem Abstand zum Reaktor ab. Dadurch müssen Experimente dieser Quelle relativ nahe sein (Short-Baseline-Experimente), was bedeutet, dass die Oszillationsstrecke deutlich kleiner ist, als die solare Oszillationslänge für typische, niedrige Energien der Reaktor-neutrinos von ~ 3 MeV, sodass für solche Experimente solare Oszillation keine Rolle spielt. Wie man an der bis zur 1. Ordnung des Massenhierarchieparameters α genäherten Formel für die Überlebenswahrscheinlichkeit von Elektronneutrinos sehen kann

⁷engl. lange Grundstrecke

$$P(e \rightarrow; L) \cong 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \frac{\Delta_{31}}{2} + \frac{\Delta_{21}}{2} s_{12}^2 \sin^2 2\theta_{13} \sin \Delta_{31}, \quad (2.54)$$

bleibt in diesem Fall im Wesentlichen ein Term proportional zu $\sin^2 2\theta_{13}$ übrig, sodass man auf diese Weise sehr reine Messungen von θ_{13} erhält, ohne die anderen Mischungswinkel genau kennen zu müssen. Deshalb stammt das beste Limit auf diesen Winkel auch von dem Reaktorexperiment CHOOZ [42]. Der begrenzende Faktor, um möglichst niedrige Werte von θ_{13} messen zu können ist die Größe der systematischen Fehler. Deshalb unterscheiden sich zukünftige Experimente, wie Double-CHOOZ [43] und Daya Bay [44], von CHOOZ hauptsächlich dadurch, dass sie unter anderem durch Verwendung zweier möglichst gleicher Detektoren in unterschiedlichen Entfernungen zum Reaktor die systematischen Fehler auf den Neutrinofluss zu verringern suchen.

Parameter	BF $\pm 1 \sigma$	1σ	2σ Bereich	3σ Bereich
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.9 ± 0.3	4 %	7.3 - 8.5	7.1 -8.9
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	$2.5_{-0.25}^{+0.20}$	10 %	2.1 - 3.0	1.9 -3.2
$\sin^2 \theta_{12}$	$0.3_{-0.03}^{+0.02}$	9 %	0.26 - 0.36	0.24 -0.40
$\sin^2 \theta_{23}$	$0.5_{-0.07}^{+0.08}$	16 %	0.38 - 0.64	0.34 -0.68
$\sin^2 \theta_{13}$	-	-	≤ 0.025	≤ 0.041

Tabelle 2.2: Bester Fitwert (BF), 1σ Fehler, relative Genauigkeit bei 1σ und die erlaubten Bereiche für die Parameter von Neutrinooszillation mit drei Neutrinoarten aus der Analyse aller globalen Daten, inklusive der ersten MINOS Daten [46].

Eine Ausnahme unter den Reaktorexperimenten bildet KamLAND. Da bei diesem Experiment eine ganze Reihe Reaktoren in ca. 180 km Entfernung standen, konnten hier mittels Reaktorneutrinos die solaren Mischungswinkel gemessen werden [45]. Hier gelang es erstmals, eine Verformung des Energiespektrums der Antineutrinos nachzuweisen, wie man es wegen der Energieabhängigkeit der Oszillationslänge erwartet, wodurch besonders die Kenntniss von Δm_{21}^2 verbessert werden konnte (siehe Abb. 2.6).

Insgesamt ergibt sich das in Tabelle 2.2 zusammengefasste Bild, welches aber noch nicht die letzten Daten von K2K-II [47] berücksichtigt. Besonders zu erwähnen ist, dass bisher nur eine obere Grenze für θ_{13} , gemessen von CHOOZ, existiert. Da der Jarlskog-Faktor J (Glg. 2.10), über den die CP-verletzende Phase δ in die Oszillationswahrscheinlichkeiten (vergl. Glg. 2.11) eingeht, verschwindet, wenn einer der drei Mischungswinkel Null wird, ist es nur möglich, die CP-

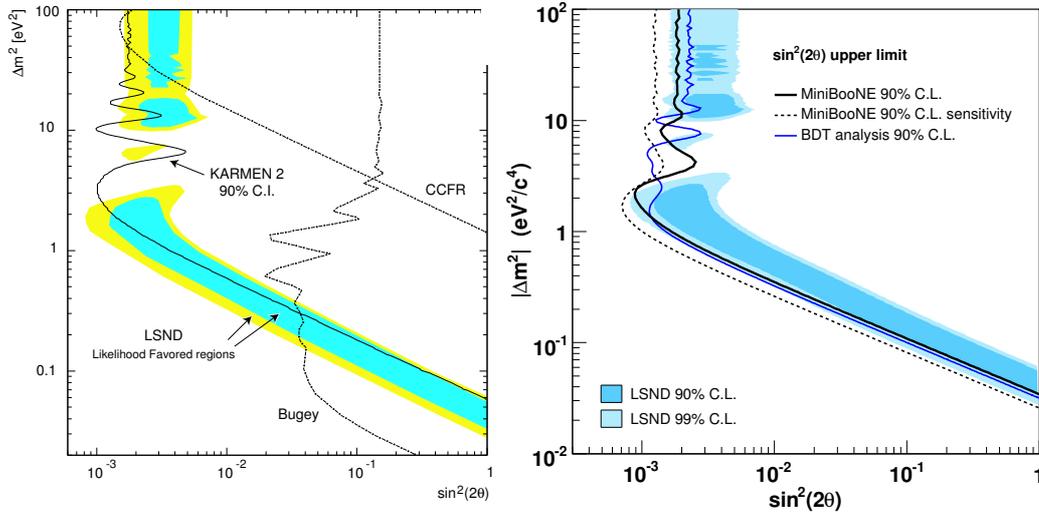


Abbildung 2.9: (Links) Erlaubte Regionen (bei 90% and 99% CL) für $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ Oszillationen vom LSND-Experiment verglichen mit den zu 90% von KARMEN2 und anderen Experimenten ausgeschlossenen Regionen (aus Ref. [50]). (Rechts) Von MiniBooNE ausgeschlossene Regionen für $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ verglichen mit den von LSND erlaubten Regionen (aus Ref. [51, 52]).

verletzende Phase mit Hilfe von Oszillationen zu bestimmen, wenn θ_{13} von Null verschieden ist. Je kleiner θ_{13} ist, desto schwieriger wird dies.

Außerdem ist zu bemerken, dass für Δm_{21}^2 das Vorzeichen bekannt ist, für die atmosphärische Massendifferenz jedoch nicht. Das liegt daran, dass für die Neutrinos von der Sonne der Masseffekt dominiert, welcher, im Gegensatz zu Vakuumoszillation, sensitiv auf dieses Vorzeichen ist (siehe z.B. Glg. 2.51 und 2.52). Dadurch, dass Δm_{31}^2 nur dem Betrage nach bekannt ist, muss man zwei sogenannte Hierarchien unterscheiden, die normale und die invertierte Hierarchie. In der normalen Hierarchie wäre m_3 am größten und m_1 am kleinsten, während in der invertierten Hierarchie m_3 am kleinsten und m_2 am größten wäre. Neben dem Masseffekt, bietet die Untersuchung des neutrinolosen Doppelbetazerfalls eine Möglichkeit zwischen diesen beiden Hierarchien zu unterscheiden, wenn die Masse des leichtesten Neutrinos unter ca. 0.01 eV liegt (siehe z.B. [48]).

Theoretisch könnte die Existenz leichter steriler Neutrinos mit Massen im eV Bereich das bisher hier dargestellte Bild von drei mischenden Neutrinoarten noch verändern. So wurde im LSND-Experiment [49] nach einer Oszillationstrecke von 30 m, 100 m und 135 m und bei Neutrinoenergien im Bereich von 0-250 MeV in einem Strahl von $\bar{\nu}_\mu$ ein Überschuss an $\bar{\nu}_e$ entdeckt. Da die daraus resultierenden Oszillationsparameter im Widerspruch zu den Ergebnissen der anderen Oszillationsexperimente stehen, wenn man nur drei Neutrinos annimmt, gilt dies als Hinweis darauf, dass mehr Neutrinos an den Oszillationen beteiligt sein könnten. Da diese möglicher Weise existenten Neutrinos aber noch nicht anderweitig in Erscheinung getreten sind, dürften sie an den uns bekannten Wechselwirkungen nicht teilnehmen, weshalb man von sterilen Neutrinos spricht. Allerdings konnten entsprechende Ergebnisse des LSND-Experiments nicht durch KARMEN2 [50] bestätigt

werden, und die ersten Ergebnisse von MinoBooNE [51, 52] bei der Untersuchung von $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen lassen nur noch einen sehr kleinen Parameterraum des LNSD-Ergebnisses für Oszillationen mit einem zusätzlichen sterilen Neutrino zu. Nimmt man aber zwei leichte sterile Neutrinos im eV Bereich an, so lassen sich die LNSD- und die MiniBooNE-Daten sehr gut in Einklang bringen, wobei dieses Szenario aber stark durch die Daten von Disappearance-Experimenten, speziell Bugey [53] and CDHS [54], eingeschränkt wird [55]. In [58] wurde untersucht, inwieweit der OPERA Detektor ein (3+1) Szenario, also eines mit einem sterilen Neutrino, überprüfen kann. Es wurde außerdem gezeigt, dass OPERA gegebenenfalls einige der in diesem Fall benötigten zusätzlichen Mischungsparameter bestimmen kann.

Kapitel 3

Das OPERA-Experiment

Das Akronym OPERA steht für 'Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus'. Es handelt sich um ein Experiment zum direkten Nachweis von Neutrinooszillation im atmosphärischen Sektor. Der Detektor wurde dazu entworfen, in einem möglichst reinem Myonenneutrinostrahl, mit einer Energie über der kinematischen Schwelle zur Entstehung von Taus, das Vorhandensein von Tau-neutrinos, durch direkte Beobachtung geladener Wechselwirkungen, nachzuweisen, um so unzweideutig die Frage zu klären, ob die atmosphärischen Myonenneutrinos in Tau-neutrinos oszillieren. Zunächst wird in diesem Kapitel ein grober Überblick über den Detektor gegeben. Danach wird kurz auf den verwendeten Neutrinostrahl eingegangen, anschließend der Detektoraufbau und seine Funktionsweise vorgestellt und schließlich die Datenanalyse skizziert.

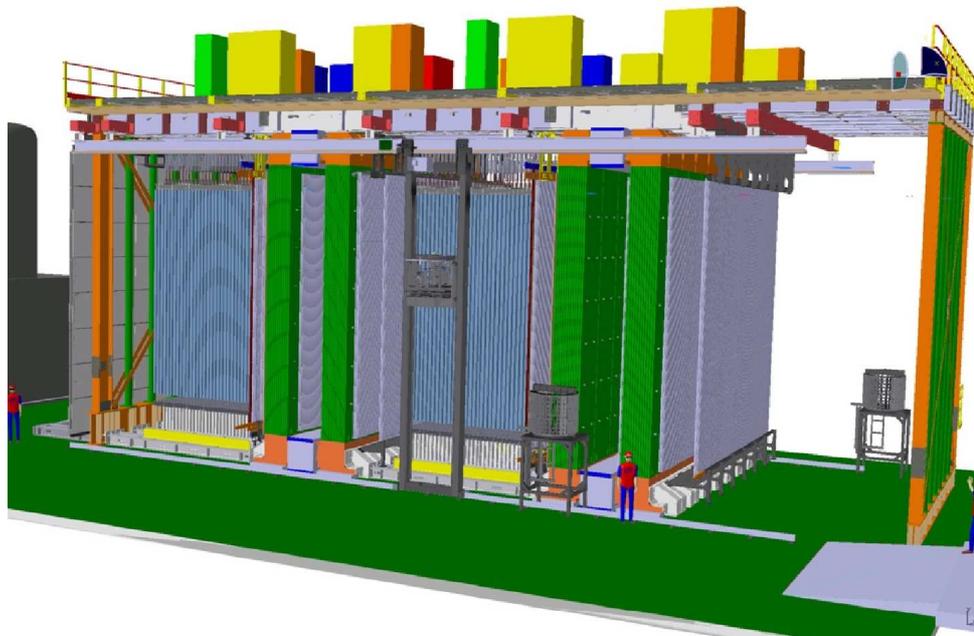


Abbildung 3.1: Seitenansicht des OPERA-Detektor in schematischer Darstellung.

3.1 Überblick

Durch das Superkamiokande-Experiment (SK) wissen wir zum einen, dass man die zu geringe Anzahl an Sonnenneutrinos, durch Oszillation mit Masseneffekt in der Sonne erklären kann, und zum anderen, dass das Defizit atmosphärische Myoneneutrinos, die von unten durch den Detektor gehen, ebenfalls durch Oszillation, allerdings mit einem anderen Differenz der Massenquadrate der beteiligten Teilchen, zu deuten ist. Durch das Sudbury Neutrino Observatory (SNO) konnte bestätigt werden, dass die Summe der Sonnenneutrinos den Erwartungen aus den Sonnenmodellen entspricht, während die der Elektroneneutrinos deutlich darunter liegt und dass dies durch Oszillationen dominiert vom MSW-Effekt in der Sonne zusammen passt. Insgesamt heißt das, dass sowohl die Elektroneneutrinos der Sonne als auch die Myoneneutrinos, die durch kosmische Strahlung in der Atmosphäre entstehen, durch Oszillation in Neutrinos einer anderen Art übergehen. Für die Sonnenneutrinos konnte durch SK nachgewiesen werden, dass sie hauptsächlich in Myoneneutrinos oszillieren. Wie in Kapitel 2.5 bereits erläutert, ist es sehr wahrscheinlich, dass die Oszillationspartner der atmosphärischen Myoneneutrinos Taueneutrinos sind. Bisher gibt es kein direkter Nachweis von Taueneutrinos in einer Myoneneutrinoquelle.

Die Aufgabe, für die der OPERA-Detektor konzipiert wurde, ist es, dies in einer Weise nachzuweisen, die keine Zweifel mehr zulässt. Deshalb wird bei OPERA nicht das Verschwinden der erzeugten Neutrinos beobachtet, sondern in einer möglichst reinen Myoneneutrinoquelle nach einem Überschuss an Taueneutrinos geforscht, der durch Oszillationen im atmosphärischen Sektor entstanden ist. Experimente wie OPERA als Appearance-Experimente bezeichnet, während Experimente wie MINOS, die das Verschwinden überprüfen, Disappearance-Experimente heißen. Disappearance-Experimente sind auf eine möglichst genaue Kenntnis der Quellenleistung angewiesen und haben deshalb meist einen Detektor nahe der Quelle, wo die Oszillation noch keine Rolle spielen sollte, und einen zweiten Detektor, der meist kurz vor dem ersten Minimum der zu beobachteten Oszillation steht. Einen solchen zweiten Detektor, der zur Strahlkalibration dient, gibt es bei OPERA nicht. Stattdessen wurde größten Wert darauf gelegt, sicher zu gehen, dass die Verunreinigungen des Myoneneutrinostrahls mit andern, besonders Taueneutrinos, möglichst gering ist, da dies der limitierende Faktor für die Empfindlichkeit von Appearance-Experimenten ist.

Um die durch Oszillation entstandenen Taueneutrinos nachzuweisen, bedient man sich dem selben Prinzip, dass auch schon in CHORUS [56] und beim direkten Nachweis des Taueneutrinos bei DONuT [57] verwendet wurde. Die Taueneutrinos regieren im Detektor über geladene Ströme, wobei ein Tau sowie andere Reaktionsprodukte X

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X \quad (3.1)$$

entstehen. Da das Tau nur eine Lebensdauer von $290,6 \cdot 10^{-15}$ s hat, fliegt es nur einige Millimeter, bevor es wieder zerfällt. Dabei entsteht wieder mindestens ein Neutrino, welches im Detektor nicht gesehen wird, wodurch die Spur an dieser Stelle scheinbar einen Knick hat. Diese spezielle Topologie nachzuweisen, ist die

Aufgabe von Emulsionen, die zusammen mit dem Blei, mit dem sie sandwichartig angeordnet sind, das Target (engl. Ziel) bilden. Unterstützt werden die Emulsionen dabei von den Target-Trackern, deren Aufgabe es ist, Emulsionen, in denen etwas passiert ist, zur Entwicklung auszuwählen. Außerdem verfügt der OPERA-Detektor noch über zwei Spektrometer, die hauptsächlich den Impuls der Myonen bestimmen und so eine vollständige kinematische Analyse ermöglichen sollen. Auf die einzelnen Detektorteile wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen.

3.2 Der Cern Neutrinos to Gran Sasso (CNGS) Neutrinostrahl

Um überhaupt Oszillationsexperimente mit Neutrinos machen zu können, braucht man natürlich zunächst eine möglichst gut verstandene Neutrinoquelle geeigneten Spektrums und mit möglichst hoher Luminosität. Die beste Möglichkeit diese Parameter selbst unter Kontrolle zu haben, bietet ein künstlicher Neutrinostrahl. Um diesen zu erzeugen werden, zunächst hochenergetische Protonen benötigt, die dann auf ein geeignetes festes Ziel aus leichten Kernen geschossen werden. Bei den dadurch resultierenden Stoßprozessen entstehen sehr viele Pionen und Kaonen, die hauptsächlich in der Flugrichtung der Protonen weiterfliegen. Durch geeignete Magnetfelder werden die Mesonen eines Ladungsvorzeichens aussortiert, die dann in einen langen Zerfallstunnel zu gelangen. Dort zerfallen sie, genau wie bei der kosmischen Strahlung in der Atmosphäre und produzieren je nach Ladung μ^- und $\bar{\nu}_\mu$ oder μ^+ und ν_μ . Am Ende des Zerfallstunnels werden schließlich alle hadronischen oder geladenen Teilchen absorbiert, sodass danach nur noch die Neutrinos weiterfliegen.

Wegen des beträchtlichen Aufwands, den man für so einen Strahl betreiben muss, sowie der Notwendigkeit einer starken Protonenquelle, war das CERN die logische Wahl für den Standort eines solchen Strahls in Europa. Da Neutrinoexperimente neben einer Quelle auch darauf angewiesen sind, sich vor störendem Untergrund, der hauptsächlich durch kosmische Strahlung entsteht, zu schützen, wurde der Strahl so gebaut, dass er auf das Laborator Nazionale del Gran Sasso (LNGS) in Italien ausgerichtet ist. Somit ergibt sich der Name CNGS. Das LNGS ist ein Untergrundlabor unter dem Gran Sasso in den italienischen Abruzzen. Durch seinen etwa 1400 m dicken Fels, der einem Wasseräquivalent von ca. 3800 m entsprechen, wird die Rate der kosmischen Teilchen, die den Detektor treffen, auf etwa ein Millionstel der Rate auf der Erdoberfläche reduziert, was in etwa ein kosmisches Myon pro Quadratmeter Detektor und Stunde heißt.

Durch diese Wahl wurde gleichzeitig die Oszillationstrecke L , die sogenannte 'baseline' (engl. Grundlinie), die den Neutrinos nach Entstehung bis zur Detektierung durch OPERA zur Verfügung steht, auf 732 km festgelegt. Da der Faktor L/E entscheidet, wie hoch die Oszillationswahrscheinlichkeit ist (siehe Glg. 2.6), beeinflusst die Wahl dieser Baseline maßgeblich die Wahl der Energie, die die Neutrinos im Mittel haben sollen. Außerdem muss man fordern, dass die Energie über der Schwelle zur Erzeugung von Taus von 3,5 GeV liegt, damit diese überhaupt direkt nachgewiesen werden können. Insgesamt will man möglichst viele nach-

ν_e/ν_μ	0,8 %
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,0 %
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,05 %
ν_τ/ν_μ	vernachlässigbar

Tabelle 3.1: Verunreinigungen des CNGS-Strahls mit $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$ und ν_τ [61].

weisbare Tauereignisse haben, sodass der CNGS Strahl so optimiert wurde, dass das Produkt aus Oszillationswahrscheinlichkeit und dem ebenfalls energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für CC-Wechselwirkung von Taus an Kernen, maximal wirkt. Dadurch ergibt sich eine mittlere Neutrinoenergie von 17 GeV, sodass der OPERA-Detektor, nicht wie sonst bei Oszillationsexperimenten wünschenswert direkt vor dem 1. Minimum/Maximum der zu untersuchenden Übergangswahrscheinlichkeit liegt, sondern weit davor. Bei einer Laufzeit des SPS von 200 Tagen pro Jahr werden $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr¹ erwartet, wobei der SPS gleichzeitig als Vorbeschleuniger für den Large Hadron Collider (LHC) und Protonenquelle für andere Experimente am SPS dient.

Da es sich bei OPERA um ein Appearance-Experiment mit einer extrem niedrigen Signalrate (siehe Tabelle 3.5) handelt, wurde außerdem darauf geachtet, einen möglichst reinen Myonenneutrinostrahl zu erzeugen. Das heißt, das Verunreinigungen des Strahls mit anderen Neutrinosorten, speziell Tauneutrinos, möglichst ausgeschlossen werden sollten. Die zu erwarteten Verunreinigungen sind Tabelle 3.1 zu entnehmen. Das Maß an Verunreinigung mit Elektronenneutrinos und ihre genaue Kenntniss wird insbesondere dann wichtig, wenn man durch Elektron-Appearance den Mischungswinkel θ_{13} mit Hilfe des CNGS untersuchen will (für das entsprechende Potenzial dafür, siehe z.B. [59]).

Zum Vergleich mit einigen anderen Neutrinostrahlen wurde 3.2 beigefügt, wobei sich der CNGS Strahl von der nächsten Generation auch deshalb unterscheidet, weil sich hier das Experiment auf der Strahlachse befindet. Bei NO ν A und T2K wird dies bewusst nicht der Fall sein, weil, wenn man sich mit einem Experiment neben die Strahlachse setzt, ein besseres Verhältnis von Signal zu Untergrund erzielt wird. Dies liegt daran, dass man, wenn das Experiment von der Achse entfernt wird, durch den Lorentzboost Neutrinos von niedriger und schärferer Energie erhält, während der Untergrund in diesen Experimenten über den gesamten Energiebereich verteilt ist.

Eine weitere Charakteristik des Strahls ist seine zeitliche Struktur. Beschleuniger liefern keinen kontinuierlichen Strahl, sondern vielmehr einzelne Pakete von Neutrinos. Die Pakete haben eine zeitliche Länge von 2-3 ns und folgen alle 5 ns aufeinander. Jeweils 10,5 ms einer solchen Kette von Paketen bilden ein Bündel. Diese sind wiederum in Zyklen von zwei Bündeln zusammengefasst, die in einem

¹pot = protons on target

Beschleuniger	Experiment	$E_p[GeV]$	Prot./Jahr	P [MW]	$E_\nu[GeV]$
KEK	K2K	12	1×10^{20}	0,0052	1,4
FNAL Booster	MinoBooNE	8	5×10^{20}	0,05	1
NuMI	MINOS/NO ν A	120	$2,5 \times 10^{20}$	0,25	3-17
CNGS	OPERA	400	$0,45 \times 10^{20}$	0,12	17
J-PARC	T2K	40-50	11×10^{20}	0,75	0,77

Tabelle 3.2: Strahlparameter der wichtigsten Neutrinostrahlen

Abstand von 50 ms aufeinander folgen. Diese Zyklen wiederholen sich alle 12 s. Da im OPERA-Experiment eine interne Zeit verwendet wird, die über GPS mit der Zeit am CNGS synchronisiert ist, ist es möglich, Ereignisse, die mit einem solchen Bündel assoziiert sind, zeitlich von anderen Ereignissen zu trennen. Dabei wurde berücksichtigt, dass die Neutrinos für die Strecke vom CERN zum Gran Sasso 2,4 ms brauchen. Während des ersten Testlaufs im August 2006 gelang es zu zeigen, dass es aus der Strahlrichtung ein Überschuss von Ereignissen gegenüber der Erwartung nur für kosmische Strahlung gab (Abbildung 3.2). Außerdem konnte man sehen, dass die gemessenen Ereignisse, die aus der Strahlrichtung kamen, genau diesem zeitlichen Verhalten gehorchten (Abbildung 3.3). Insofern ist gewährleistet, dass OPERA auch wirklich vom Strahl getroffen wird und dass die zeitliche Synchronisation funktioniert. Für Einzelheiten über den CNGS-Strahl siehe z.B. [60, 61].

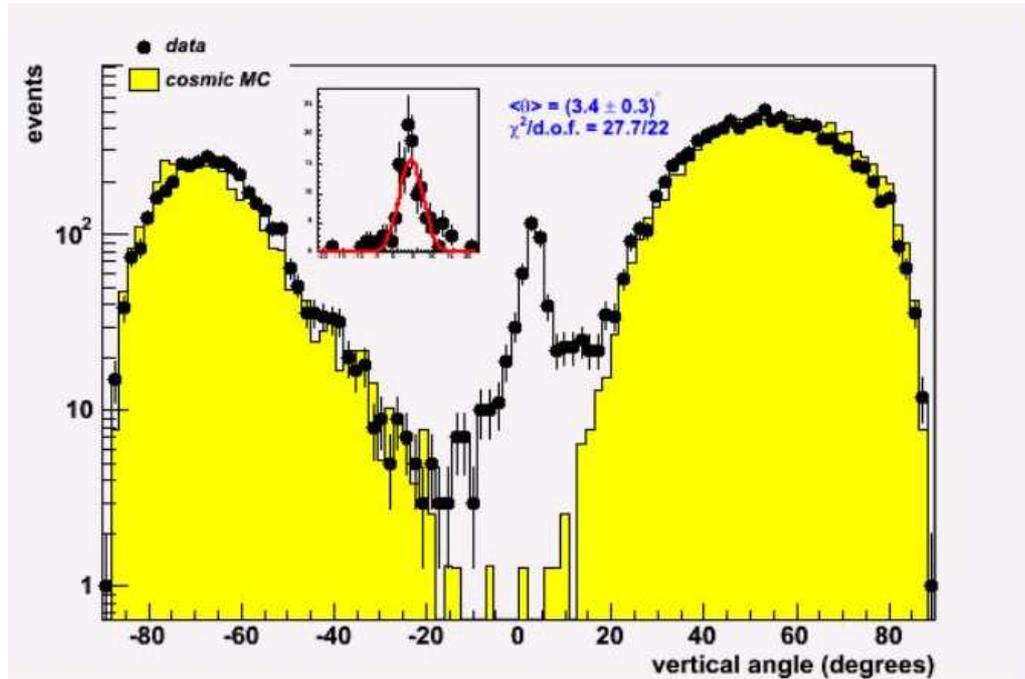


Abbildung 3.2: Vertikale Winkelverteilung der Myonereignisse in OPERA während des CNGS-Testlaufs im August 2006, aufgenommen mit den elektronischen Detektoren. Das gelbe Histogramm kennzeichnet die Erwartung durch Monte-Carlo-Simulationen von kosmischen Myonen. Der Überschuss gemessener Myonen im Bereich von $3,4^\circ$ stimmt gut mit den zu erwartenden $3,5^\circ$ überein, welches der Winkel ist, unter dem der CNGS-Strahl in die Erde geschossen wird. Der Einschub zeigt die Myonereignisse, die synchronisiert zum CNGS-Strahl ankamen.

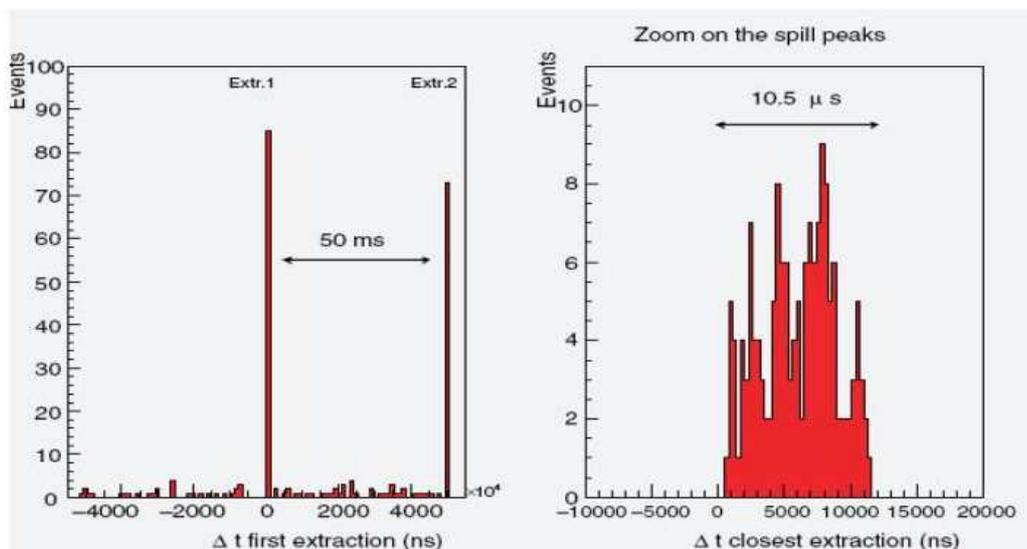


Abbildung 3.3: Zeitverteilung der Myonereignisse in OPERA während des CNGS-Testlaufs im August 2006. Es wurden nur die Ereignisse genommen, deren Neigungswinkel um den zu erwartenden Winkel von $3,5^\circ$ lagen. Es ist gut die vom Strahl vorgegebene Zeitstruktur von zwei 50 ms aufeinanderfolgenden Bündel zu erkennen. Im rechten Diagramm ist die Zeitdifferenz zwischen den Ereignissen und der jeweils nächsten Ankunftszeit eines Neutrinostrahls zu sehen. Die Breite von $10,5 \mu\text{s}$ entspricht ebenfalls der Strahlcharakteristik.

3.3 Der OPERA-Detektor

Der OPERA-Detektor ist modular aufgebaut. Er besteht aus zwei nahezu gleichen, in Strahlrichtung hintereinander angeordneten Supermodulen (SM). Jedes dieser Supermodule besteht aus zwei Bereichen mit unterschiedlichen Aufgaben. Dem Strahl zugewandt, befindet sich die Target-Region, in der die Neutrinos mit einem möglichst massereichen Ziel, in diesem Fall im Mittel 1,7 Kilotonnen Blei, wechselwirken sollen. Zum Nachweis der entsprechenden Reaktionen werden Emulsionen verwendet. Dahinter befindet sich jeweils ein Spektrometer, das aus einem Dipolmagnet besteht und vor allem der kinematischen Analyse der Myonen dient. Im Folgenden wird kurz auf die Bestandteile und die Funktionweise beider Sektoren eingegangen. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 3.4 zu sehen.

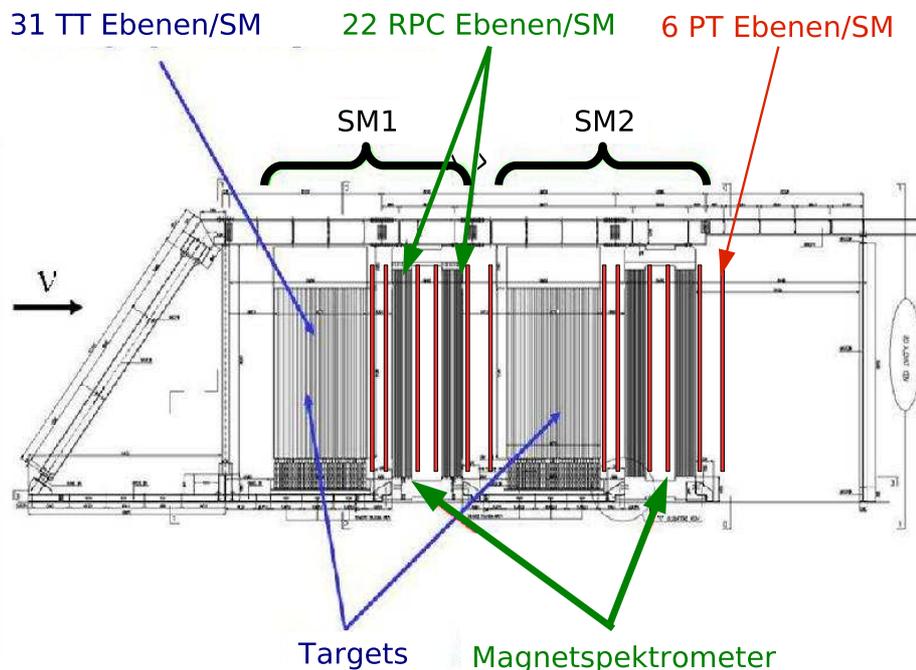


Abbildung 3.4: Seitenansicht des OPERA-Detektor in schematischer Darstellung. In Rot sind die Positionen der einzelnen Wände des Precision-Trackers (PT) eingetragen.

3.3.1 Das Target

Da man im OPERA-Experiment Neutrinos nachweisen will, braucht man zum einen eine hohe Masse, mit der die Neutrinos wechselwirken können. Außerdem benötigt man, um die Taus, die durch Tauneutrinos entstehen, nachweisen zu können, eine hohe Auflösung. Wie bei CHORUS und DONUT verwendet man hierzu Blei-Emulsions-Pakete² (BEP).

Die OPERA-BEP bestehen abwechselnd aus ca. 1 mm dicken Bleiplatten und einem 205 μm dicken Plastikträger, der auf beiden Seiten mit ca. 44 μm Emulsion

²häufig auch wenig zutreffend als Emulsion-Cloud-Chamber (ECC) bezeichnet.

beschichtet ist. Fliegt ein geladenes Teilchen durch diese Anordnung, so hinterlässt es in den Emulsionsschichten eine Spur von Silberbromid-Ionen (AgBr), die dann durch fotografische Entwicklung sichtbar gemacht werden kann. Durch die relativ große Dicke der Emulsionsschichten ist es möglich, innerhalb dieser die Spur in unterschiedlichen Schichttiefen zu verfolgen. Da man etwa alle $3 \mu\text{m}$ eine Schicht scannt, hat man so 15 Ortsmessungen pro Emulsionsschicht zur Verfügung. Dadurch erhält man insgesamt eine Ortsauflösung von besser als $0,7 \mu\text{m}$ und eine Winkelauflösung von ca. $1,7 \text{ mrad}$ [62].

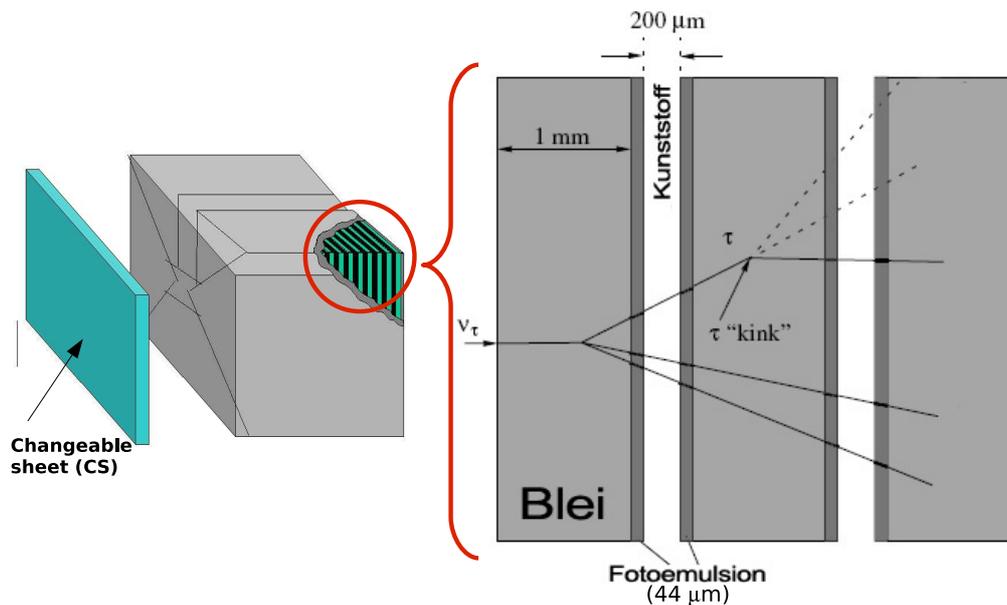


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau eines BEP-Ziegels mit wechselbaren Emulsionen (CS) an der Front und innerer Sandwichstruktur aus Blei und Emulsionsschichten. Außerdem ist rechts die typische Topologie eines Tau-Zerfalls mit Knick zu sehen.

Um nicht jedesmal, wenn man eine Emulsion untersuchen will, große Teile des Detektors entfernen zu müssen, werden die BEP in OPERA in kleinen Einheiten, genannt Ziegel, verwendet. Jeder Ziegel besteht aus 56 Bleiplatten, was in etwa 10 Strahlungslängen entspricht und ist insgesamt mit den oben beschriebenen Emulsionen $10,2 \times 12,7 \times 7,5 \text{ cm}^3$ groß. Dadurch hat man innerhalb eines Ziegels genügend Emulsionen und Material, um neben der Spurrekonstruktion auch kinematische Informationen gewinnen zu können. So kann durch Vielfachstreuung für geladene Hadronen der Impuls innerhalb eines Ziegels bestimmt werden und es ist, da sie häufig fast ganz enthalten sind, die Bestimmung der Energie elektromagnetischer Schauer möglich. Außerdem kann man bei niedrigen Energien Pionen und Elektronen unterscheiden.

Auf der dem Strahl abgewandten Seite der Ziegel sind noch zwei zusätzliche Emulsionsträger befestigt. Diese Changeable Sheets (CS) werden entwickelt, sobald ein Ziegel entnommen wurde, um zu entscheiden, ob sich die gesuchte Spur im Ziegel befindet oder ein anderer Ziegel entwickelt werden muss.

Die Ziegel sind in Wänden von acht mal acht Metern und einer Ziegelbreite angeordnet, sodass die Bleiplatten senkrecht zur Strahlrichtung stehen. Wenn man nun eine bestimmte Emulsion untersuchen will, reicht es, den entsprechenden Ziegel aus der Wand zu entnehmen. Dazu gibt es auf beiden Seiten des Detektors einen Roboter, das Brick Manipulating System (BMS). Diese füllen am Anfang des Experiments die Wände mit Ziegeln und entnehmen später solche, die entwickelt werden sollen. Die dabei entstehenden Lücken werden durch Zusammenschieben der übrigen Ziegel geschlossen, wobei über die jeweiligen Positionen Buch geführt wird. Insgesamt gibt es knapp 200000 solcher Ziegel, die von einer speziellen Maschine, der Brick Assembly Machine (BAM), hergestellt werden.

Damit man weiß, wann es sich überhaupt lohnt einen Ziegel zu entfernen, befindet sich zwischen den Wänden, die die Ziegel enthalten, ein Target Tracker (TT)[63]. Dieser besteht aus zwei Schichten 2,63 cm breiter, 1,06 cm dicker und 6,86 m langer Plastikszintillatoren, die an beiden Enden über Wellenlängenschieber und 64-Kanal Photomultiplier der Firma Hamamatsu ausgelesen werden. In der einen Schicht sind die Streifen horizontal, in der anderen vertikal angeordnet. Findet ein Ereignis innerhalb des Detektors statt, so wird zunächst mittels der Target-Tracker und der anderen elektronischen Detektoren eine Spur rekonstruiert. Anhand dieser wird dann der zu untersuchende Ziegel ausgewählt. Die Triggereffizienz des TT beträgt dabei über 99% und dank seiner Ortsauflösung von knapp 1,5 cm, wird mit ca. 80% Wahrscheinlichkeit der richtige Ziegel identifiziert. Pro SM gibt es 31 Ziegelwände und ebensoviele Target Tracker.

Direkt vor dem ersten SM befindet sich noch eine 9,6 m mal 9,2 m große Wand aus zwei Schichten von Resistive Plate Chambers (RPC) deren Elektrodenflächen aus Glas bestehen [64]. Sie dienen als Veto für Myonen, die durch Strahlneutrinos im Material vor OPERA entstehen. Zur Unterscheidung von den andern Detektorteilen werden sie deshalb 'VETO' genannt. Zusätzlich werden Ereignisse auch noch mit den Borexinodaten abgeglichen. Um kosmische Myonen von Strahlereignissen zu unterscheiden, wird außer geometrischen Informationen noch ausgenutzt, dass die am OPERA-Detektor gemessenen Zeiten mit denen am CNGS synchronisiert sind, sodass man nur solche Ereignisse untersuchen muss, die, korrigiert auf die Flugzeit, in die 10,5 μs eines Neutrinostrahls fallen (siehe Kapitel 3.2).

3.3.2 Das Myon-Spektrometer

Die Aufgabe der Spektrometer bei OPERA ist es, die Impulse langreichweitiger Teilchen, speziell Myonen, und das Vorzeichen deren Ladung zu bestimmen. Dadurch soll eine möglichst vollständige kinematische Analyse eines Ereignisses ermöglicht werden. Diese wiederum erlaubt es, den Hintergrund über Schnitte auf den fehlenden Transversalimpuls und über die Unterscheidung von Myonen von Antimyonen zu reduzieren (siehe Kapitel 3.4).

Dazu besteht jedes Spektrometer, wie in Abbildung 3.6 zu sehen, aus einem Dipolmagneten mit Eisenkern sowie elektronischen Detektoren zur Spuranalyse. Die Spulen des Magneten befinden sich ober- und unterhalb des eigentlichen Detektors, sodass in der einen Hälfte des Eisenkerns das Magnetfeld von 1,55 Tesla abwärts, in der anderen Hälfte aufwärts gerichtet ist. (Für die genauen elektro-

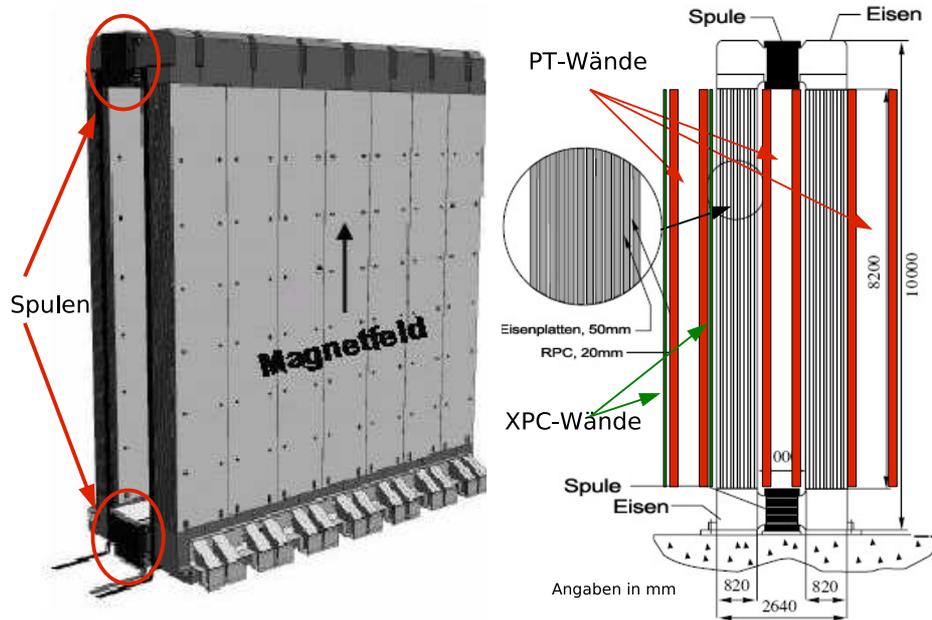


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines OPERA-Spektrometers. Links der Magnet in perspektivische Ansicht ohne die PT-Wände. Rechts Seitenansicht mit PT-Wänden in Rot und XPCs in Grün. In dem vergrößerten Kreis ist der sandwichartige Aufbau aus Eisenplatten und RPCs in den Magnethälften zu sehen.

magnetischen Eigenschaften des Magneten siehe [65].) Durchquert ein Teilchen diese beiden Hälften längst der Strahlrichtung, so wird es also von beiden Hälften in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt, sollte aber, wenn man Energieverlust innerhalb des Magneten vernachlässigt, auf der anderen Seite unter gleichem Winkel, jedoch leicht versetzt, wieder herauskommen. Aus diesem Versatz und aus der Winkeländerung nach einer Magnethälfte lässt sich, wenn man sie genau genug bestimmt, der Impuls des Teilchens transversal zum Magnetfeld errechnen und dadurch, bei bekannter Flugrichtung, auch das Vorzeichen der Ladung des Teilchens.

Um die entsprechenden Spurparameter zu ermitteln, gibt es vor und hinter dem Magneten, sowie zwischen seinen beiden Hälften jeweils zwei Wände des Precision Trackers (PT) [75]. Sie ermöglichen es, durch ihre hohe Ortsauflösung von $\leq 600 \mu\text{m}$, die Impulse in einem Bereich einigen GeV bis ca. 30 GeV auf, je nach Energie, ca. 20-30% genau zu bestimmen. Für Details zur Funktionsweise und zur Spurrekonstruktion siehe Kapitel 4 bzw. 6.7.

Außerdem befinden sich in jeder Hälfte des Eisenkerns noch 11 Schichten aus Widerstandsplattenkammern (RPCs), die jeweils durch eine 5 cm dicke Eisenplatte voneinander getrennt sind und zur Spurrekonstruktion innerhalb der Eisenkernhälften dienen. Die OPERA-RPC [67] sind insgesamt 2 cm dick und bestehen aus zwei parallel zueinander angeordneten Elektrodenplatten aus mit Leinöl beschichtetem Bakelit. Zwischen den beiden Platten befindet sich ein 2 mm breiter Hohlraum, der mit einer Gasmischung aus Argon, Tetrafluorethane, Isobutane

und SF_6 in einem Verhältnis von 75,5/20/4/0.5 gefüllt ist. Die RPCs werden so betrieben, dass es beim Durchgang eines Teilchens zu einer kurzen Entladung kommt (Streamermodus), wozu zwischen den beiden Elektroden eine Spannung von rund 8000 V anliegt. Durch die geringe Dicke des Gasvolumens haben RPC eine sehr gute Zeitauflösung von je nach Schwellenspannung 2-4 ns, sodass sie sich als Trigger für den PT eignen. Die Rückseite der Elektroden ist mit Kupferstreifen segmentiert, die jeweils an einem Rand der RPC-Wand ausgelesen werden. Die Kupferstreifen auf beiden Seiten eines RPCs sind orthogonal zueinander, sodass man zweidimensionale Informationen erhält. Die horizontalen Streifen, die die Y-Information liefern, haben zueinander einen Abstand von 3,5 cm, während die vertikalen Streifen für die X-Information einen Abstand von 2,6 cm haben. Aufgrund von Abstandhaltern aus Plastik, dem modularen Aufbau der RPC-Wände und wegen Freiräumen für Haltebolzen des Magneten, haben die OPERA RPCs eine geometrische Akzeptanz von ca. 97 %. Für eine genauere Beschreibung der Ausleseelektronik siehe [68].

Direkt vor der ersten Wand des PT und direkt zwischen der ersten Magnethälfte und der zweiten PT-Wand befindet sich jeweils noch ein diagonal segmentierter Glas-RPC, kurz XPC. Die Auslestreifen der XPC haben voneinander einen Abstand von 2,6 cm und sind $42,61^\circ$ gegen die Horizontale geneigt. Ihre Aufgabe ist es, Zweideutigkeiten, die in der Rekonstruktion beim Zusammenführen der XZ- und der YZ-Projektion auftreten können, zu lösen. Zusammen mit einigen der RPC-Wände des Magneten fungieren sie außerdem als Trigger für den PT und geben diesen ein präzises Zeitsignal. Dazu sind sie, genau wie einige der Magnet-RPCs mit spezieller Zeitmesselektronik ausgestattet.

3.4 Datenanalyse

Im folgenden Abschnitt wird kurz auf wichtige Aspekte der Datenanalyse eingegangen, dabei wird sich hauptsächlich auf den Nachweis der Tauneutrinos in den Emulsion beschränkt. Darüber hinaus wird auf den zu erwarteten Hintergrund eingegangen und darauf, weshalb man das Spektrometer braucht, um einen Teil davon zu reduzieren. Schließlich wird noch die Impulsbestimmung durch Vielfachstreuung besprochen, da dies sowohl in den Emulsion als auch im Magnet Anwendung findet. Außerdem begrenzt Vielfachstreuung die Auflösung des Spektrometers, wenn man zur Impulsermittlung die Spuren aus den PT heranziehen will. Diese Art der Impulsbestimmung, so wie einige Ergebnisse der Rekonstruktion in diesem Zusammenhang, werden in Kapitel 6 diskutiert.

3.4.1 Taunachweis

Um eine generelle Vorstellung zu vermitteln, wie Tauneutrinos in OPERA nachgewiesen werden, wird in diesem Kapitel geschildert, welche Schritte im Einzelnen unternommen werden, um zu entscheiden, ob ein spezifisches Ereignis von einem Tauneutrino stammt. Dabei wird sich auf die generellen Strategien, die hinter jedem Schritt stecken, beschränkt und auf Details verzichtet. Des Weiteren wird im Folgenden davon ausgegangen, dass sich der primäre Vertex in einem BEP-

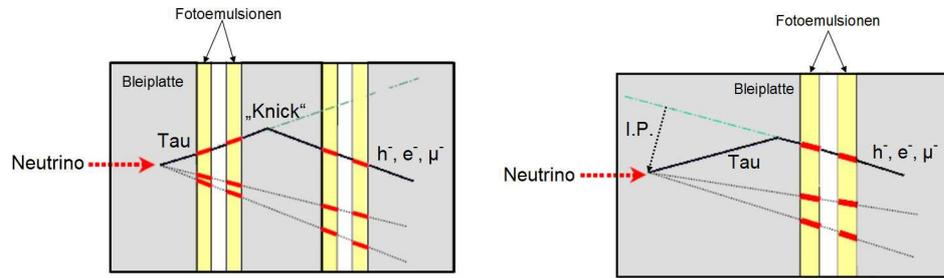


Abbildung 3.7: Topologie eines Tauereignisses mit Knick für einen langen Zerfall (links) und einen kurzen Zerfall (rechts). Beim langen Zerfall ist der Knick in den Emulsionen direkt zu erkennen, beim kurzen Zerfall muss man den Stoßparameter (I.P. für engl. impact parameter) verwenden, um die Tauzerfälle vom Untergrund zu unterscheiden.

Ziegel befindet, da nur dann die vollständige Auswertung möglich ist. Natürlich gibt es auch in der nicht unbeträchtlichen zusätzlichen Masse des Detektors Neutrinowechselwirkungen, diese werden aber nur genutzt, um das Verständnis des Detektors, also Kalibration und Alignment, zu verbessern und eventuell, um das Verhältnis von Neutrinoinduzierten geladenen Wechselwirkungen zu ungeladenen Wechselwirkungen zu bestimmen. Letzteres würde analog zu Disappearance-Experimenten zur Bestimmung der atmosphärischen Oszillationsparameter dienen.

Damit überhaupt Neutrinos nachgewiesen werden können, müssen sie erst einmal mit dem Material des Detektors wechselwirken und dabei mindestens ein geladenes Teilchen erzeugen. Dabei unterscheidet man die folgende Ereignisklassen

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X \text{ (NC)} \quad (3.2)$$

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \text{ (CC)} \quad (3.3)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l + p \text{ (QE)}, \quad (3.4)$$

wobei das l eine Leptonart, also e, μ oder τ , bezeichnet, N ein Nukleon, also Proton oder Neutron, und X den Reaktionrest, also alle anderen Teilchen die bei diesen Reaktionen entstehen können. QE steht hier für quasi elastisch und ist ein Spezialfall der Wechselwirkung mit neutralem Strom (NC), der aber aufgrund seiner Einfachheit leichter zu untersuchen ist und deshalb gesondert behandelt wird. Im Gegensatz dazu spricht man bei den anderen beiden Ereignisklassen von tiefinelastischer Streuung, engl. deep inelastic scattering (DIS). Als Nächstes muss eines der geladenen Teilchen noch genügend weit durch den Detektor fliegen, um die Datenauslese der Target-Tracker zu triggern. Daraufhin werden die Daten aller elektronischen Detektorkomponenten auf Spuren und andere Muster untersucht. Diese Spuren, speziell die von Myonen herrührenden, werden nach Möglichkeit rekonstruiert und kinematisch ausgewertet (siehe Kapitel 6). Die so gewonnenen Informationen nutzt man nun, um zu entscheiden, welcher Ziegel vermutlich entwickelt werden muss und um auf entsprechender CS ein ca. $6 \times 6 \text{ cm}^2$

großes Suchfeld zu definieren. Erschwert wird diese Suche durch Rückwärtsstreuung von Phontononen und niedrigenergetischen Hadronen. Der entsprechende Ziegel wird entfernt und die CS entwickelt. Das Suchfeld wird dann mit automatischen Mikroskopen abgesucht. Findet man dabei eine durch beide Emulsionsträger gehende Spur, deren Richtung in etwa mit den Erwartungen aus den elektronischen Daten übereinstimmt, so wird der Ziegel zunächst, in einer speziell dafür vorgesehenen Grube, der kosmischen Strahlung ausgesetzt. Die dadurch entstandenen Spuren dienen dem Aligment der einzelnen Emulsionen innerhalb des Ziegels. Außerdem werden die Emulsionen in den Ziegeln noch Hilfe von Röntgenstrahlung markiert, was sowohl der eindeutigen Identifikation als auch als Hilfe beim Aligment dient. anschließend wird der Ziegel in einer Dunkelkammer auseinandergenommen und vollautomatisch entwickelt. Nun wird versucht, die im CS identifizierte Spur durch die einzelnen Schichten zurückzuverfolgen (scan back). Stößt man dabei auf einen Vertex oder eine wesentliche Richtungsänderung, wird in einen Bereich um diese Position nach anderen zum Ereignis gehörenden Spuren gesucht. Diese werden dann ebenfalls in Richtung des primären Vertex weiterverfolgt, bis man diesen gefunden hat. Die Umgebung des primären Vertex wird nun eingehend untersucht, um zu entscheiden, ob das Ereignis von einem Tauneutrino stammen kann.

Wenn ein Tauneutrino einer CC-Wechselwirkung unterläuft, entsteht natürlich ein Tau. Da dieser aber nur eine sehr kurze Lebensdauer von $(290,6 \pm 1,1) \times 10^{-5}$ s hat, zerfällt es bei OPERA im Mittel nach ca. 0,6 mm, wobei man elektronische, myonische und hadronische Zerfallskanäle unterscheidet [82]

$$\begin{array}{ll}
 \tau \rightarrow e + \nu_\tau + \bar{\nu}_e & \text{B.R.: 17,8\%} \\
 \tau \rightarrow \mu + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu & \text{B.R.: 17,4\%} \\
 \tau \rightarrow h^- + \nu_\tau + N & \text{B.R.: 48,6\%} \\
 \tau \rightarrow h^+ + h^- + h^- + \nu_\tau + N & \text{B.R.: 15,2\% .} \quad (3.5)
 \end{array}$$

Das N steht dabei für null oder mehr neutrale Teilchen und mit 'B.R.' ist das Verzweigungsverhältnis³ gemeint. Bei diesen handelt es sich zu über 98% ausschließlich um π_0 Teilchen. Bei den geladenen Hadronen handelt es sich ebenfalls meist um Pionen, aber auch um einen nicht unerheblichen Teil Kaonen. Wie man sieht, entsteht in 83,8% aller Zerfälle nur ein negativ geladenes Teilchen (single prong). Da nur geladene Teilchen im Detektor Signale bzw. Spuren hinterlassen, weisen diese Zerfälle alle die gleiche, sehr charakterische Signatur auf. Nach einem primären Vertex wie in Gleichung 3.2, weist eine der Spuren des Vertex nach der typischen Zerfallslänge eines Taus einen Knick auf; man spricht von einer sogenannten 'kink' Topologie (siehe Abbildung 3.5). Kann man diese Topologie innerhalb eines BEP-Ziegels nachweisen, so handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um ein durch ein Tauneutrino verursachtes Ereignis. Um die Möglichkeit zu reduzieren, dass man sich fälschlicher Weise mit einem Teilchen niedrigen Impulses befasst, das durch simple Streuung eine derartig geknickte Spur erzeugt

³engl. Branching Ratio

hat, werden zusätzlich mittels Vielfachstreuung (siehe Abschnitt 3.4.2) grob die Impulse der beteiligten Teilchen bestimmt.

Wegen der geringen Reichweite des Taus geschieht es häufig, dass sowohl der primäre Vertex, als auch der Ort an dem das Tau zerfallen ist, innerhalb einer der 1 mm dicken Bleiplatten liegen, sodass der Knick nicht direkt beobachtbar ist. Aus diesem Grund wird in der Analyse zwischen langen und kurzen Zerfällen unterschieden (Abbildung 3.7).

Longe Zerfälle sind solche, wo sowohl die Spur des Mutterteilchens, also des vermeintlichen Taus, als auch die des geladenen Tochterteilchens in mindestens einer Emulsionsschicht rekonstruiert werden konnte. Wegen der Winkelauflösung in den Emulsionen von ca 2,1 mrad sind Winkel unter 3 mrad nicht mehr als Knick erkennbar, weshalb nur Topologien mit einem Knick von mehr als 3×3 mrad als Taukandidat akzeptiert werden. Außerdem darf der Taukandidat nicht mehr als zwei Emulsionsträger komplett durchqueren, da die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tau weiter kommt, nur etwa 1% beträgt, der Hintergrund an falschen Taukandidaten mit größerer Zerfallslänge aber deutlich zunimmt.

Etwa 60% aller Tau-Zerfälle sind kurz und deshalb nicht so einfach auszuwerten. Um sie aber nicht gänzlich für die Analyse zu verlieren, sucht man am primären Vertex nach Spuren mit einem hohen Stoßparameter (impact parameter). Der Stoßparameter ist der Abstand, den eine gedachte gerade Fortsetzung einer Spur zum Vertex hat (siehe Abbildung 3.7).

Erst wenn eine Spur als Taukandidat identifiziert wurde, werden alle zum Ereignis gehörenden Spuren im Ziegel noch einmal mit der vollen Genauigkeit und über den gesamten Ziegel gescannt, bis man auf diese Art die vollständigen Spurinformatoren eines Ereignisses innerhalb des Ziegels gewonnen hat. Wie weiter unten beschrieben, wird vor allem auch mittels Vielfachstreuung in den Ziegeln der Impuls der Zerfallsprodukte möglichst genau bestimmt, um so Rückschlüsse auf die Art der beteiligten Teilchen ziehen zu können. Das Ganze geschieht mit Hilfe von automatischen Mikroskopen mit CCD-Kameras, die eine Scanninggeschwindigkeit von $\sim 20 \text{ cm}^2/\text{h}$ haben. Insgesamt müssen so bei laufendem Strahl ca. 30 BEP-Ziegel pro Tag behandelt werden, wozu ca. ebensoviele Mikroskope nötig sind [62].

3.4.2 Energie- und Impulsmessung

Für die eindeutige Identifizierung der Tauereignisse und deren Trennung vom Untergrund ist es nötig, möglichst genaue Kenntnis über die Kinematik jedes Ereignisses zu gewinnen. Dazu stehen im Wesentlichen drei Methoden zur Verfügung, Vielfachstreuung, Schauerprofile und Spuranalyse im Magnetfeld. Letzteres kann natürlich nur im Spektrometer durchgeführt werden. Die anderen beiden Methoden sind dagegen hauptsächlich in den BEP-Ziegeln wichtig, können aber auch bei den TT und, dank der RPCs, innerhalb des Eisenkerns des Magneten angewandt werden.

Ein geladenes Teilchen bewegt sich in Materie in der Regel nicht in perfekt gerader Richtung, sondern wird immer wieder, hauptsächlich durch Streuung an den Coulombfeldern von Nukleonen (bei Hadronen auch durch starke Wechselwirkung), leicht abgelenkt. Ist die Materie dick genug, so kann, wegen der großen

Anzahl an Streuprozessen die nach einer gewissen Strecke resultierende Ablenkung, statistisch behandelt werden. Die Verteilung der Streuwinkel wird dann durch die Moliere-Theorie beschrieben. Für kleine Ablenkwinkel ist diese Verteilung um den mittleren Streuwinkel θ_{rms} normalverteilt, während sie für große Winkel sich immer mehr wie die Winkelverteilung bei der Rutherfordstreuung verhält, also längere Ausläufer hat. Für die meisten Anwendungen ist die Gaussverteilung aber völlig ausreichend. Ihre Standardabweichung ist, projiziert auf eine Streuebende

$$\theta_{rms}^{proj.} = \frac{13,6 MeV}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] , \quad (3.6)$$

wobei p (in MeV/c) den Impuls, βc die Geschwindigkeit und z die Ladung des gestreuten Teilchens (in Einheiten von e) darstellt. x/X_0 ist die Flugstrecke in Einheiten der Strahlungslänge des streuenden Mediums mit der Ladungszahl Z und dem Atomgewicht A

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_a Z^2 r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})} . \quad (3.7)$$

Für räumliche Streuwinkel ist die entsprechende Standardabweichung um einen Faktor $\sqrt{2}$ größer. Indem man nun bei einem Teilchen mehrfach die Ablenkung nach einer gewissen Flugstrecke misst, kann man θ_{rms} bestimmen und hat so nach Gleichung 3.6 ein Maß für den Impuls des Teilchens. Zu dieser Messung kann man entweder direkt die Winkel der Flugbahn an verschiedenen Orten der Teilchenspur heranziehen oder man bestimmt, da

$$y_{rms}^{proj.} = \frac{1}{\sqrt{3}} x \theta_{rms}^{proj.} \quad (3.8)$$

gilt, zunächst in einem Teilabschnitt die Flugrichtung und dann nach einem gewissen Abstand die Abweichung y_{rms} im Ort von der geraden Flugbahn.

Da man, wegen der statistischen Natur von θ_{rms} , möglichst viele Messungen dieser Art durchführen muss, eignet sich diese Methode der Impulsbestimmung besonders für stark segmentierte Detektoren, wie die BEP-Ziegel oder die Kombination aus Magnetkern und RPCs. Wenn ein Teilchen zum Beispiel durch einen ganzen BEP-Ziegel fliegt, hat man wegen seiner Sandwichstruktur in zwei Ebenen jeweils 56 Messpunkte, sodass eine Impulsauflösung von bis zu 10% erreicht werden kann. Außerdem ist es durch die vielen Messpunkte möglich, mehrfach die Impulse entlang einer Spur zu bestimmen.

Dies wird besonders genutzt, um geladenen Hadronen, wobei es sich hauptsächlich um Pionen handelt, von Elektronen zu unterscheiden, da Elektronen ihre Energie in Materie hauptsächlich durch Bremsstrahlung mit

$$E_e(x) = E_0 e^{-x/X_0} \quad (3.9)$$

verlieren, während der wichtigste Prozess für den Energieverlust bei Hadronen Ionisation ist, wobei

$$E_h(x) = E_0 \left(1 - \frac{dE}{dx} x \right) \quad (3.10)$$

gilt. Dabei kann man zwischen drei Methoden zur Elektron/Hadron-Separierung wählen. Bei der ersten nutzt man aus, dass durch den unterschiedlichen Energieverlust nach Gleichung 3.6 unterschiedlich große Streuwinkel durch Vielfachstreuung zu erwarten sind. Dadurch kann man nach

$$\chi^2 = \sum \frac{[(\Delta\theta_i - \theta_i^{MSC}(E_{e/h,i})) / \theta_i^{MSC}(E_{e/h,i})]^2}{N(N-1)} \quad (3.11)$$

ein χ^2 für beide Teilchenhypothesen bilden, wobei $\theta_i^{MSC}(E_{e/h,i})$ die erwartete mittlere Abweichung für entweder Elektronen oder Pionen ist, die vom unterschiedlichen Energieverlauf E_e oder E_h abhängt. Die Hypothese mit niedrigem χ^2 wird dann gewählt und die entsprechende Energie E_0 dem Teilchen zugesprochen. Bei der zweiten Methode nutzt man aus, dass die Dichte, der in den Emulsionen geschwärzten Körnchen (engl. grains), proportional zum Energieverlust des Teilchens in der Emulsion ist. Zählt man pro Emulsion die Schichten von ca. 2-3 μm Dicke (siehe BEP-Ziegel), die entlang der Teilchenspur eine Schwärzung aufweisen, so unterscheidet sich die durchschnittliche Schichtzahl (auch manchmal als durchschnittliche Pulshöhe (PH) bezeichnet) für unterschiedliche Teilchen. so kann man zum Beispiel Protonen und Pionen deutlich separieren (siehe Abbildung 3.8) [69]. Außerdem lassen sich Elektronen und Pionen auch durch Analysen der Schauerprofile unterscheiden, da das Primärteilchen des Schauers immer noch in diesem enthalten ist und so durch die unterschiedlichen Formen des Energieverlustes den Schauer beeinflusst. In [70] wurde gezeigt, dass Letzteres bei Primärenergien von über 1 GeV mit einer Effizienz von mehr als 90% möglich ist.

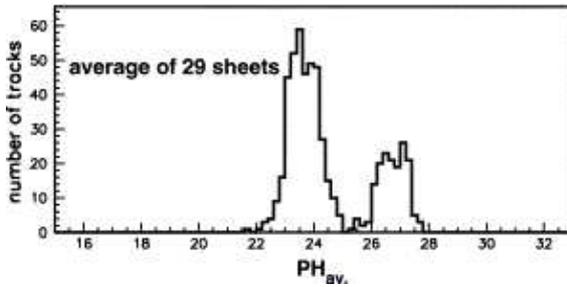


Abbildung 3.8: Unterschiede bei der durchschnittlichen Pulshöhe (PH_{AV}) von 29 Emulsionsschichten für Pionen (linker Peak) und Protonen (rechter Peak). [69].

Wenn ein Teilchen in Materie Energie verliert und dabei andere Teilchen entstehen, die diesen Prozess kaskadenartig fortsetzen, nennt man dies einen Schauer. Man unterscheidet dabei, wegen den unterschiedlichen Teilchen und Prozessen die daran beteiligt sind, hadronische und elektromagnetische Schauer. Letztere entstehen durch Elektronen oder hochenergetische Photonen. Die wesentlichen Prozesse sind Bremsstrahlung der Elektronen, sodass hochenergetische Photonen entstehen, Paarbildung, sodass man wiederum Elektronen und Positronen hat, sowie die Anihilation dieser Positronen mit den Elektronen der Materie. Im Mittel finden die beteiligten Prozesse nach einer Strahlungslänge X_0 statt, sodass man nach dieser Strecke eine Verdopplung der Teilchenzahl erwartet. Da der elektromagnetische Schauer stark auf Bremsstrahlung beruht, findet eine Vervielfachung der Teilchen nur statt, wenn die mittlere Teilchenenergie größer als die kritische Energie E_c ist, bei der der Energieverlust für Elektronen in dem entsprechenden Material durch

Ionisation gleich dem durch Bremsstrahlung ist. Somit ergibt sich für Primärteilchen mit der Energie E_0 eine maximale Schauerreichweite von

$$\frac{x_{max}}{X_0} = \frac{\ln E_0/E_c}{\ln 2} \quad (3.12)$$

und es sind insgesamt

$$N_{Teilchen} = 2^{x_{max}+1} = 2 \frac{E_0}{E_c} \quad (3.13)$$

Teilchen beteiligt. Wenn man wie in den BEP-Ziegeln nur nach Abständen x/X_0 die Spursegmente zählt, so findet man also

$$N_{Segment} = 2 \frac{E_0}{E_c} \frac{X_0}{x}. \quad (3.14)$$

Man kann also durch simples Zählen, der in einem Schauer enthaltenen Spuren, auf die Gesamtenergie des Schauers schließen. Da die transversale Ausdehnung elektromagnetische Schauer hauptsächlich durch Vielfachstreuung hervorgerufen wird, sind 95% der Schauerenergie in einem Zylinder um die Schauerachse enthalten, dessen Radius dem Zweifachen des Molierradius

$$R_m = \frac{21 MeV}{E_c} X_0 [g/cm^2] \quad (3.15)$$

des Mediums entspricht, sodass man nur in einem Kegel mit bestimmten Öffnungswinkel nach Schauerkonstituenten suchen muss.

Bei hadronischen Schauern werden die Sekundärteilchen durch inelastische hadronische Prozesse, wie Zerfälle und DIS, erzeugt. Dabei entstehen hauptsächlich geladene und neutrale Pionen und mit geringer Multiplizität Kaonen, Nukleonen und andere Hadronen. Ansonsten arbeiten Hadron-Kalorimeter nach dem selben Prinzip wie Elektron/Photonkalorimeter. Anstatt durch die Strahlungslänge X_0 wird die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers durch die Absorptionslänge λ_a bestimmt, die in den üblichen Detektormaterialien viel größer ist als X_0 . Da außerdem durch Kernwechselwirkung deutlich mehr Transversalimpuls übertragen wird als bei der Coulombstreuung in elektromagnetischen Schauern, wird die Energie hier auch in einem wesentlich breiterem Bereich verteilt. Zusammen mit energetischen Betrachtungen durch Vielfachstreuung (siehe oben) kann man so hadronische Ereignisse und solche mit Elektronen gut voneinander trennen. Außerdem lässt sich ein hadronischer Schauer wegen der Unregelmässigkeit der beteiligten Prozesse nicht so einfach parametrisieren, sodass man anstelle die Anzahl der Spuren zu zählen, die in den aktiven Detektorteilen deponierte Energie direkt misst. Ein weiterer Unterschied ist, dass ein beträchtlicher Teil der Gesamtenergie unsichtbar bleibt. Gründe hierfür sind das Aufbrechen von Kernbindungen, entweichende neutrale Teilchen und kurzreichweitige Kernfragmente, die im Detektor steckenbleiben, bevor sie zum Signal beitragen können. Aus diesem Grund haben hadronische Kalorimeter meist Energieauflösungen von nicht besser als 30%. Bei OPERA können diese Aufgabe die TT und für Schauer, die direkt vor dem Spektrometer entstehen, der Magnet mit den RPCs erfüllen.

Eine besondere Rolle spielen neutrale Pionen, die sowohl in hadronischen Schauern, als auch in den Primärreaktionen (Glg. 3.2) erzeugt werden. Sie zerfallen sehr schnell ($\approx 10^{-16}$ s) in zwei energiereiche Photonen, sodass ein elektromagnetischer Schauer entsteht.

Da die Impulsbestimmung von Myonen mit Hilfe des Magneten auf der Rekonstruktion der Spuren im PT beruht, ist ihr ein eigener Abschnitt in Kapitel 6 gewidmet.

3.4.3 Untergrund-Ereignisse

Um Aussagen darüber treffen zu können, was für eine Signifikanz eine Messung hat, muss man wissen, wie möglicher Untergrund, also Fakeereignisse⁴, aussehen und wie häufig man solche erwartet. Da OPERA, auf das Signal der Tauneutrinos bezogen, ein Niedrigratenexperiment ist, ist es umso wichtiger, den Untergrund so niedrig wie möglich zu halten beziehungsweise für ein bestmögliches Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu sorgen. Die Hauptquellen für Untergrund bei OPERA sind Zerfälle kurzlebiger Charmteilchen, Myonenstreuung mit großem Winkel und Sekundärreaktionen von Hadronen nahe dem primären Neutrinovertex. Alle drei Prozesse haben gemein, dass sie einen Knick in einer Spur erzeugen können, der manchmal der Tautopologie sehr ähnlich ist.

Bei Charmmesonen resultiert diese Topologie aus der Tatsache, dass sie Massen und Lebensdauern ähnlich dem Tau haben. Da sie außerdem genau wie das Tau beim Zerfall Elektronen, Myonen oder Hadronen erzeugen können, sind sie als Untergrund für alle drei Hauptzerfallskanäle des Taus gefährlich. Die wichtigsten Prozesse in denen Mesonen mit Charm bei OPERA entstehen sind

$$\nu_\mu N \rightarrow c\mu X \quad (\text{Hauptbeitrag}) \quad (3.16)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\mu X \quad (3.17)$$

$$\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X . \quad (3.18)$$

Ein generelles Problem für die Abschätzung des Charmhintergrunds ist, dass es sehr viele theoretische Unsicherheiten bezüglich der Wirkungsquerschnitte gibt. Deshalb ist man auf empirische Messungen der Wirkungsquerschnitte, möglichst über den gesamten bei OPERA wichtigen Energiebereich, angewiesen. Wenn man entsprechende Daten, zum Beispiel aus CHORUS [71] oder E531 [72], heranzieht und das Energiespektrum bei OPERA berücksichtigt, erwartet man, dass 3,3 % aller geladenen Wechselwirkungen, die durch Myonneutrinos induziert wurden, genau ein Charmquark beinhalten

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow c\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \mu X)} = \frac{\sigma_c}{\sigma_{CC}} = (3,3 \pm 0,5)\% , \quad (3.19)$$

was den Hauptteil des Charmhintergrunds ausmacht. Von diesen Mesonen sind ca. 45% neutral und können deshalb nicht das Tau imitieren. Da bei CC-Ereignissen

⁴fake= engl. für unecht

von Myonneutrinos jeweils ein Myon am primären Vertex erzeugt wird, ist die Fähigkeit das Myon nachzuweisen und eindeutig diesem Vertex zuzuordnen, entscheidend für die Identifizierung dieser Art von Untergrund. Zerfällt das geladene Charmmeson allerdings myonisch, so gelingt dies auch, wenn man entweder zwei lange von Myonen oder Antimyonen stammende Spuren identifiziert oder wenn man durch die Bestimmung seiner Ladung ein Antimyon nachweist. In Tauereignissen tritt nämlich immer nur ein negativ geladenes Myon auf. Deshalb ist die Ladungsbestimmung von langreichweitigen Teilchen die zweite wichtige Aufgabe des Spektrometers.

Für assoziierte Charmproduktion, also solche neutrale Wechselwirkungen, bei denen ein Charm und ein Anticharm entstehen, erwartet man eine deutlich geringere Rate – Deshalb sind die Daten über diese Art der Ereignisse auch sehr limitiert. –. Grobe Abschätzung der Wirkungsquerschnitte ergibt

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow c\bar{c}\nu_\mu X)}{\sigma(\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X)} = \frac{\sigma_{c\bar{c}}}{\sigma_{NC}} \leq 0,12\% . \quad (3.20)$$

Da diese außerdem nur zum Untergrund beitragen können, wenn eines der beiden Charmteilchen nicht entdeckt wird, erwartet man, dass sie eine Größenordnung weniger Hintergrund produzieren.

Die wesentliche Ursache für Untergrund im myonischen Kanal des Tauzerfalls, stellen Myonen aus CC-Ereignissen der Myonneutrinos dar, wenn diese direkt nach dem primären Vertex stark an der Materie des Detektors streuen. Da die Anzahl dieser Myonen wegen Gleichung 3.6 mit größerem Impuls und mit größerem Winkel abnehmen, kann man diesen Hintergrund mittels einem geeigneten Schnitt auf diese Größen reduzieren. Für große Winkel muss man allerdings berücksichtigen, dass die Ausläufer der Winkelverteilung nicht einer Gauss-, sondern der Rutherford-Formel entsprechen (siehe Abschnitt 3.4.2).

Den letzten großen Beitrag zum Hintergrund liefern Hadronen aus den NC- und CC-Reaktionen der Myonneutrinos, wenn diese kurz nach dem primären Vertex erneut mit dem Umgebungsmaterial wechselwirken. Wenn das primäre Myon nicht identifiziert wird, können diese wie Tauereignisse des hadronischen Zerfallskanals erscheinen. Außerdem können sie zu einem geringen Teil den myonischen Kanal verschmutzen, wenn das primäre Myon nicht entdeckt, stattdessen aber ein Hadron als Myon missidentifiziert wird.

Man sieht also, dass dem Spektrometer eine entscheidende Rolle bei der Reduzierung des Untergrunds zukommt, da bei allen drei Untergrundquellen die zuverlässige Identifikation beziehungsweise kinematische Analyse der Myonen das wichtigste Werkzeug zur Unterscheidung vom Signal darstellt.

Drei andere erwähnenswerte Hintergrundquellen sind prompte Taus, prompte Elektronen und geladene Pionen aus ν_μ NC-Wechselwirkungen. Die ersten beiden spielen schon wegen der geringen Verunreinigung des Strahls durch Tau- beziehungsweise Elektronenneutrinos, durch die sie produziert werden, keine Rolle. Letztere tragen nur dann zum Hintergrund bei, wenn sie kurz nach dem primären Vertex durch den Prozess ($\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$) π^0 produzieren (Ladungsaustauschprozess). Diese zerfallen sehr schnell ($\approx 10^{-16}$ s) in zwei energiereiche Photonen und lösen so einen elektromagnetischen Schauer aus, sodass das Ereignis, wie der elek-

Ereignis	Anzahl
ν_μ CC	23300
ν_μ NC	7000
$\bar{\nu}_\mu$ CC	490
ν_e CC	186
$\bar{\nu}_e$ CC	16

Tabelle 3.3: Anzahl der erwarteten Neutrinoereignisse nach fünf Jahren nomineller Laufzeit.

trische Zerfallskanal des Taus aussehen kann. Dank der hohen Auflösung und der Konversionslänge des π^0 von 7,2 mm in Blei, ist es in den BEP-Ziegeln aber in der Regel möglich zu erkennen, dass dieser Schauer nicht von einem geladenen Teilchen stammt, sondern wegen der Flugstrecke der neutralen Pionen etwas entfernt vom Vertex entsteht. Allen drei Hintergrundquellen ist also gemein, dass sie nach Anwendung aller Analyseschritte, keinen nennenswerten Beitrag zur Verschmutzung des Tausignals mehr liefern.

3.4.4 Nachweisempfindlichkeit

Um beurteilen zu können, wie eindeutig in OPERA gezeigt wurde, ob Tauneutrinos im CNGS-Strahl enthalten sind oder nicht, muss man wissen, wie das Verhältnis von Signal zu Untergrund ist. Genauer gesagt, muss man wissen, mit welcher Wahrscheinlichkeit die gemessene Anzahl von Tau-Ereignissen mit dem erwarteten Untergrund kompatibel ist. Ein eindeutiger Nachweis für das Auftauchen von Tauneutrinos ist dann gegeben, wenn diese Anzahl mit 4σ vom erwarteten Hintergrund abweicht, das heißt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass man so viele Ereignisse nur aufgrund der Hintergrundquellen gefunden hat, kleiner als $6,3 \times 10^{-5}$ ist. Dazu ist zunächst die Kenntnis der Gesamtzahl der erwarteten Ereignisse nötig, die sich aus der Quelleistung, dem Oszillationsverhalten und der Detektormasse ergibt. Außerdem braucht man die Effizienz mit der der Detektor die gesuchten Ereignisse nachweist und schließlich noch die Rate der Untergrundereignisse sowie die Effektivität ihrer Identifizierung als Untergrund. Bei der geplanten Intensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ pot/Jahr, einer durchschnittlichen Detektormasse von 1,6 kt und einer Laufzeit von 5 Jahren erwartet man insgesamt ca. 31000 Neutrinoevents, von denen ca. drei Viertel CC-Wechselwirkungen von Myonenneutrinos sind (siehe Tabelle 3.3).

Die Anzahl der erwarteten Tauereignisse hängt vom Anteil an Tauneutrinos im Strahl und somit von den atmosphärischen Mischungsparametern ab. Da sich das OPERA-Experiment in Bezug auf die mittlere Energie der Neutrinos deutlich

Zerfall	DIS lang	QE lang	DIS kurz	total
$\tau \rightarrow e$	2,7%	2,3%	1,3%	3,4%
$\tau \rightarrow \mu$	2,4%	2,5%	0,7%	2,8%
$\tau \rightarrow h$	2,8%	3,5%	-	2,9%
Insgesamt	8,0%	8,3%	1,3%	9,1%

Tabelle 3.4: Produkt aus B.R. und Nachweiswahrscheinlichkeit für die einzelnen Zerfallskanäle bzw. Ereignisklassen der Taus in Prozent. In die Berechnung der totalen Zahlen pro Kanal ist die Verteilung auf die einzelnen Reaktionen als Gewichtung eingegangen.

vor dem ersten Oszillationsmaximum befindet, steigt die Anzahl der Tauneutrinos näherungsweise quadratisch mit Δm_{23}^2 (siehe Glg. 2.16). Für maximale Mischung und $\Delta m_{23}^2 = 1 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ erwartet man nur 24 ν_τ -CC Ereignisse, für den doppelten Wert sind es schon 95 und für ein Δm_{23}^2 von $3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ sind es 215. In den kommenden Jahren erwartet man von MINOS, den Wert von Δm_{23}^2 weiter zu festigen, was die Erwartungen für OPERA natürlich beeinflussen und dadurch die Interpretation des OPERA-Ergebnisses einfacher machen wird.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten sind aufgrund der verschiedenen Analyseschritte für die einzelnen Zerfallskanäle und Ereignisklassen des Taus sehr unterschiedlich. Um sie zu erhalten, muss mittels Monte-Carlo-Simulation für jeden Analyseschritt, wie zum Beispiel das richtige Identifizieren des Ziegels oder den Myonnachweis, eine Effizienz ermittelt werden. Diese werden in Tabelle 3.4 angegeben. Berücksichtigt man dann noch die Verzweigungsverhältnisse, so ergibt sich eine Gesamteffizienz für den τ -Nachweis von 9,1%.

Ähnliche Abschätzungen müssen auch für den Untergrund vorgenommen werden. Die Gesamtzahl der τ -Ereignisse in Abhängigkeit von Δm_{23}^2 und der Untergrundereignisse sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Bei im Mittel einem Untergrundereignis während des gesamten Experiments, reichen schon 5 τ -Signale, um das Erscheinen von Tauneutrinos im CNGS-Strahl eindeutig, das heißt mit 4 σ , nachzuweisen. Das bedeutet, dass selbst für das kleinste, mit dem 90%-Konfidenzbereich der globalen Daten vereinbare Δm_{23}^2 , der eindeutige Nachweis möglich ist und man für den besten Fitwert sogar schon nach ca. 2 Jahren aussagekräftige Ergebnisse erwarten darf.

Natürlich gilt, wie für andere Oszillationsexperimente auch, dass man für die Analyse auf zuverlässige Informationen über die Wirkungsquerschnitte von Neutrinos und die B.R. der einzelnen Reaktionen angewiesen ist. Insbesondere sind bei der Wechselwirkung von Neutrinos mit schweren Kernen, die wie bei OPERA das Blei, häufig als Streupartner der Neutrinos Verwendung finden, die Kerneffekte theoretisch schwer zu beschreiben. Um diese Kerneffekte berücksichtigen zu können, wird deshalb gerade das Minerva Experiment [74] im NuMI-Strahl

Δm_{23}^2	$1,9 \cdot 10^{-3} eV^2$	$2,5 \cdot 10^{-3} eV^2$	$3,2 \cdot 10^{-3} eV^2$	Untergrund
1,8 kt nominal	8,0	13,9	22,7	0,8

Tabelle 3.5: Anzahl der erwarteten bei OPERA gemessenen Tauereignisse, in Abhängigkeit vom atmosphärischen Oszillationsparameter Δm_{23}^2 bei maximaler Mischung [73]. Es wird von 5 Jahren Laufzeit mit nominaler Strahlleistung und anfänglich 1,8 t effektiver Detektormasse ausgegangen. Gegenüber dem Proposal [1] wurde durch verbesserte Methoden sowohl der Untergrund reduziert, als auch die Nachweiseffizienz verbessert. Die gewählten Werte für Δm_{23}^2 entsprechen dem best Fit sowie den 3σ Grenzen aus Tabelle 2.2.

vorbereitet, welches diese Wirkungsquerschnitte für einige wichtige Kerne, unter anderem Blei, ermitteln will. Wegen der geringeren Neutrinoenergien des NuMI-Strahls werden die Charm-Prozesse, die für den OPERA-Hintergrund interessant sind, aber kaum vermessen werden.

Kapitel 4

Der Precision-Tracker

Bevor man sich mit der Rekonstruktion von Spuren innerhalb eines Detektor beschäftigt, empfiehlt es sich, sich eine generelle Vorstellung von dem zu verschaffen, was überhaupt im Detektor passiert. Außerdem gibt es einige technische Details, wie zum Beispiel der Trigger¹, die direkten Einfluss auf die Daten und damit ihre Rekonstruierbarkeit haben. Entsprechende Effekte müssen verstanden und, um Vergleiche möglich zu machen, soweit es geht in Monte-Carlo-Simulationen dargestellt werden. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel kurz die Grundlagen des PTs dargestellt und auf Eigenschaften eingegangen, deren Kenntnis für die genaue Rekonstruktion nötig ist. Dazu gehören insbesondere die Drift-zu-Ort-Beziehung und die Auflösungsfunktion der OPERA-Driftröhren. Letztere wurden mittels der original Module des OPERA-PT an einem Testaufbau in Hamburg ermittelt, dessen Inbetriebnahme Teil dieser Arbeit war. Die an ihm gewonnenen Ergebnisse wurden zusammen mit dem Teststand bereits in einigen anderen Arbeiten beschrieben, weshalb sich hier auf die letztendlich für die Simulation und Rekonstruktion wichtigen Endresultate beschränkt wird. Besonders zu bemerken ist die in dieser Arbeit gewonnene analytische Beschreibung der Drift-zu-Ort-Beziehung (Gleichung 4.5), die erfolgreich für die Rekonstruktion (siehe Kapitel 6) verwendet werden konnte.

4.1 Funktionsweise von Driftröhren

Bei Driftröhren, wie sie für den PT in OPERA Verwendung finden, handelt es sich im Prinzip um zylindersymmetrische Driftkammern mit nur einem Draht in der Mitte, ähnlich dem Geiger-Müller-Zählrohr. Sie sind mit einem geeigneten Gasgemisch gefüllt, das nicht zu stark dazu neigen darf, Elektronen einzufangen. Zwischen der Außenwand und dem zentralen Draht liegt eine Spannung an. Im Gegensatz zum Geiger-Müller-Zählrohr wird aber nicht nur der Durchgang eines Teilchens registriert, sondern die Aufgabe von Driftröhren ist es, die Spur eines durchgehenden Teilchens mit einer Genauigkeit von einigen hundert Mikrometern zu bestimmen.

Wie fast alle Detektoren zum Teilchennachweis bedienen sie sich dem Um-

¹engl. Auslöser

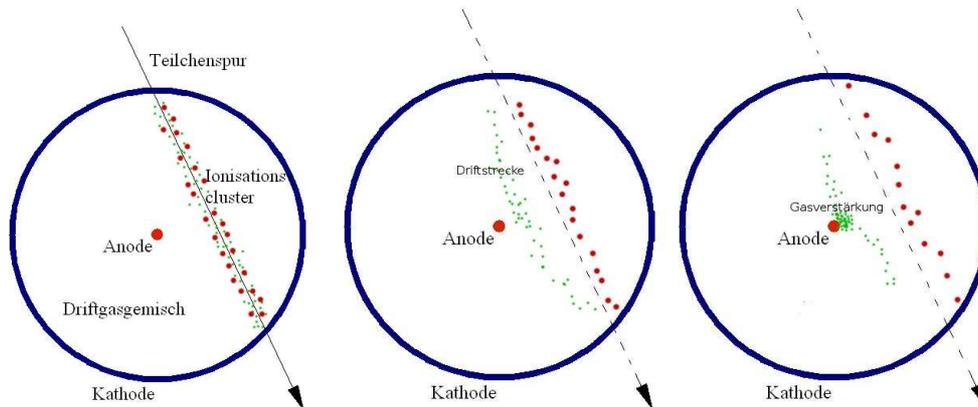


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Funktionsweise von Driftröhren. Links sind die Primärionisationen entlang der Spur zu sehen. In der Mitte ist die Ladungstrennung durch die Driftbewegung sowohl von Elektronen (kleine und grün) als auch von positiv geladenen Atomrümpfen (dick und rot) zu sehen. Und rechts ist die Lawinenbildung durch das starke E-Feld nahe dem Draht skizziert.

stand, dass Teilchen beim Durchgang durch Materie Energie verlieren. Für schwere, geladene Teilchen, wie das Myon, dominiert dabei, bei nicht zu hohen Energien, die Ionisation. Dies geschieht auch beim Durchgang durch das Driftgas im Inneren der Röhre. Dabei hinterlässt das Teilchen eine Spur von Ionisationshaufen, die aus Elektronen und ionisierten Atomen bestehen. Durch das elektrische Feld zwischen dem Draht und dem äußeren Rohr driften die Elektronen entlang der Feldlinien zum Draht, der Anode, während die Ionen sich in entgegengesetzte Richtung bewegen (siehe Abbildung 4.1). Diese räumliche Trennung ist Grundvoraussetzung, um aus dem Vorgang der Ionisation ein Signal zu erhalten. Damit dieses Signal aber messbar wird, muss es noch vergrößert werden. Dazu macht man sich die Zylindersymmetrie der Driftröhren zu nutze. Sie sorgt dafür, dass zur Mitte hin die Feldstärke stark ansteigt (Formel 4.1). Dadurch werden die Elektronen durch Stöße lawinenartig vervielfacht, was am Ende ein gut messbares Signal ergibt, welches an den Enden des Drahtes ausgelesen werden kann. Im Fall des OPERA-PT geschieht dies nur auf einer Seite, weshalb man die Laufzeit des Signals auf dem Draht nicht nur aus Driftröhrensensoren bestimmen kann und folglich auch keine Information darüber gewinnt, auf welcher Höhe das Teilchen den Draht passiert hat.

Da man, im Gegensatz zum Geiger-Müller-Zählrohr, mit Driftröhren nicht nur Teilchen zählen will, braucht man noch ein zweites Signal, aus dem sich ermitteln lässt, wann ein entsprechendes Teilchen durch das Gasvolumen geflogen ist. Dieses zweite Signal wird, meist von einem anderen Detektor gestellt, der ein möglichst schnelles Signal liefert und als Trigger für die Ausleseelektronik der Driftröhren dient. Beim OPERA-PT erfüllen diese Aufgabe XPCs und RPCs, die ebenfalls Teil des Spektrometers sind. Es ist allerdings auch denkbar, dass aus mehreren Driftröhren eigenständig der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs bestimmt wird, was in Abschnitt ?? näher erläutert wird. Die Differenz aus der Ankunftszeit des Drahtsignals und dem Durchgangszeitpunkt des Teilchens wird als Driftzeit be-

zeichnet. Bei bekannten Driftverhalten von Elektronen und Ionen im verwendeten Gas, lässt sich daraus der Abstand des ersten Ionisationshaufens vom Draht ermitteln. Dadurch erhält man aber keine Information auf welcher Seite vom Draht das Teilchen vorbeigeflogen ist, weshalb mehrere Driftröhren hintereinander benötigt werden, um ein Spur eindeutig festzulegen.

4.2 Aufbau des Precision Trackers

Das OPERA-Experiment besteht, wie oben erwähnt, aus zwei Supermodulen, von denen jedes ein Spektrometer besitzt. Wie in Abbildung 3.6 zu sehen, befinden sich in jedem Spektrometer 6 Ebenen des PT, jeweils zwei vor, zwei zwischen und zwei hinter den beiden Dipolen des Magneten. Diese Paare werden manchmal auch als Dubletts bezeichnet. Die Ebenen sind wiederum modular aufgebaut, wobei jeweils 17 beziehungsweise in Ausnahmen 15 (bei PT 1, 7 und 8) dieser Module nebeneinander aufgehängt, eine Ebene bilden. Jedes dieser Module besteht aus 48 Driftröhren, die in vier Lagen á 12 angelegt sind. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen, sind diese Lagen so angeordnet, dass immer zwei Lagen von Röhren so eng wie möglich zusammengepackt sind. Diese Doppellagen sind dann um 11 mm gegeneinander verschoben. Dadurch wird eine möglichst hohe Akzeptanz für Teilchen aus Strahlrichtung erreicht, sodass selbst bei einer hypothetischen Effizienz einer Einzelröhre von nur 90% in mehr als 98,5% ein Teilchen, was durch zwei PT-Wände fliegt, mindestens vier Driftröhrensensoren hinterlässt, was Grundvoraussetzung für die Rekonstruktion ist [75].

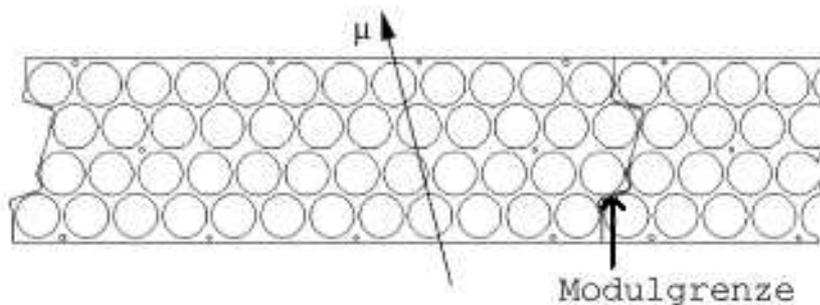


Abbildung 4.2: Anordnung der Driftröhren in einem Modul des OPERA-PT.

Die bis zu 7900 mm langen Röhren hängen dabei senkrecht nach unten, sodass die Gravitation in Verbindung mit der Drahtspannung ausreicht, um die Drähte gerade zu halten. Dadurch kann man auf eine Drahtunterstützung aus Plastik verzichten, die zu ineffizienten Zonen geführt hätte. Die insgesamt fast 10000 Röhren bestehen, genau wie die Endplatten der Module, aus Aluminium und haben einen Außendurchmesser von $38_{-0,15}^{+0}$ mm, sowie eine Wandstärke von 850_{-150}^{+0} μm . Bei dem in der Mitte gespannten Draht, der durch Endkappen aus Plastik elektrisch von der Wand isoliert und mit einer Genauigkeit von 175 μm in Position gehalten wird, handelt es sich um einen goldbeschichteten Wolframdraht (der Firma CFW) mit einem Durchmesser von 45 μm . Pro Supermodul gibt es zwei Gasverteilstationen, die jeweils drei Ebenen des PT über Schläuche an den unteren Endplatten der

Module mit einer Ar:CO₂ (80:20)-Gasmischung bei 1005 ± 5 mbar Absolutdruck versorgen. Das Gassystem wird in [76] ausführlich beschrieben.

Die OPERA-Driftröhren werden mit einer Hochspannung von 2350 V und einer Schwelle von 50 mV betrieben. Die Versorgungsspannungen für den Verstärker sowie den Diskriminator betragen 3,5 V. Diese Arbeitspunkte wurden an baugleichen Testmodulen unter Laborbedingungen bestimmt. Da das Driftverhalten empfindlich auf diese Einstellungen reagiert, beziehen sich alle Ergebnisse in dieser Arbeit auf diesen Arbeitspunkt. Für Einzelheiten zu den Testständen sowie der Elektronik siehe [77],[78] bzw. [75].

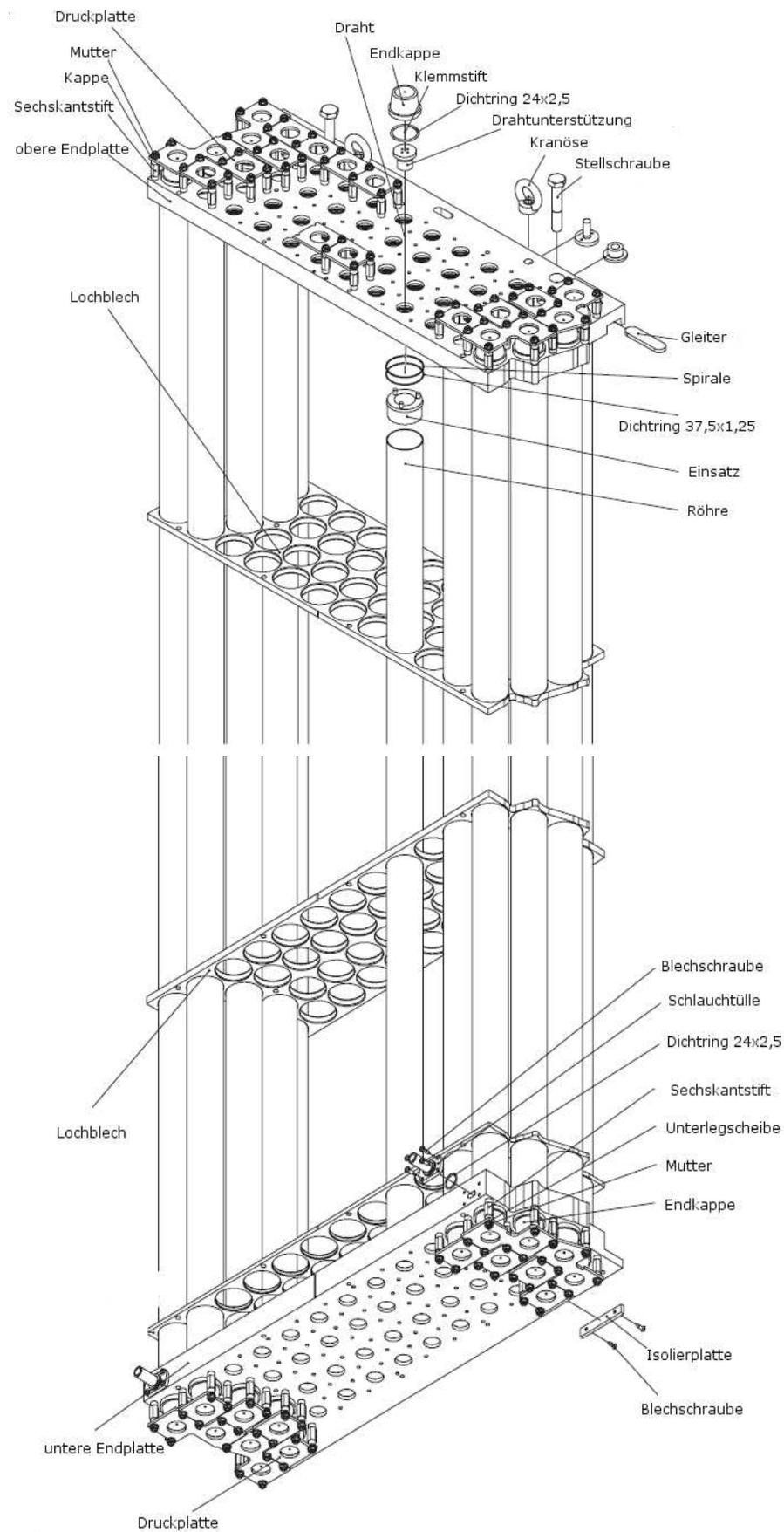


Abbildung 4.3: Schematischer Aufbau eines PT-Moduls mit allen mechanischen Bauelementen.

4.3 Der Trigger

Da die Driftzeiten, die zur Bestimmung der Driftabstände und damit der Spur verwendet werden, neben dem eigentlichen Signal immer auch vom Triggersignal abhängen, ist die Qualität des Triggers und sein genaues Verständnis mitentscheidend für das Erreichen einer guten Ortsauflösung des PTs. Der Trigger für die PTs wurde so optimiert, dass zum einen eine sehr hohe ($> 99,9\%$ für eine RPC-Effizienz von 90%) Effizienz, für mit dem Neutrinostrahl assoziierte Myonen, gegeben ist und gleichzeitig möglichst viele, auch sehr schräg zum Strahl einfallende, kosmische Myonen getriggert werden. Letzteres ist wichtig, da man diese schrägen Myonen sehr gut zum Alignment der Ebenen innerhalb eines Dubletts verwenden kann, wobei auch mögliche Rotationen der Ebenen (um die vertikale Achse) gut ermittelt werden können. Um dies gewährleisten zu können, wurden wie in Abbildung 4.4 zu sehen, pro Dublett jeweils drei RPC- bzw. vor dem Magneten zwei XPC- und eine RPC-Ebenen so ausgewählt, dass sie möglichst nahe am entsprechenden Dublett liegen. Getriggert wird das jeweilige Dublett, wenn eine 2-von-3-Koinzidenz in der entsprechenden Triggerstation aus drei Triggerebenen auftritt. Da Abstandshalter aus Plastik in sowie Lücken zwischen den einzelnen RPC-Kammern, zu einer geometrischen Ineffizienz von ca. 3% führen, werden außerdem alle PT-Dubletts eines Spektrometers ausgelesen, wenn eine der drei Triggerstationen erfolgreich triggert.

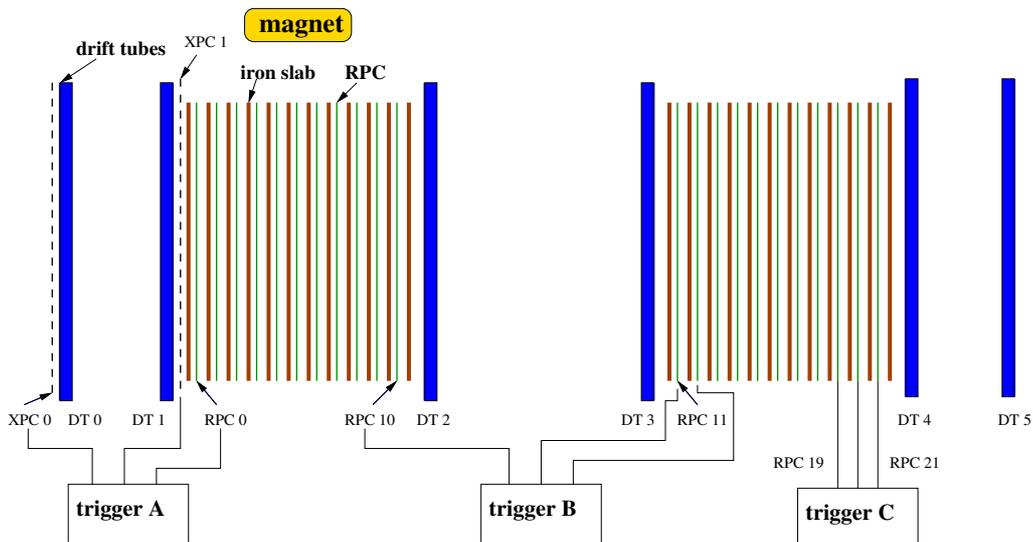


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Triggerstationen. Triggerstation A ist die dem Strahl zugewandte und besteht aus zwei XPC und einem RPC, während die anderen beiden Stationen drei RPC-Ebenen als Trigger nutzen. Getriggert werden alle PT-Ebenen (hier mit DT für engl. Drifttube gekennzeichnet) eines SM, wenn mindestens eine der drei Stationen eine 2-von-3-Koinzidenz aufweist.

Im Fall der RPCs werden die Signale der horizontalen Streifen genommen, da so gewährleistet ist, dass Informationen über die Höhe des Treffers vorhanden sind, die dann für Alignment- und Zeitkorrekturen der Driftröhrendaten verwendet werden können. Die RPCs werden, ebenso wie die XPCs im Streamermodus betrieben, was gegenüber dem Lawinenmodus eine bessere intrinsische Zeitauflösung

von einigen Nanosekunden bedeutet. Dies ist möglich, da die Raten bei OPERA niedrig genug sind, sodass die verhältnismässig lange Totzeit im Streamermodus keine Bedeutung hat. Eine RPC-Ebene besteht aus 7 Kammern, die in den Triggerebenen mit jeweils 2 speziellen Timingboards mit einer Zeitauflösung von ca. 1 ns auf der Korridorseite des Detektors ausgelesen werden. Insgesamt wird so eine Zeitauflösung von 2-4 ns je nach Schwellenspannung an den RPCs erreicht. Die Timingboards geben jeweils das erste Signal einer Kammer an ein OPE-Board weiter. OPE steht für Or-Plane-Electronics, das heißt, die Signale der 14 Timingboards einer RPC Ebene werden über eine Oder-Schaltung auf einen Ausgang weitergeleitet und das Erste dieser Signale wird zusammen mit den Signalen aus den Timingboards auf einen von fünf Steckplätzen des Triggerboards gegeben. Dieses Triggerboard (siehe Abbildung 4.5) enthält die Logik, die bei geeigneter Koinzidenz der Oder-Signale des OPEs das Stoppsignal für die TDCs, die die Driftzeiten messen, generiert. Die 14 Signale der Timingboards werden außerdem auf einen TDC weitergeleitet und zusammen mit den Driftröhrendaten ausgelesen und gespeichert.

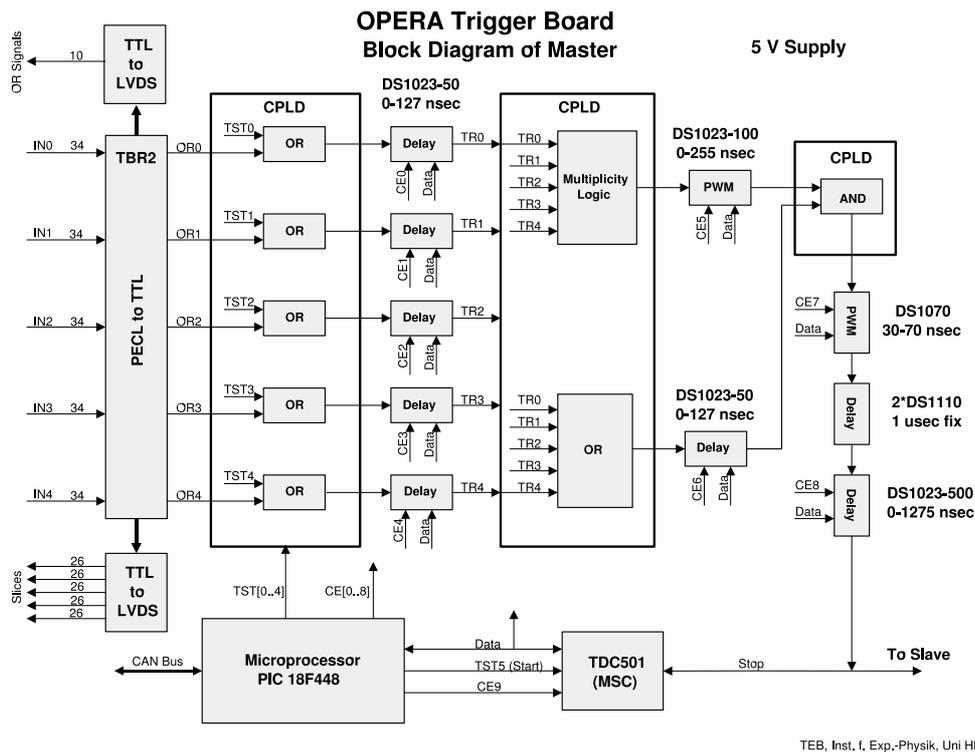


Abbildung 4.5: Blockdiagramm des Triggerboards.

Bei den XPC ist das Verfahren analog. Die XPCs haben nur die Besonderheit, dass sie wegen der diagonal verlaufenden Signalstreifen, knapp doppelt so viele Kanäle pro Ebene haben, sodass sowohl auf der Korridor- als auch auf der Felssei-

te 14 Timingboards und ein OPE benötigt werden. Da eine XPC-Ebene also zwei Anschlüsse des Triggerboards verbraucht, wurde die Triggerboards der vorderen Triggerstation so konfiguriert, dass zunächst die zu einer XPC-Ebene gehörigen Signale über eine Oder-Schaltung zusammengefasst werden und anschließend überprüft wird, ob zwei von drei Triggerebenen in Koinzidenz waren.

Da die RPC alle an der selben Stelle Ineffizienzen durch Abstandshalter und Lücken aufweisen, gibt es aber eine systematische Ineffizienz der einzelnen Triggerstationen. Das heißt, wenn ein Teilchen unter kleinem Winkel gegen die Strahlachse durch zwei benachbarte RPC-Ebenen fliegt, kommt es oft vor, dass es, wenn es in der ersten RPC-Ebene auf eine ineffiziente Stelle trifft, dies auch in der zweiten der Fall ist. Dies trifft auf ca. 6% aller Spuren zu. Aus diesem Grund wurde noch eine zweite Triggerstufe eingeführt, die ein Oder aus allen drei Triggerstationen eines SM bildet. Wenn also eine der drei Triggerstationen eine Koinzidenz aufweist, werden alle PT des SM ausgelesen. Dadurch konnte die theoretische Triggereffizienz, gewonnen durch Monte-Carlos, auf über 99,9% gesteigert werden. Dabei muss man aber hinnehmen, dass die Flugzeit zwischen Trigger-Ebene und Driftröhre im Schnitt größer geworden ist, was sich negativ auf die Genauigkeiten der Driftzeit auswirken kann.

Während des Testlaufes im Oktober wurde allerdings nicht der vorgesehene Trigger, sondern eine 3-von-7-Koinzidenz aus den sieben Triggerebenen der RPCs verwendet.

4.4 Das Driftzeitspektrum und die Drift-zu-Ort-Beziehung

Um aus der in den Driftröhren gemessenen Zeitdifferenz t , zwischen Trigger- und Drahtsignal eine Aussage darüber treffen zu können, in welcher Entfernung r zum Draht das Teilchen die Röhre passiert hat, braucht man eine möglichst exakte Beziehung, die dieses Driftverhalten beschreibt. Im Wesentlichen wird die Zeit, die die Elektronen von ihrem Entstehungsort im Abstand r zur Anode zu dieser brauchen, bestimmt, durch das Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen durch das E-Feld

$$E(r) = \frac{V}{\ln(r_b/r_a)} \frac{1}{r}, \quad (4.1)$$

wobei V die Spannung zwischen Draht und Außenwand, r_b der Kathodenradius und r_a der Anodenradius ist, und der Abbremsung durch Stöße an den Gasatomen oder -molekülen. Ist man weit genug weg vom Draht, sodass die mittlere freie Weglänge klein gegen r ist, kann man während dieser Strecke das E-Feld näherungsweise als konstant annehmen. Dann lässt sich zeigen, dass die Driftgeschwindigkeit von einem effektiven Wirkungsquerschnitt $\sigma(\epsilon)$ und dem mittleren Energieverlust pro Stoß $\lambda(\epsilon)$ abhängt [76]:

$$v^2 = \frac{eE}{mN\sigma(\epsilon)} \sqrt{\frac{\lambda(\epsilon)}{2}}. \quad (4.2)$$

Dabei ist N die effektive Teilchendichte $N = N_0\rho/A$ und sowohl λ als auch σ hängen von der mittleren Elektronenenergie ϵ ab. Da es im Allgemeinen nicht möglich ist, σ und λ für ein bestimmtes Gasgemisch theoretisch vorherzusagen, müssen diese Parameter experimentell bestimmt werden. Aus diesem Grund müssen Driftkammern, bevor man sie für die Ortsmessung nutzen kann, zunächst kalibriert werden. Dazu macht man sich das Driftzeitspektrum

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dN}{dr} \cdot \frac{dr}{dt} = \frac{dN}{dr} v(t) , \quad (4.3)$$

also die Häufigkeitsverteilungen der Driftzeiten, zu Nutze. Ein typisches Driftzeit-spektrum der OPERA-Driftröhren ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Dabei ist zu beachten, dass die regelmäßigen, kleinen Zacken ihre Ursache in der Wahl der Bingröße² des Histogramms haben. Wenn die Driftröhren gleichmäßig mit Teilchen ausgeleuchtet werden, sodass die Anzahl der Teilchen, die in einem bestimmten Abstand den Draht passieren, konstant ist ($dN/dr = \text{const.}$), kann man anhand dieses Driftzeitspektrums direkt die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Driftzeit ablesen. Durch integrieren erhält man daraus dann den Abstand in Abhängigkeit von der Driftzeit, die Drift-zu-Ort-Beziehung (DOB)

$$r(t) = \text{const} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{dN}{dt} dt . \quad (4.4)$$

Zum Kalibrieren rekonstruiert man nun Spuren mit Hilfe dieser Beziehung und sieht sich nach Anwendung von Qualitätskriterien, die garantieren sollen, dass nur gerade, klare und rauschfreie Spuren verwendet werden, erneut das Driftzeit-spektrum an. Dadurch gewinnt man eine verbesserte Drift-zu-Ort-Beziehung und durch die Residuen, also den Abstand der Driftkreise zur rekonstruierten Spur, eine Auflösungsfunktion $\sigma(r)$. Beide werden nun erneut zum Rekonstruieren verwendet und dieser Prozess solange wiederholt, bis sich sowohl die Drift-zu-Ort-Beziehung als auch die Auflösungsfunktion nicht mehr ändert [79].

Für diese Kalibrationsprozedur braucht man sehr viele Spuren und da es viele Parameter gibt, die Einfluss auf das Driftverhalten nehmen können, wie z.B. Temperatur, Spannung, Druck und Gasgemisch, werden Driftröhren an Hochratenexperimenten regelmäßig kalibriert, bei Atlas [80, 81] zum Beispiel täglich. OPERA hingegen ist ein Niedrigratenexperiment und auch die sonst häufig zu solchen Zwecken verwendeten Myonen, aus der kosmischen Hintergrundstrahlung, sind durch den Gran Sasso in ihrer Rate ($1 \text{ Myon}/\text{hm}^2$) stark reduziert. Deshalb lässt sich der PT nicht schnell vor Ort kalibrieren, sondern man muss lange messen und dann zunächst eine Kalibration für alle PTs durchführen, um dann später die Module individuell zu kalibrieren. Bei Atlas wird sogar jede Röhre individuell kalibriert. Dafür wird man bei OPERA wahrscheinlich nie genügend Statistik haben. Eine andere Strategie ist es, die Kalibration bereits vor dem Experiment bei genau festgelegten Bedingungen durchzuführen und diese Bedingungen dann vor Ort am Experiment genau auf Einhaltung zu überprüfen.

²bin= engl. Behältnis; Hier ist die Breite einer Histogrammsäule gemeint. Probleme ergeben sich, wenn die Bingröße nicht ein ganzzahliges Vielfaches der kleinsten Masseinheit digitalisierte Daten ist.

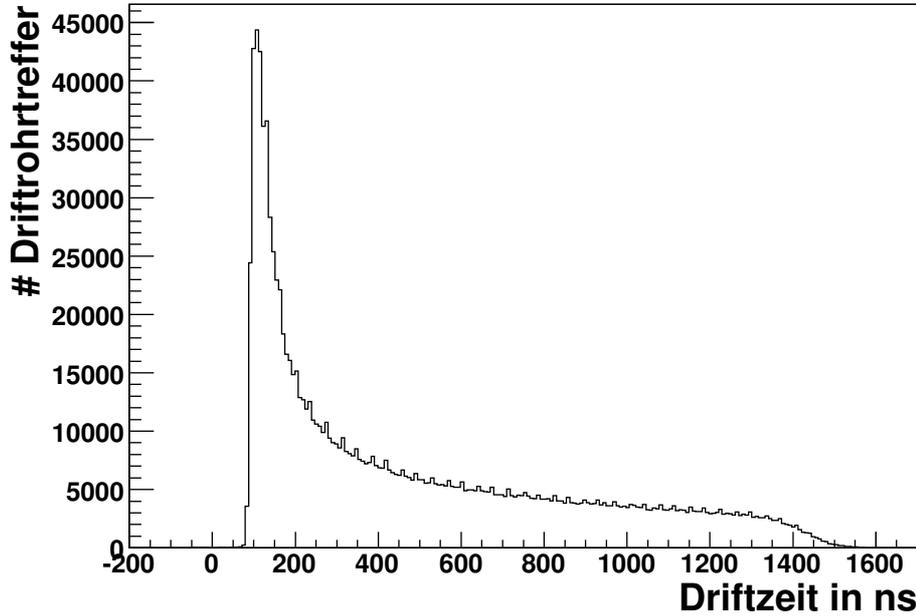


Abbildung 4.6: Driftzeitspektrum aufgenommen am großen Teststand in Hamburg unter Verwendung der nominellen Betriebsparameter.

Dies wurde in gewisser Weise beim OPERA-PT gemacht. Allerdings wurde nicht jedes einzelne Modul im Vorfeld individuell kalibriert, sondern nur ein baugleiches Modul in einem Teststand, der den OPERA-Bedingungen möglichst nahe kommt. In diesem Teststand wurden auch der Arbeitspunkt aller elektronischen Komponenten, sowie die zu erwartende Effizienz und Auflösung bestimmt [75]. Die Kalibrationsdaten aus diesen Tests dienen nun sozusagen als Basiskalibration für alle PT-Module von OPERA.

Dabei stellte sich heraus, dass sich die Drift-zu-Ort-Beziehung durch

$$r(t) \approx p0 \cdot (t + p1)^{p2} \quad (4.5)$$

sehr gut annähern lässt. Der Parameter $p1$ stellt dabei nur einen Offset dar, der ausgleicht, dass der Trigger nicht exakt mit dem Zeitpunkt des Teilchendurchflugs übereinstimmt. Es zeigt sich, dass $r(t)$ bis auf diesen Offset nahezu proportional zu der Wurzel der Driftzeit ist.

Vergleicht man mit Gleichung 4.2, so lässt sich dies damit erklären, dass entweder die mittlere Elektronenenergie ϵ weitestgehend konstant ist oder dass der Faktor $\sqrt{\lambda(\epsilon)}/\sigma(\epsilon)$ konstant ist. In beiden Fällen erhält man nach Einsetzen der Ortsabhängigkeit des E-Felds (Gleichung 4.1) die Differentialgleichung

$$\frac{dr}{dt} = \text{const}_1 \frac{V}{Nr} . \quad (4.6)$$

Für ein Gas mit homogener konstanter Dichte und bei konstanter Spannung, wird sie gelöst durch

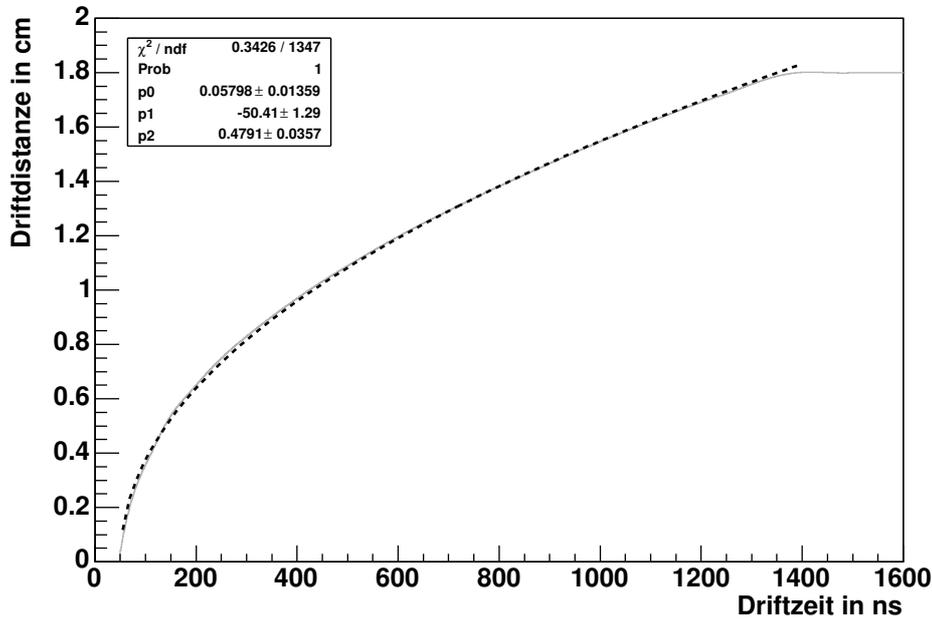


Abbildung 4.7: Drift-zu-Ort-Beziehung eines PT-Modules ermittelt am großen Teststand mit nominellen Versorgungsspannungen und unter Normaldruck. Die Fitparameter oben links beziehen sich auf Gleichung 4.5.

$$r(t) = \text{const}_2 \sqrt{t}, \quad (4.7)$$

was dem Fit in Abbildung 4.7 sehr nahe kommt.

Des Weiteren hat ein Magnetfeld in den Röhren Einfluss auf die Drift-zu-Ort-Beziehung, da die driftenden Elektronen sich nicht mehr auf geraden, sondern auf gekrümmten Bahnen fortbewegen. Dadurch würde das Driftzeitspektrum länger sein, als bei Messungen ohne Magnetfeld. Bei den in den Driftröhren am OPERA gemessenen Feldern von weniger als 250 Gauß³ bei eingeschaltetem Magnet, erwartet man allerdings noch keine messbare Änderung.

4.5 Die Auflösungsfunktion

Neben der Drift-zu-Ort-Beziehung ist für die möglichst gute Rekonstruktion vor allem auch die Auflösungsfunktion wichtig. Sie kann, wie bereits oben erwähnt, bei der Kalibration aus den Residuen der rekonstruierten Spuren gewonnen werden. Da man aber eine möglichst gute Auflösung erreichen will, ist es nützlich zu wissen, welche Faktoren hier eine Rolle spielen und wie man diese beeinflussen kann. Im Wesentlichen gibt es vier wichtige Einflüsse, die Primärionisationsstatistik, die Diffusion und die Genauigkeit der Drahtposition und die der Zeitmessung.

³1 Tesla = 10000 Gauß

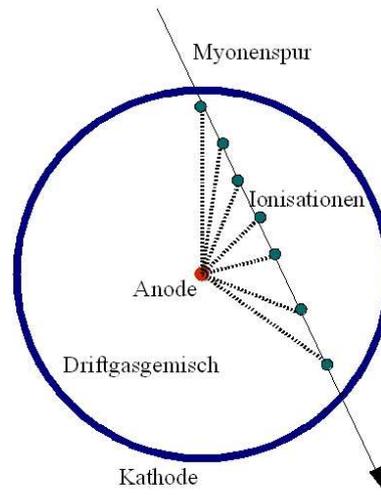


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Primärionisation entlang einer Teilchenspur innerhalb einer Driftröhre und deren Einfluss auf die Strecke, die das erste ankommende Signal zurücklegen muss.

Mit Primärionisationsstatistik meint man, dass die Ionisationshaufen, die durch ein durchfliegendes Teilchen nicht gleichmäßig eine kontinuierliche Spur ergeben, sondern stochastisch entlang der Spur verteilt sind. Dadurch liegt der dem Draht am nächsten liegende Ionisationshaufen, der die Driftzeit bestimmt, nicht unbedingt dort, wo die Spur dem Draht am nächsten kommt, sondern normalerweise etwas weiter entfernt. Der resultierende Fehler

$$\sigma_{Ion} = \sqrt{\frac{j^3}{4n_P^2 (4n_P^2 r^2 + j^2)}} \quad (4.8)$$

lässt sich aus der Poisson-Statistik der Clusterzahl pro Weglänge herleiten [79]. Sie ist abhängig von der linearen Dichte der Primärionisationen entlang der Spur n_P und davon der wievielte Cluster j , gezählt nach Abstand zum Draht, tatsächlich das Signal auslöst. Letzteres hängt davon ab, wie hoch die Potenzialänderung sein muss, damit ein Signal über der Schwelle der Messelektronik liegt. Die Dichte der Primärionisationen hängt vom Gasgemisch ab und im Prinzip auch von der Art und Energie des durchfliegenden Teilchens. In grober Näherung hängt sie linear von der mittleren Ordnungszahl \bar{Z} des Gasgemisches ab:

$$n_P = 1,45 \text{ cm}^{-1} \cdot \bar{Z}. \quad (4.9)$$

Dass der Einfluss der Primärionisation mit wachsendem Abstand zum Draht sinkt, liegt daran, dass die kleine Abweichung des signalauslösenden Ionisationsclusters vom Punkt der nächsten Annäherung entlang der Spur, den Abstand kaum noch vergrößert, wenn der Abstand selbst schon deutlich größer als diese Abweichung ist.

Mit Diffusion ist gemeint, dass die Elektronen nicht auf direktem Weg zum Draht driften, sondern durch Vielfachstreuung an den Gasmolekülen unterschied-

lich schnell ihr Ziel erreichen. Dies ist vergleichbar mit dem Auseinanderlaufen einer Ladungswolke. Je länger eine Ladungswolke driftet, desto breiter ist ihre Verteilung. Entsprechend ist der dadurch resultierende Fehler

$$\sigma_{Diff} = \sqrt{\frac{2kTP \ln r_b/r_a}{eVP_0}} \cdot r \quad (4.10)$$

proportional zur Driftstrecke r , wobei mit P_0 der Normaldruck gemeint ist.

Die Genauigkeit, mit der der Ort des Drahtes bekannt ist, liefert dagegen einen konstanten Beitrag zur gesamten Ortsauflösung. Wie groß dieser ist, ist zum einen eine Frage der mechanischen Genauigkeit und später eine Frage der Statistik, da man mit Hilfe von rekonstruierten Spuren Rückschlüsse auf die Drahtposition ziehen kann. Das heißt, zunächst wurden die PT-Wände mit einem Theodoliten mit einer Genauigkeit von ca. 140 μm (einschließlich Messadapter) vermessen. Die Module sind untereinander mit einer Genauigkeit von 210 μm mechanisch verbunden und die Drähte innerhalb jedes Modules sind mit einem Fehler von 175 μm mechanisch positioniert. Dies macht es möglich, zunächst Spuren innerhalb einer PT-Wand zu rekonstruieren. Mit einer Spur, die sich in zwei Wänden rekonstruieren lässt, kann man so diese Wände gegeneinander alignieren, indem man versucht, durch Verschiebung und gegebenenfalls Verkippung der Detektoren gegeneinander, die beiden Teilspuren zur Deckung zu bringen. Dies geschieht zunächst für die jeweils vor, im und hinter dem Magneten stehenden PT-Dubletts. Mit steigender Statistik wird dieser Prozess Modul gegen Modul fortgesetzt, sodass am Ende der Fehler nur noch durch die mechanische Drahtgenauigkeit bestimmt sein sollte. Im Prinzip ließe sich dies dann auch noch auf einzelne Röhren anwenden, dazu wird die Statistik bei OPERA aber wahrscheinlich nicht reichen. Irgendwann kennt man die Position der Nachbarwände untereinander gut genug, um, wie letztendlich vorgesehen, in Dubletts Spuren rekonstruieren zu können. Für eine zuverlässige Impulsbestimmung müssen aber auch diese Dubletts gegeneinander aligniert werden. Dafür verwendet man dasselbe Verfahren, man ist allerdings darauf angewiesen, dass es sich um gerade Spuren handelt. Das Magnetfeld muss zu diesem Zweck also ausgeschaltet sein.

Der letzte Beitrag zur Ortsauflösung rührt von der Zeitauflösung her, die bei der Bestimmung der Driftzeiten erreicht wird. Zu dieser tragen zum einen direkt die Auflösungen der Messelektronik, wie TDC und Verstärker, bei und zum anderen die Genauigkeit, mit der es gelingt, die Triggerzeit mit der Zeit der nächsten Annäherung am Draht in Verbindung zu bringen. Durch die Elektronik der PTs erhalten wir einen Beitrag von ca. 1 ns zu dieser zeitlichen Unschärfe. Eine ähnliche zeitliche Unschärfe erwartet man auch von der Triggerelektronik (~ 2 ns). Im Gegensatz zum Trigger des Teststandes handelt es sich bei den als Trigger verwendeten RPCs um ausgedehnte Gebilde, die zudem auch noch räumlich von den PT getrennt sind. Dadurch unterscheidet sich das Triggersignal von der Zeit des Durchflugs sowohl durch die Zeit, die das RPC-Signal innerhalb einer Wand braucht, um zur Elektronik zu gelangen und um die Flugzeit, die das Teilchen zwischen Trigger und Driftröhre benötigt. Außerdem sind die OPERA-Driftröhren 8 m lang und haben nur auf einer Seite Ausleseelektronik, sodass auch die von der Durchflughöhe abhängige Signalzeit auf dem Draht die Zeitungenauigkeit erhöht.

Wie in Kapitel 6.3 beschrieben, lassen sich die letzten drei Effekte zum Teil korrigieren. Insgesamt erhält man so einen zeitlichen Fehler von ca. 2,5 ns, welcher von der zeitlichen Ungenauigkeit der Timing-Boards des Triggers dominiert wird. Dieser lässt sich mit Hilfe der Drift-zu-Ort-Beziehung in einen räumlichen Fehler umrechnen. Mit Gleichung 4.5 ergibt sich:

$$\sigma(r) = \frac{dr(t)}{dt} \cdot \sigma(t) = p_0 p_2 (t(r) + p_1)^{p_2-1} \cdot \sigma(t) = p_0 p_2 \left(\frac{r^{1/p_2}}{p_0} \right)^{p_2-1} \cdot \sigma(t) . \quad (4.11)$$

Wenn man $p_2 = 0,5$ annimmt, wird dies zu

$$\sigma(r) = p_0^{3/2} \frac{\sigma(t)}{2r} . \quad (4.12)$$

Nahe dem Draht stellt die zeitliche Unschärfe, bei den OPERA-Driftröhren, den dominierenden Einfluss auf das Auflösungsvermögen da. Deshalb kann man anhand der Breite der vorderen Flanke des Driftzeitspektrums (nahe dem Draht/Peak des Spektrums), die gesamte Zeitauflösung des ganzen Systems inklusive Triggers quasi direkt ablesen.

Nach vollständigem Alignment erwarten wir, wenn man die zeitlichen Einflüsse zunächst nicht berücksichtigt, eine durchschnittliche Gesamtauflösung von ca. 300 μm zu erreichen, was den Resultaten aus den Testständen entspricht.

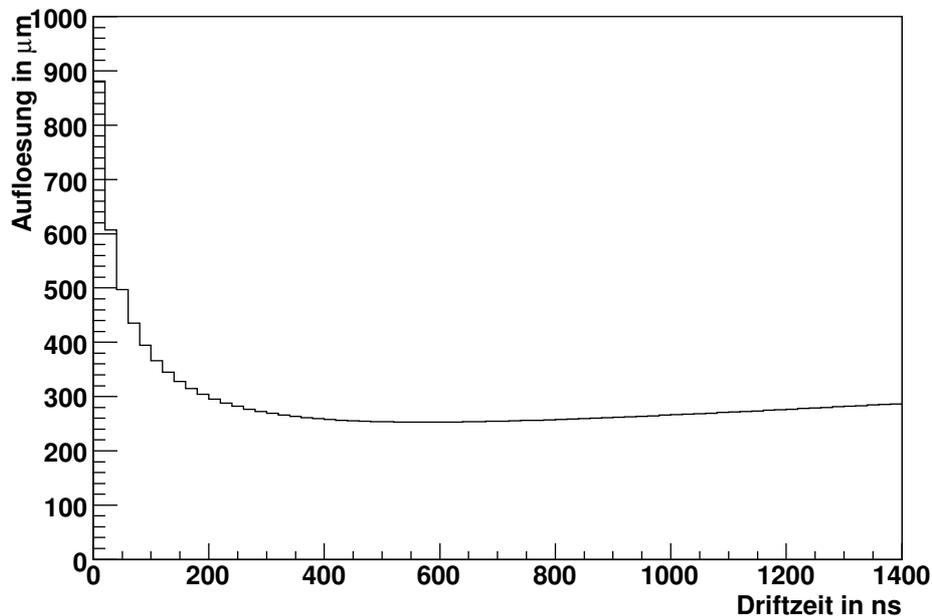


Abbildung 4.9: Theoretische Auflösungsfunktion einer OPERA-Driftröhre, bei einer Drahtungenauigkeit von 100 μm . Nicht berücksichtigt wurden zeitliche Effekte, die nicht direkt von der Elektronik der Driftröhre stammen.

Kapitel 5

Die OPERA-Software

In diesem Kapitel soll die Softwarekette verständlich gemacht werden, welche verwendet wird, um simulierte Daten für das OPERA-Experiment zu erzeugen und echte Daten sowie Monte-Carlo(MC)-Daten zu analysieren. Da die die Emulsionen betreffenden Programme bisher nicht in diese offizielle Struktur integriert sind, beschränkt sich dieses Kapitel auf die allgemeinen Teile der Software, beziehungsweise solche, die die elektronischen Detektorkomponenten betreffen. Als Erstes werden die entsprechenden Datenstrukturen und die verwendeten Softwarepakete eingeführt, um dann einen kurzen Überblick über alle die Teile der Software zu geben, die direkt oder indirekt mit der Spurrekonstruktion zu tun haben. Teil dieser Arbeit war es, für die korrekte Implementation der Driftröhren und alle für sie wichtigen Aspekte zu sorgen. Darin eingeschlossen sind, neben der Rekonstruktion, die in Kapitel 6 ausführlich beschrieben wird, die geometrischen Details, die Datenformate, die für die PT-Informationen verwendet werden und insbesondere eine realistische Digitalisierung der simulierten PT-Daten. Letzteres beinhaltet vor allem die Verwendung einer realistischen Drift-zu-Ort-Beziehung und Auflösungs-funktion (siehe Kapitel 4) sowie die Berücksichtigung aller zeitlichen Effekte auf die Driftzeiten.

Da es kaum gutes Dokumentationsmaterial über die OPERA-Software gibt, ist dieses Kapitel auch als eine kurze Einführung in diesen Bereich des Experiments gemeint.

5.1 Überblick

Das offizielle Softwarepaket von OPERA, genannt *OpRelease*, verwendet verschiedene andere Programme, die zum einen das Programmieren und die Verwaltung der Software erleichtern sollen und zum anderen helfen die Geometrie und die Physik innerhalb des Detektors zu simulieren. Die Auswahl dieser Programme hat außerdem einen maßgeblichen Einfluss auf die Struktur und damit auch zum Teil auf die Handhabung der OPERA-Software, weshalb hier kurz auf die wichtigsten dieser externen Programme eingegangen wird.

Den größten Einfluss auf die Struktur hat das 'Configure Management Tool'

(CMT¹). Seine Aufgabe ist es, dem Programmierer die Arbeit abzunehmen, die damit verbunden ist, dem Compiler² zu sagen, wo die einzelnen Komponenten eines Programms zu finden sind und wie er sie behandeln soll. Das heißt, mit Hilfe von CMT werden Umgebungsvariablen gesetzt und Makefiles³ erstellt. Damit CMT dies kann, muss die Software zunächst einer bestimmten äußeren Struktur folgen. CMT sieht vor, dass man ein Verzeichniss mit dem Namen der Software hat, auf das dann ein Verzeichnis folgt, das nur aus der Versionsnummer besteht. Dahinter befinden sich dann verschiedene standardisierte Verzeichnisse, von denen eines wiederum den Namen der Software trägt und die Headerdateien⁴ des Programms und häufig auch entsprechende Quelldateien enthält. Das wichtigste andere Verzeichnis auf diese Ebene heißt *cmt*. In ihm befindet sich die Konfigurationsdatei, genannt 'requirements', mit deren Hilfe CMT das Programm verwaltet. Mit dem Befehl 'cmt config' werden ein Makefile und ein Setupskript⁵ erstellt. Durch Ausführen der Setupskripts werden alle Umgebungsvariablen gesetzt, die das Programm benötigt. Soll das Programm noch Unterprogramme enthalten, so legt man auf derselben Ebene wie das Verzeichnis, welches die Version angibt, ein Verzeichnis für jedes Unterprogramm an, das dann wiederum der oben genannten Struktur folgt.

Da man sich für ROOT⁶ als Werkzeug für die spätere Datenanalyse entschieden hat, werden auch einige ROOT-Methoden direkt in den OPERA-Programmen verwendet. Außerdem werden alle Daten, sowohl simulierte, als auch echte, in einen speziellen OPERA-ROOT-Baum gespeichert. Diese können dann entweder direkt in der Software ausgelesen oder innerhalb einer ROOT-Sitzung über Makros behandelt werden. Auch die gesamte Detektorgeometrie wird mit Hilfe von ROOT verwaltet, was es, in Verbindung mit dem ROOT-Virtuel-Monte-Carlo⁷-Software (VMC), ermöglicht, in der Simulation zwischen den verschiedenen MC-Programmen⁸, Geant3⁹, Geant4¹⁰ und Fluka¹¹, zu wählen. Dies ist besonders für Konsistenztests der Simulation wichtig, da entsprechende MC-Programme sich teilweise in ihren Ergebnissen unterscheiden. In jedem Fall wird die Phythia Datenbank zur Beschreibung der unterschiedlichen Teilchen und ihrer Eigenschaften verwendet, die einem Nummerierungsschema folgt, das unter Anderem in [82] erklärt wird. Man hat die Codes, die bestimmte Teilchen bezeichnen, also nicht nach Geantcodes zu interpretieren, sondern allein nach dieser Datenbank. Um bei allen beteiligten Programmierern den Überblick über die unterschiedlichen Versionen und Änderungen an der Software zu bewahren, wird außerdem ein 'Concurrent Versions System' (CVS) verwendet, was es ermöglicht, die jeweils neuste Version

¹Für ein Manual siehe zum Beispiel <http://www.cmts.site.org/> .

²Programm, das Quelldateien zusammenfasst und für den Computer übersetzt.

³Datei, die dem Compiler mitteilt, wie und welche Dateien er behandeln soll.

⁴Enthalten zu einer Hauptdatei gehörigen Zusatzinformationen.

⁵Ausführbare Datei, die Umgebungsvariablen setzt.

⁶<http://ROOT.cern.ch/>

⁷<http://ROOT.cern.ch/ROOT/vmc/>

⁸Programme zur Beschreibung und Simulation eines Detektors.

⁹<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/geantall.html>

¹⁰<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

¹¹<http://www.fluka.org/>

von einem zentralen Speicherplatz, genannt 'repository'¹², herunterzuladen.

5.2 Geometrie

Wie bereits oben erwähnt, wird zur Beschreibung des Detektors eine ROOT-Geometrie verwendet. Diese ist in einem eigenem Softwarepaket, *OpGeom* [83], organisiert. Sie ist modular aufgebaut. Eine Ebene des PT setzt sich zum Beispiel aus vielen identischen Röhren zusammen und wird dann als Ganzes wiederum in mehreren Kopien in der Detektorgeometrie positioniert. Dadurch ist es sehr schwierig individuelle Anpassungen vorzunehmen, wie etwa Positionskorrekturen einzelner Röhren. Es handelt sich vielmehr um eine ideale Geometrie, die mitunter einige mm bis cm von der Realität abweichen kann. Da die Röhren in Lagen und Ebenen und nicht analog zur Mechanik, siehe Abbildung 4.3, in Modulen von 48 zusammengefasst sind, ist es auch nicht möglich, Korrekturen für einzelne Module vorzunehmen. Deshalb werden Alignmentkorrekturen auch nicht an der Geometrie, sondern erst im Verlauf der Rekonstruktion an den Daten vorgenommen.

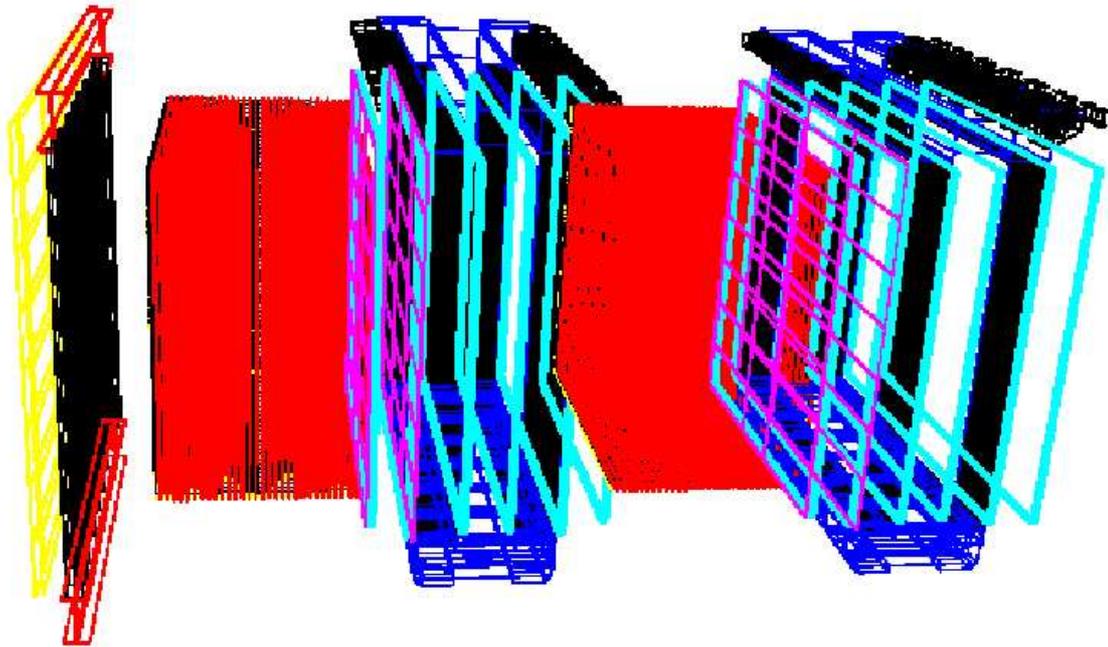


Abbildung 5.1: Beispiel für die graphische Darstellung der OPERA-Geometrie unter ROOT. Hier das Detektorvolumen 'OPDY' ohne einige der beinhalteten Aufbauten. Die aktiven Volumina sind durch Farben gekennzeichnet: TT in rot, PT hellblau, Veto gelb, XPCs pink und RPCs dunkelblau.)

Neben den rein geometrischen Informationen enthält die ROOT-Geometrie auch Angaben über das Material, aus denen die einzelnen Detektorteile bestehen, sowie über eine Karte des Magnetfeldes. Dadurch kann man zu jedem Punkt erfahren, wie stark das Magnetfeld an einem bestimmten Punkt ist. Außer den aktiven

¹²engl. Lager

Detektorteilen sind auch alle tragenden Strukturen enthalten, sowie wichtige Teile der Umgebung, wie etwa der Borexinodetektor und die Halle, die den Detektor umgibt.

Mit Hilfe des Makros *buildGeometrie.C*, welches sich im *work*-Verzeichnis von *OpGeom* befindet, sind all diese Daten direkt in einer ROOT-Sitzung zugänglich. Über die Headerdateien *OpGeom.h* kann auf diese Informationen auch aus anderen OPERA-Programmen zugegriffen werden. Alle wichtigen geometrischen Größen werden außerdem in der Headerdatei *OpDim.h* für die OPERA-Software verfügbar gemacht. Da man, sowohl während der Digitalisierung (siehe unten) als auch zwecks Analyse, häufig die genaue Position eines Detektorteils wissen muss, gibt es in *OpGeomRetrieves* Methoden, die einem die zentrale Position, des zu einem Datenkanal gehörendem aktiven Volumens, geben. Für den PT erhält man zum Beispiel die zentralen Koordinaten des Drahtes einer bestimmten Röhre. Durch diese zentrale Verwaltung wird sichergestellt, dass alle Programme die selben Annahmen über die Detektorstruktur und -geometrie machen und man nur an einer Stelle Änderungen vornehmen muss, sollte dies nötig sein.

Da in allen bei OPERA verwendeten Simulationsprogrammen die Standardeinheit für Längen nicht m, sondern cm ist, werden alle Angaben in der Geometrie, aber auch in den Daten und den Analyseprogrammen in cm gemacht, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt wird. Die Geometrie legt außerdem das Standardkoordinatensystem für OPERA fest. Die Y-Achse dieses Koordinatensystems ist parallel zur Erdanziehung nach oben gerichtet, die Z-Achse folgt Projektion der Strahlrichtung auf die Ebene senkrecht zur Y-Achse und die X-Achse ist orthogonal zu den andern beiden. Große X-Werte liegen dabei aus Strahlrichtung gesehen auf der linken Seite (Felsseite) des Detektors. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt (wieder den Standards der Simulationsprogramme folgend), wenn der gesamte Detektor beschrieben wird ("FULL"- oder "OPERA"-Modus) im Zentrum des Hauptdetektorvolumens "OPDY", in dem sämtliche Detektorkomponenten gelegen sind. Betrachtet man nur einen BEP-Ziegel ("BRICK"-Modus) ist das Zentrum dieses Ziegels der Referenzpunkt. Dass diese Referenzpunkte keine physikalisch ausgezeichneten Punkte sind, erschwert den Vergleich mit den Messdaten, die mit einem Teodoliten aufgenommen wurde, da sich dessen Daten auf einen Punkt, genannt A1, am Rand des Magnetenfußes des ersten Spektrometers beziehen.

5.3 Datenstruktur

Eine wichtige Eigenschaft der OPERA-Software, die es beim Umgang mit den Daten zu beachten gilt, ist, dass es zwei analoge Datenformate gibt, die aber unterschiedlich zu gebrauchen sind. Aus Gründen der Datensicherheit gibt es zum einen Daten, die man nicht ändern kann. Sie werden mit *RData* bezeichnet und im Softwarepaket *OpRData* definiert. Das R steht dabei für 'resistent', was bedeutet, dass in diesem Format alle Daten unveränderlich sind. Alle OPERA-Daten werden in ROOT-Dateien, die diese Datenstruktur verwenden gespeichert. Dies verhindert, daß bei privaten Analysen Daten verfälscht werden können. Um Daten verändern zu können, zum Beispiel wenn man das Alignment berücksichtigen will, muss man diese Daten zunächst in das andere Datenformat überführen, wel-

ches unter *OpData* definiert ist. Dies Format lässt sich nicht speichern, sondern kann nur im Speicherplatz des Rechners bearbeitet werden. Um es zu speichern, muss man es erst wieder in *RData* umwandeln und in einer neuen Datei ablegen. Das Schema der globalen Softwarestruktur ist in Abbildung 5.2 skizziert.

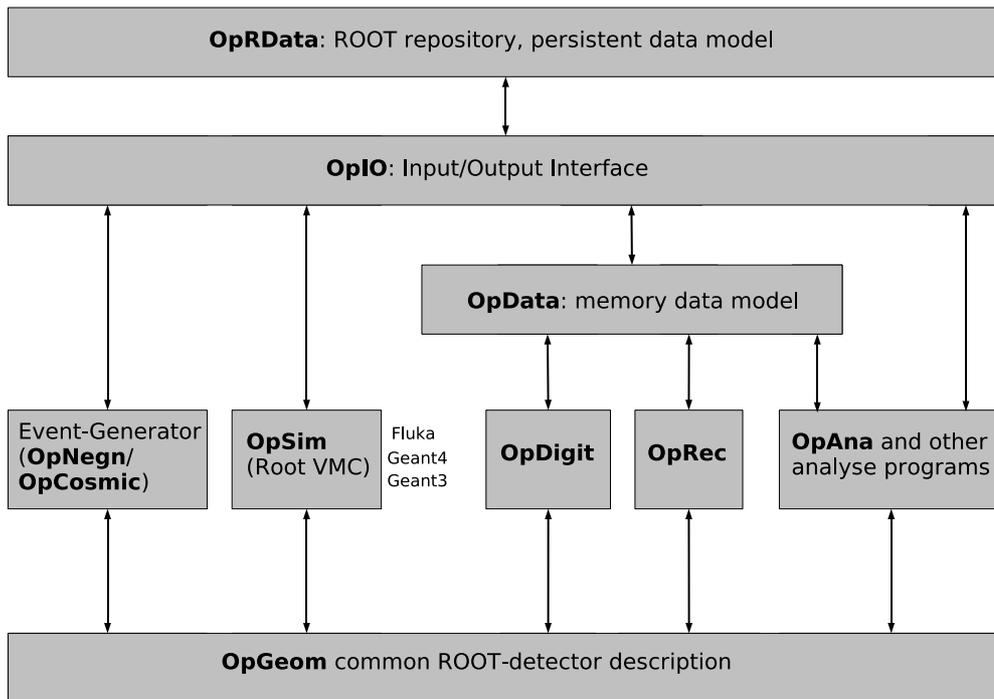


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Softwarestruktur.

5.4 *OpAlgo*

OpAlgo ist ein Werkzeug, was der vereinheitlichten Strukturierung von Algorithmen, die im OPERA-Rahmen mit Daten umgehen, dient. Es liefert die Basismethoden, die dann jeder Algorithmus verwenden und für sich anpassen sollte. Die grundlegende Idee ist, Datenmanipulation und Datenspeicherung zu trennen. Dazu wird ein *RunManager*-Objekt definiert, welches den Datenzugang regelt und ein *AlgoManager*-Objekt, welches die Algorithmen verwaltet. Letzteres sorgt insbesondere dafür, dass alle OPERA-Algorithmen und Software-Pakete einer einheitlichen Struktur folgen, die zum einen ein leichteres Verständnis, zum anderen aber auch ein leichtes Entfernen oder Hinzufügen von Algorithmen erlaubt.

Jedes Softwarepaket bei OPERA, das *OpAlgo* benutzt, hat deshalb ein Hauptprogramm, dessen Namen mit *Ana* endet. Diese *Ana*-Datei ist eine durch Vererbung gewonnene Unterklasse vom, in *OpAlgo* definierten, *AlgoManager*. Innerhalb dieser *Ana*-Datei, wird eine Methode namens *algoFactory* aufgerufen. Diese wiederum enthält eine Liste aller Algorithmen, die durch diese *Ana*-Datei verwaltet

werden. Jeder dieser Algorithmen sowie die *Ana*-Datei selbst enthält eine Methode *init*, *execute* und *finalize*. Wird das entsprechende Hauptprogramm gestartet, so werden zunächst alle Algorithmen durch Aufrufen der *init*-Methode initialisiert. Anschließend folgt eine Schleife über alle Ereignisse, die behandelt werden sollen. In dieser Schleife werden nacheinander alle *execute*-Methoden ausgeführt. Dies ist also der Hauptteil jedes Algorithmus. Schließlich werden, nachdem alle Ereignisse abgearbeitet wurden, mittels der *finalize*-Methoden alle Algorithmen ordentlich abgeschlossen. Außerdem sind noch einige andere standardisierte Methoden, wie *clear* und *process* vorgesehen, die noch bestimmte Zwischenpositionen zwischen den drei oben genannten Basismethoden füllen.

5.5 Softwarekette

Wie in Abbildung 5.3 zu sehen, folgt die OPERA-Software einer Kette, an deren Anfang Rohdaten stehen und am Ende die rekonstruierten Daten, mit den daraus gewonnenen kinematischen Informationen. Das Ziel dieser Kette ist mittels simulierter Daten, die so gut wie möglich den echten Daten gleichen, die Eigenschaften des Detektors zu verstehen, wobei der Rekonstruktionsteil dieser Kette dann in gleicher Form auch für die echten Daten verwendet wird, um Vergleiche zwischen Erwartung und Realität zu ermöglichen.

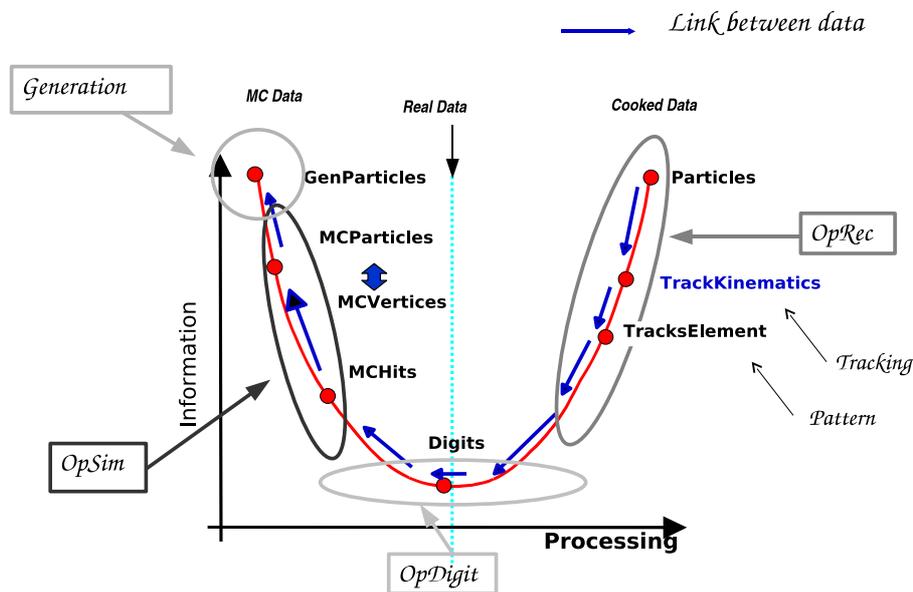


Abbildung 5.3: Flussdiagramm für reelle und simulierte OPERA-Daten von der Erstellung der Daten bis zur Analyse in der Rekonstruktion.

Um diese Kette für simulierte Daten zu starten, beginnt man zunächst mit einem Ereignisgenerator, in unserem Fall *OpNegn* für Ereignisse, die durch Neutrinos aus dem CNGS-Strahl verursacht werden, beziehungsweise *OpCosmic* für Ereignisse, die von der kosmischen Strahlung herrühren. In diesen Ereignisgeneratoren werden geladene und nichtgeladene Neutrinoereaktionen mit bestimmten

Startwerten für die Ausgangsneutrinos simuliert und die dabei entstehenden Teilchen gespeichert.

Diese Information über den Streuprozess werden nun in einem zweiten Schritt in die Detektorsimulation gesteckt, in unserem Fall *OpSim*. Hier wird mit Hilfe der Detektorgeometrie überprüft, was mit den aus diesen Prozessen stammenden Teilchen im Detektor passiert und wann und wo sie auf aktive Volumina im Detektor treffen. Dies geschieht aus Rechenleistungsgründen in kleinen Zeitintervallen. Jedesmal, wenn bei dieser Überprüfung ein geladenes Teilchen in ein aktives Volumen eintritt oder in ihm entsteht, wird ein zugehöriger Hit erzeugt. Aktive Volumina sind solche, welche, wenn ein geladenes Teilchen auf sie trifft, ein Signal erzeugen, das durch die Elektronik des Detektors ausgelesen wird, zum Beispiel das Gasvolumen innerhalb der Aluminiumdriftröhren. Aus den Koordinaten für den Ein- und Ausgang des Teilchen werden dann mittlere Koordinaten ermittelt, die dann in dem zum entsprechenden Detektor gehörenden Hit, für die Driftröhren zum Beispiel als *SDTHit*, gespeichert werden. Hinzu kommen noch Informationen darüber, welches Teilchen verantwortlich war und in welchen Detektorteil man sich genau befindet. Wie in der Datei *SensDetDriftTube.cxx* nachzuprüfen, wird für die Driftröhren außerdem der kleinste Abstand der Teilchenspur zum Draht ermittelt und gespeichert. Eigentlich sollte dieser Wert logischerweise *DriftDistance* heißen, aber im Moment ist er noch mit *DriftTime* benannt.

Da diese Hits noch mehr und genauere Daten enthalten, als wir durch unseres Detektoren gewinnen können, werden sie nun in ein weiteres Programm, genannt *OpDigit*, gesteckt, welches die Aufgabe hat, Detektoreinflüsse, wie Totzeit, Orts- und Zeitauflösung, Effizienz und Ähnliches zu berücksichtigen, um die Hits in möglichst realistische Daten umzuwandeln. Zum Beispiel hat ein Driftröhren-Hit noch eine Y-Koordinate, da die Röhren aber keine Information über die Höhe eines durchgehenden Teilchens liefern können, enthalten die simulierten Daten nun auch keine Y-Koordinate mehr. Die so gewonnen Daten werden dann als sogenannte Digits gespeichert. Da innerhalb dieser Digitalisierung schon einiges an physikalischem Verständnis über den Detektor steckt und sie einen hohen Einfluss auf die Vergleichbarkeit von MC und echten Daten hat, wird sie für den PT im nächsten Abschnitt noch im Einzelnen vorgestellt.

Dies ist der Punkt in der Software, wo kein Unterschied mehr zwischen echten und simulierten Daten zu erkennen sein sollte. Dazu werden die echten Daten, die zunächst als ASCII-Rohdaten in eine Datenbank gespeichert werden, mit dem Programm *OpRealData*, in dasselbe Format gebracht, wie die simulierten Daten mittels *OpDigit*. Außer dass die simulierten Daten noch gegenüber den reellen Daten zusätzlichen Verknüpfungen haben, die es ermöglichen die Analyseergebnisse mit den idealen Ausgangsdaten zu vergleichen, stehen also beide Datentypen in identischer Form der Rekonstruktion zur Verfügung.

Nun kann man beginnen, die Daten zu analysieren. Dies geschieht zunächst mit dem Programm *OpRec*, welches die Aufgabe hat, Spuren innerhalb der elektronischen Detektoren zu identifizieren und kinematisch zu rekonstruieren. Dazu sind verschiedene Schritte nötig, die in entsprechenden Unterprogrammen durchgeführt werden. Auf diese wird ausführlich in Abschnitt 5.7 eingegangen. Alle Ergebnisse der Rekonstruktion sowie alle verwendeten Daten und Zwischenergebnisse, d.h.

für simulierte Daten auch die Informationen über die Hits und Teilchen, stehen am Ende in einer großen ROOT-Datei zur weiteren Analyse bereit.

5.6 Digitalisierung für die Driftröhren

Die Digitalisierung hat die Aufgabe aus den idealen Monte-Carlo-Daten, Detektordaten zu generieren, die den echten so nahe wie möglich kommen. Ausgedrückt in der Sprache der OPERA-Software bedeutet dies, dass aus Hits, welche die ideale Position und Zeit von Teilchen angeben, die durch entsprechende aktive Detektorvolumina geflogen sind, Digits gewonnen werden, welche den spezifischen Eigenschaften des entsprechenden Detektors gerecht werden. Die Fähigkeit, die Aufgabe der Digitalisierung möglichst gut durchzuführen, verlangt eine sehr genaue Kenntnis des jeweiligen Detektors und über die Art und Weise, wie die so erzeugten Signale verarbeitet werden. Aus diesem Grund wird sich im Folgenden auf einige Ergebnisse der Teststände des PT bezogen, in denen die hier wichtigen Parameter bestimmt wurden. Im Fall des PT bedeutet es insbesondere, dass verschiedene Einflüsse auf die Driftzeit, die zum Beispiel durch den Trigger gegeben sind, berücksichtigt werden müssen, worauf noch im Einzelnen eingegangen wird.

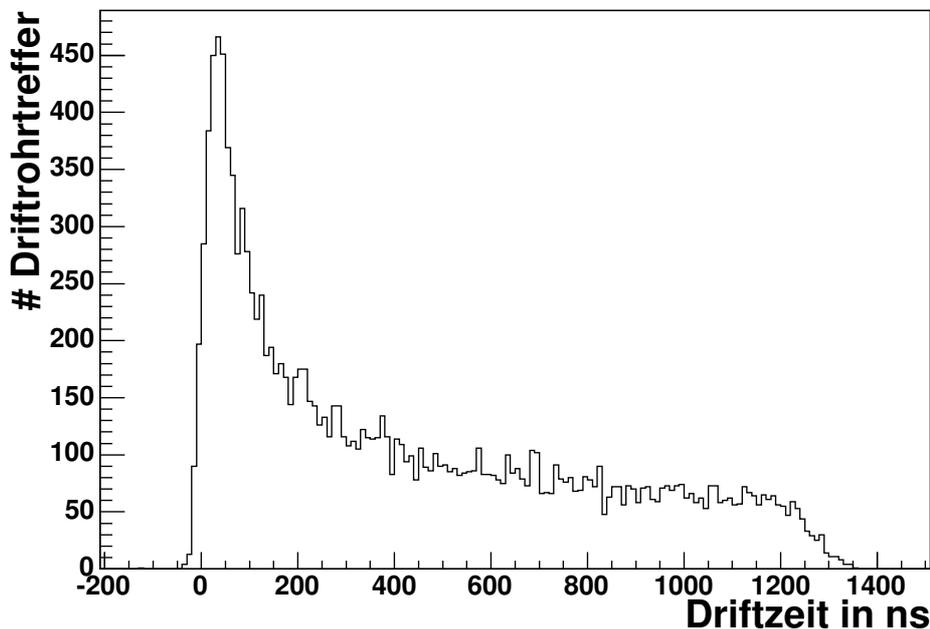


Abbildung 5.4: Driftzeitspektrum für simulierte kosmische Teilchen unter Berücksichtigung aller zeitlichen Einflüsse (Signalzeit auf dem Draht, Flugzeit nach beziehungsweise vor Trigger und Signalzeit in Triggerebene)

Um die Digits zu generieren, muss man zunächst entscheiden, welche Hits in den Driftröhren überhaupt ein Signal liefern. Das heißt, wenn zum Beispiel ein

simuliertes geladenes Teilchen durch eine Driftröhre fliegt, wird innerhalb der Simulationssoftware zunächst ein Hit erstellt. Da, je nachdem welche Optionen man in der Simulation gewählt hat, häufig nicht nur ein Teilchen durch eine Röhre geht, sondern zum Beispiel auch noch Deltaelektronen erzeugt werden oder es sich um einen Schauer handelt, hat man meist eine ganze Liste von Hits für eine getroffene Röhre. Die Elektronik ist aber so eingestellt, dass sie nur das erste ankommende Signal speichert. Deshalb wird aus all diesen Hits derjenige ausgewählt, welcher die kleinste Driftdistanz hat und folglich als Erstes ein Signal erzeugt. Außerdem gibt es noch die Möglichkeit, dass eine Röhre nicht anspricht, weshalb für jede Röhre, die einen Treffer hat, zufällig bestimmt wird, ob sie ein Signal erzeugt. Dazu wird von einer Effizienz von 99% ausgegangen, die für eine durchschnittliche Röhre an den Testständen in Hamburg ermittelt wurde. Schließlich muss noch geprüft werden, ob entsprechende PT-Wände überhaupt getriggert wurden. Da auch der Trigger mit möglichst realistischen Daten generiert werden soll, werden hierzu die bereits digitalisierten Daten der RPC und XPC herangezogen. Es werden nur Digits gespeichert, deren Driftröhren auch getriggert wurden. Details zum Trigger sind in Kapitel 4.3 zu finden.

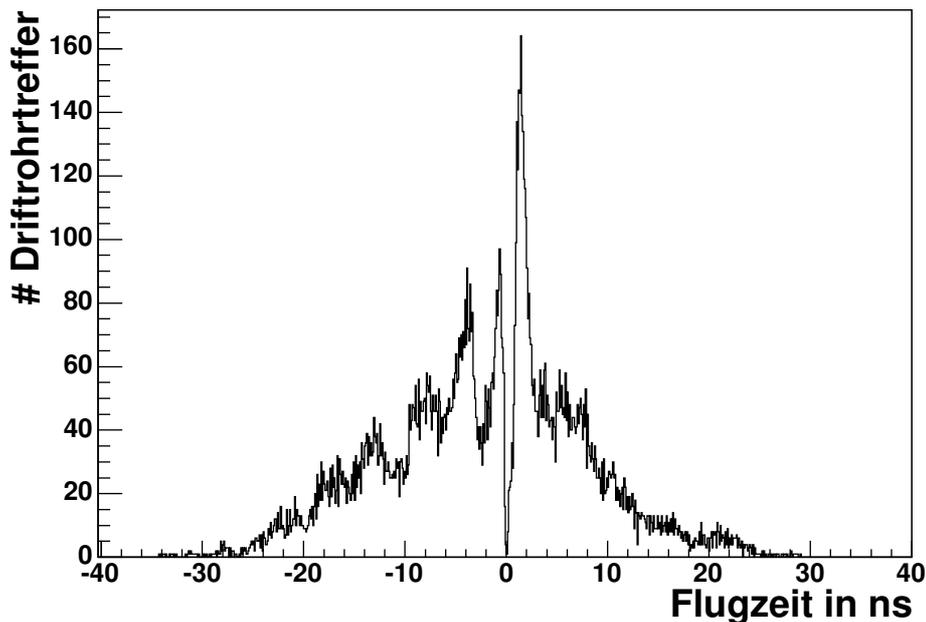


Abbildung 5.5: Verteilung der Flugzeit zwischen Durchflug einer Driftröhre und der auslösenden Triggerebene.

Da man anhand der Detektordaten zunächst nicht erkennen kann, wo genau sich dieses Teilchen befunden hat, werden in den Digits, statt der idealen Koordinaten des Teilchens, nur die Koordinaten des Drahtes aus der Geometrie genommen. Eine Y-Koordinate haben die Digits nicht, da der Draht acht Meter lang ist und mangels beidseitiger Auslese keine Ortsbestimmung in dieser Richtung erlaubt.

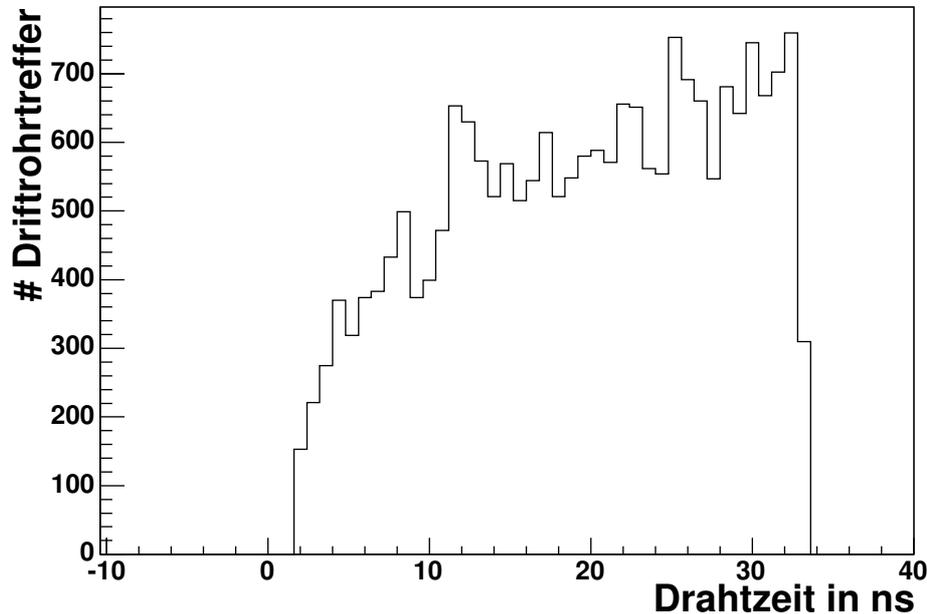


Abbildung 5.6: Verteilung der Zeit, die die, von kosmischen Myonen erzeugten, Signale auf den Drähten der Driftröhren bis zur Ausleseelektronik benötigen.

Der nächste Schritt ist die Bestimmung der Driftzeit. Dazu wird die Driftdistanz aus dem drahtnächsten Hit genommen und mittels einer Drift-zu-Ort-Beziehung (siehe Kapitel 4.4) in eine Driftzeit umgerechnet. Bevor dies geschieht, wird aber die Driftdistanz mit dem durch Primärionisation, Diffusion und Drahtpositionierungsgenauigkeit resultierenden Fehler nach den Gleichungen in Kapitel 4.5 verschmiert. Anschließend wird die so gewonnene Driftzeit, noch mit dem Fehler der Zeitmessung durch die Elektronik von ca. $\sigma_{elek}(t) = 1$ ns verschmiert. Außerdem kommen die Signale nicht alle gleich schnell an der Ausleseelektronik an, deshalb wird mit Hilfe der Y-Koordinate des entsprechenden Hits, der Abstand des Treffers zu dieser ermittelt. Daraus ergibt sich mit der Signalgeschwindigkeit $v_{Draht} = 0,84$ c eine zusätzliche Zeit, die zur Driftzeit addiert wird. Als Letztes muss noch der Einfluss des Triggers auf die Driftzeit berücksichtigt werden. Dazu wird der zeitlich gesehen erste Treffer der jeweilig verantwortlichen Triggerebenen genommen und von der Zeit des Driftröhren-Hits abgezogen. Das Ergebnis, das je nachdem, ob der triggerauslösende Treffer sich in der Flugrichtung des Teilchens vor oder nach der Driftröhre befindet, positiv oder negativ sein kann, wird dann zur Driftzeit addiert. Da hier die bereits digitalisierten RPC- beziehungsweise XPC-Daten verwendet werden, wird sowohl die Flugzeit des Teilchens als auch die zeitlichen Effekte, die vom als Trigger verwendeten Detektor selbst kommen, berücksichtigt. Das gilt insbesondere für die Zeit, die die Signale auf den Auslestreifen brauchen, die sogenannte 'Propagationtime'. Diese verschlechtert die Genauigkeit der Driftzeit zusätzlich, weil sie vom Ort des Teilchendurchgangs

abhängt, genau wie die Flugzeit zwischen Triggerebene und Driftröhre und die Signalzeit auf dem Draht. Wie stark der Einfluss all dieser Effekte auf die Driftzeit im Einzelnen ist, kann man in den Abbildungen 5.5–5.8 sehen.

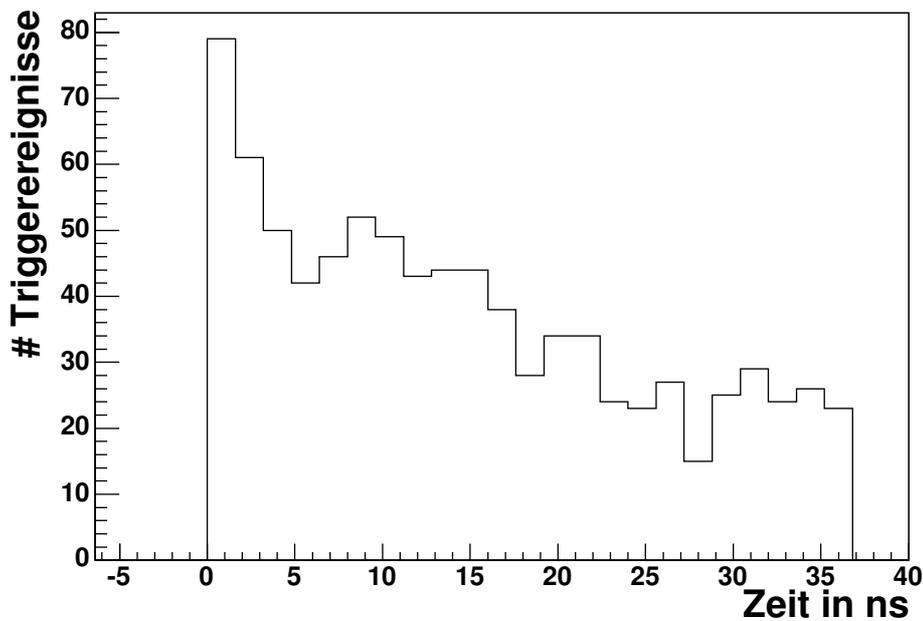


Abbildung 5.7: Zeit, die die Signale in der Triggerebene auf den Auslestreifen zur Elektronik brauchen.

Diese Graphen wurden bei der Digitalisierung von 1300 simulierten Ereignissen für kosmische Teilchen im ersten Spektrometer erstellt. Die Zeit, der Signale auf dem Draht (Abb. 5.5 rechts) ist, wie erwartet, fast gleichverteilt zwischen 0 und 34 ns, während man bei der Flugzeit (Abb. 5.5 links) deutlich den Einfluss der Detektorstruktur erkennen kann. Jede der Spitzen entspricht einer PT-Wand, die sich manchmal vor beziehungsweise hinter der triggenden RPC-Wand befinden, weshalb die Flugzeit sowohl positiv, als auch negativ sein kann. Maximalwerte von ± 30 ns treten auf. Die Zeit, die die Triggersignale auf den Auslestreifen der RPCs beziehungsweise XPCs verbringen (Abb. 5.8 links), ist wiederum in erster Näherung gleichverteilt, wobei eine leichte Bevorzugung kurzer Zeiten zu erkennen ist. Der leichte Einbruch bei ca. 15 ns ruht von der Geometrie der XPCs her, die dafür sorgt, dass für Signale, die die RPCs weit entfernt von der Elektronik treffen, meist die XPC-Signale einen kürzeren Weg zur Elektronik haben und somit triggern. Insgesamt ergibt sich ein mittlerer zeitlicher Einfluss von 26 ns mit einem RMS von 13 ns (Abb. 5.8 rechts).

Um stochastisch verteiltes Rauschen (Noise) zu simulieren, wird zusätzlich für jede Röhre per Zufall geprüft, ob sie ein nicht mit dem Ereignis korreliertes Signal erzeugt. Dabei wird eine Rauschwahrscheinlichkeit von 0,1% zugrunde gelegt, was den Erwartungen aus den Teststandmessungen entspricht. Die Driftzeiten der

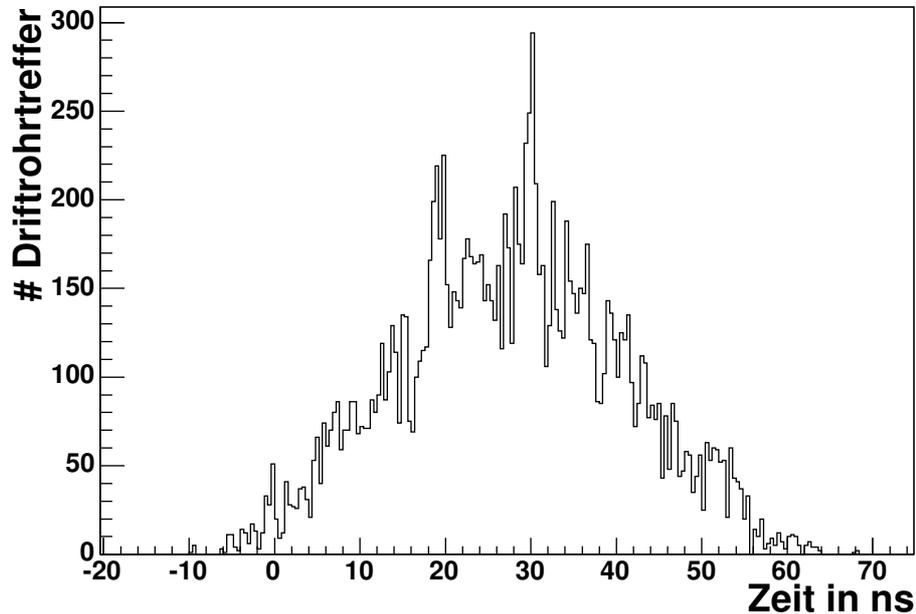


Abbildung 5.8: Gesamter zeitlicher Einfluss auf die Driftzeit durch Flugzeit sowie Signalzeiten in Triggerebenen und auf dem Driftröhrendraht.

Rauschsignale sind zufällig über das gesamte Ausleseintervall des TDC verteilt.

Als Letztes muss noch die Signalweite für die Digits festgelegt werden. Der TDC misst nämlich auch den zeitlichen Abstand zwischen den beiden Flanken eines Driftröhrensignals. Dabei werden vier Breiten unterschieden: kurz, mittel und lang sowie keine Breite. Ist keine Breite vorhanden, weil der TDC keine zweite Flanke messen konnte, wird eine 0 unter SignalWidth für den Digit eingetragen, für kurze Signale mit Breiten unter 13 ns eine 1, bei Breiten zwischen 13 und 82 ns eine 2 und bei längeren Signalbreiten eine 3 [84]. Aus den TDC-Spektren für verschiedene Breiten sieht man, dass der Anteil der echten Signale und des Rauschens stark mit der Signalbreite schwankt. Wie in Abbildung 5.9 zu sehen, überwiegt für kleine und gar keine Breite das Rauschen und für längere Breiten Signale.

Nicht zufällig verteiltes Rauschen wie zum Beispiel Übersprechen ('Crosstalk') von Signalen auf benachbarte Röhren oder heiße Kanäle wurden bisher nicht berücksichtigt. Auch andere Effekte, wie sie in den echten Daten vorkommen können, wenn auch mit geringer Wahrscheinlichkeit, wie etwa der Verlust der Schwelleneinstellung an den Vorverstärkern oder der Einfluss des Magneten auf die Elektronik des PT, sind bisher nicht in der Digitalisierung enthalten. Der Hauptgrund ist, dass nach bisherigen Erwartungen diese Effekte klein sein sollten beziehungsweise heiße Kanäle und der Verlust der Schwelle im Vorfeld erkannt werden sollten, sodass dies die Rekonstruktion nicht mehr beeinflusst.

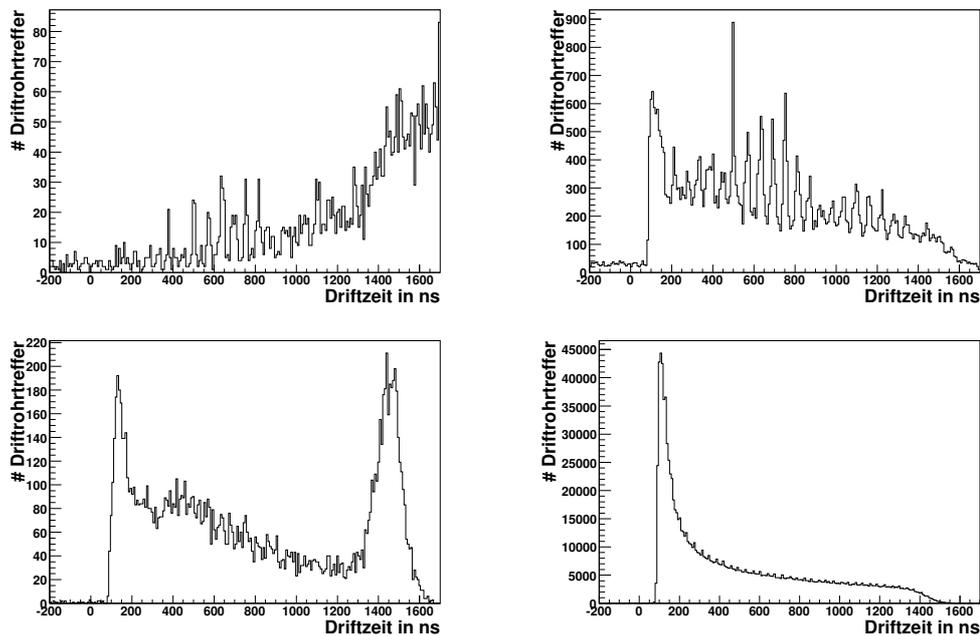


Abbildung 5.9: TDC-Spektrum für Signale unterschiedlicher Breiten aufgenommen am großen Teststand unter nominellen Bedingungen (siehe Kapitel 4). Oben links: Breite 0 (konnte nicht gemessen werden). Oben rechts: Breite 1. Unten links: Breite 2. Unten rechts: Breite 3. Alle vier Spektren gehören zur selben Datennahme.

5.7 *OpRec*

Am Ende der hier beschriebenen OPERA-Softwarekette steht *OpRec*. Es hat die Aufgabe Spuren, besonders Myonspuren, zu identifizieren und kinematische zu rekonstruieren. Die so gewonnenen Informationen werden dann weiterverwendet, um die zu extrahierenden Ziegel zu bestimmen, Myonen von Antimyonen zu unterscheiden und andere kinematische Analysen durchzuführen. Es handelt sich also um einen sehr zentralen Teil des OPERA-Projekts. Da die Ziegel möglichst bald nach einem Ereignis entfernt werden sollen, sollte es quasi online also am Detektor laufen. Wegen der relativ geringen Ereignisrate muss es aber nicht besonders schnell sein. *OpRec* besteht aus einer ganzen Reihe von Unterprogrammen und -paketen, die hier kurz angerissen werden, um die Position der Rekonstruktion in den PTs innerhalb *OpRec* zu verdeutlichen. Besonders entscheidend für eine erfolgreiche Spuranalyse in den Driftröhren ist dabei die globale Mustererkennung von *OpRec*, auf die deshalb ein wenig ausführlicher eingegangen wird.

Nachdem zunächst mittels *RecoLoader* alle nötigen Daten in den Speicher geladen wurden, wird in *RecoAna.cpp* eine Reihe von Unterpaketen aufgerufen. Das Erste von diesen ist *Alignment*. Es dient dazu, die ideale Softwaregeometrie den echten Verhältnissen im Detektor anzupassen und die Daten entsprechend zu verändern. Hier werden auch die Driftröhrendaten behandelt, entsprechende Details sind im nachfolgenden Kapitel zu finden, da einige Aspekte sehr eng mit der Rekonstruktion in den Driftröhren verknüpft sind.

Das nächste Unterpaket von *OpRec*, das aufgerufen wird, ist *Pattern*¹³, die Mustererkennung, die einzelne Digits zu Spuren zusammenfassen soll. Die Methode, die dabei Anwendung findet, heißt 'cellular automaton' [86, 85]. Hierfür werden zunächst die Digits aller elektronischen Detektorteile in *PatHits* umgewandelt, die dann im Folgenden alle gleich behandelt werden. Dies hat zwar auch praktischen Nutzen, hat aber seine Ursache eher in dem zeitlichen Ablauf der Softwareentwicklung. Immer zwei benachbarte *PatHits* aus unterschiedlichen Wänden (planes) des Detektors werden im *PatCellBuilder* zu einer Zelle, genauer *PatCell* zusammengefasst. Dabei kann ein *PatHit* durchaus zu mehreren Zellen gehören und es ist auch erlaubt, dass mal eine Wand übersprungen wird, allerdings nur, wenn es keine geeignete Zellen zwischen zwei benachbarten Wänden gibt. Anschließend werden alle Verbindungen zwischen diesen Zellen herausgesucht, wobei zwei verbundene Zellen einen gemeinsamen *PatHit* haben müssen und die Winkel der einzelnen Zellen nicht zu weit voneinander abweichen dürfen. Die erlaubten Verbindungen werden schließlich im *PatSegmentBuilder* von einem Startpunkt aus zu allen möglichen Segmenten, also einer Kette von Zellen, mit einer Zelle pro Ebene zusammengefügt. Startpunkte sollten die Enden der Spuren sein. Die Segmente werden dann gegen die Flugrichtung des Teilchens sequentiell aufgebaut. Für jeden Startpunkt wird dann das beste Segment ausgewählt. Die Kriterien dafür sind die Länge des Segments, der mittlere Diffusionswinkel und die Elastizität. Letztere ist proportional zum χ^2 eines Geradenfits, außer in der XZ-Projektion innerhalb der Magnethälften, wo ein Parabelfit verwendet werden muss. Zur Veranschaulichung ist in Abbildung 5.10 ein Beispiel für die zu untersuchenden Spursegmente eines Ereignisses skizziert. Diese Segmente werden jeweils innerhalb eines Targets sowie jeweils den vorderen und hinteren Spektrometerhälften gebildet. Passende Segmente der jeweiligen Projektion (XZ oder YZ) aus benachbarten Detektorteilen werden schließlich im *PatSegmentConnector* zusammengefasst und anschließend im *TrackElementBuilder* als *Trackelement* gespeichert.

Zu beachten ist, dass dies alles ursprünglich nur für Strahlereignisse optimiert war, bei denen die Flugrichtung klar ist und bestimmte Annahmen für die zu erwartenden Winkel und Abstände der Zellen und Segmente gemacht werden konnten. Für kosmische Teilchen mussten diese Kriterien teilweise stark modifiziert werden und speziell bei Ereignissen mit mehreren parallelen Myonspuren durch *Cosmics*¹⁴ ist das Ergebnis nicht immer voll zufriedenstellend. Dies liegt aber auch daran, dass der Detektor in seiner Sandwichstruktur auf Teilchen, die aus Strahlrichtung kommen, eingerichtet ist. Speziell bei den Driftröhren gibt es Schwierigkeiten, weil durch die Driftkreisstruktur häufig mehrere Digits derselben Z-Koordinate zu einer Spur gehören, die Mustererkennung von *OpRec* aber nur Segmente mit einem *PatHit* pro Detektorebene zulässt, sodass gerade bei kosmischen Teilchen meist nicht alle zu einer Spur gehörigen Digits identifiziert werden. Dieser wäre aber aus Gründen der Redundanz für den Fit innerhalb der Driftröhren sehr wichtig. Aus Sicht der Driftröhren ist weiterhin zu beachten, dass innerhalb der Mustererkennung noch nicht berücksichtigt wird, was für eine Driftzeit die getroffenen Röhren hatten. Stattdessen wird ein Driftröhrentreffer einfach

¹³engl. Muster

¹⁴engl. für kosmische Teilchen

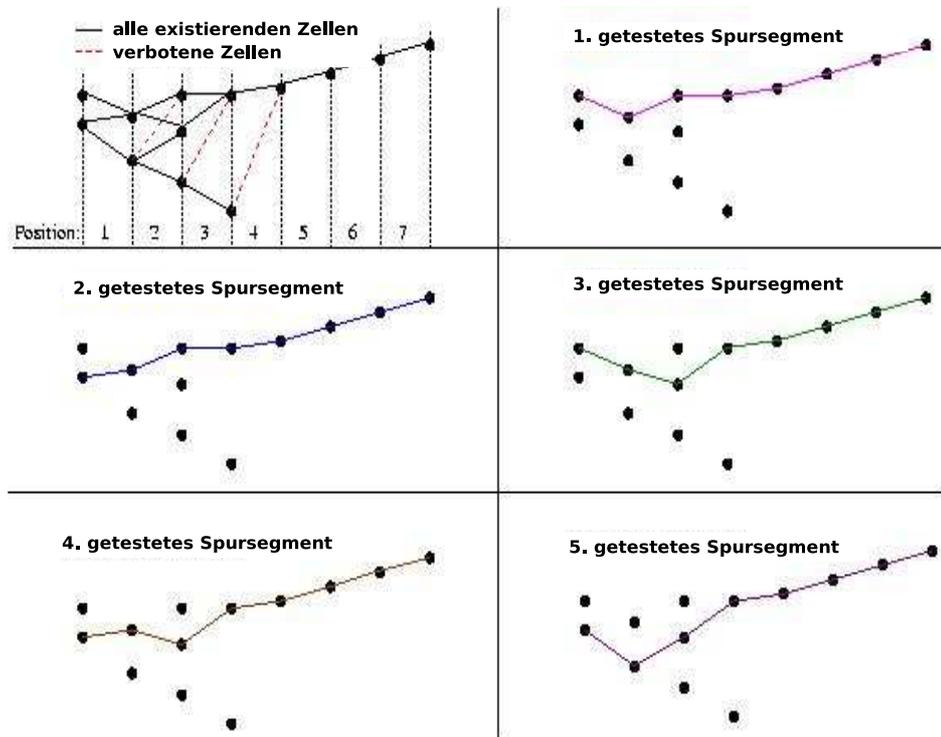


Abbildung 5.10: Beispiel für die Behandlung eines Ereignisses innerhalb des Unterpaket Pattern. Links oben sind die möglichen Zellen (*PatCells*) dargestellt, wobei einige schon aus geometrischen Gründen ausgeschlossen werden. Die Positionen beziehen sich auf verschiedene Detektorwände, zum Beispiel könnte es sich um sieben RPC-Wände handeln. Aus diesen Zellen werden von hinten angefangen, alle möglichen Kombinationen gebildet. Aus den so erhaltenen Spursegmenten wird dann das Beste ausgewählt. In diesem Fall wäre das das zweite Spursegment.

durch die Koordinaten des entsprechenden Drahtes mit einem Fehler, der dem Röhrenradius entspricht, behandelt. Weitere Details über das Unterpaket *Pattern* sind der internen OPERA-Notiz Nr. 36 [87] zu entnehmen.

In dem Unterpaket *Merging3d* wird versucht, nach erfolgreicher Mustererkennung, jedem *Trackelement* in der XZ-Projektion ein *Trackelement* in der andern Projektion zuzuordnen. Das Hauptkriterium ist die Ausdehnung der einzelnen *Trackelemente* in Z-Richtung. Die *Trackelemente*, die in ihrer Z-Position und Länge am besten übereinstimmen, werden zu einem zusammengefasst und schließlich in einem *TrackKinematics*-Objekt gespeichert. Außerdem werden XPC-Digits genutzt um Zweideutigkeiten auszuräumen und dann ebenfalls in den *TrackKinematics* gespeichert. Leider gelingt dies nicht immer, sodass es manchmal *TrackKinematics* gibt, die nur Informationen in einer Projektion besitzen. Dies erschwert sowohl die zeitlichen, als auch die räumlichen Korrekturen, die vor der Rekonstruktion in den Driftröhren nötig sind (siehe Kapitel 6.2 und 6.3).

Anschließend folgt mit dem Softwarepaket *DTubeReco*, die Rekonstruktion von Teilspuren innerhalb der PT-Dubletts. Aus ihnen werden, wenn mindestens zwei benachbarte Duubletts eine gute Spur haben, der Impuls des entsprechenden Teil-

chens ermittelt. Die Spurinformatoren werden dann als *DTubeInfo* an die jeweiligen *TrackKinematiks* angehängt. *DTubeReco* wird in Kapitel 6 ausführlich erklärt.

Danach ruft *RecoAna* das Paket *Tracking* auf. Dieses führt mittels eines Kalman-Filters [89, 88] einen kinematischen Fit für die jeweils als *TrackKinematik* gespeicherten Spuren durch. Mit Hilfe des Kalman-Filters wird für jede Detektorposition z_i ein Zustandsvektor bestimmt, der die X- und Y-Koordinate sowie die Flugrichtung in der XZ- und YZ-Ebene des Teilchens sowie die Ladung geteilt durch den Impuls des Teilchens enthält, sowie die Kovarianzmatrix. Da dies iterativ geschieht, das heißt die Informationen über den Zustand an einem bestimmten Ort der Spur immer durch die vorherigen Zustände entlang der Spur bestimmt werden, braucht man geeignete Startwerte. Dazu werden die Ergebnisse der Impulsbestimmung aus dem Spektrometer genommen, entweder von den PT oder den RPCs (mittels Parabelfit und Vielfachstreuung). Einen solchen Fit kann man von jeder Seite einer Spur beginnen. Bei OPERA ist die Konvention, dass die erste Iteration möglichst am Ende der Flugbahn ist, sodass man nach allen Iterationen, die kinematischen Daten des Teilchens am Vertex erhält. Der entsprechende Zustandsvektor und seine Kovarianzmatrix, werden als *parameter* beziehungsweise *variance* im *TrackKinematic* gespeichert. Aus Sicht des PT ist zu beachten, dass die Spurinformatoren aus den einzelnen PT-Dubletts in Form von zwei virtuellen Punkten am Rand der Teilspur in den Driftröhren, mit entsprechend geringem Fehler, innerhalb des Gesamtfits verwendet werden. Dadurch wird gewährleistet, dass das volle Auflösungsvermögen des PT sich positiv auf den Fit auswirken kann.

Schließlich werden im Unterpaket *MuonID* die Kriterien zur Myonidentifizierung auf die Ergebnisse des Gesamtfits für die längste Spur angewandt. Hierzu werden die Ladung, das Verhältnis von Energie und Impuls, sowie die Spurlänge herangezogen. Das Resultat dieser Bewertung wird im *TrackKinematic* unter *muonID* gespeichert. Der Wert 1 bedeutet, dass es sich sehr sicher um ein Myon handelt, 2 bedeutet, dass schlechtere Kriterien zu einer unsichereren Identifikation des Myons geführt haben, und 0, dass es wahrscheinlich kein Myon ist.

Zum Schluss werden alle in *OpRec* gewonnenen Ergebnisse mittels *RecoSaver* in einer neuen ROOT-Datei ausgegeben.

5.8 OpUtils

Das OPERA-Paket *OpUtils* hat die Aufgabe Funktionen beziehungsweise Methoden zu sammeln, die an vielen Stellen in anderen OPERA-Paketen oder für Analysezwecke verwendet werden. Speziell für die Rekonstruktion enthält *OpUtils* die Klasse *RecoUtils*. In ihr werden Methoden definiert, die hauptsächlich in *OpRec* und dessen Unterpaketen Verwendung finden. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um direkte Zugriffsmöglichkeiten auf bestimmte, die unterschiedlichen Detektoren betreffende, Informationen. Bei den Driftröhren kann man mit Hilfe dieser Methoden zum Beispiel die einzelnen Koordinaten des Drahtmittelpunktes erfragen.

Kapitel 6

Spurrekonstruktion in den Driftröhren

Die Hauptaufgabe des Spektrometers besteht darin, Myonen zu identifizieren und kinematisch zu analysieren. Um dies mit der vollen Genauigkeit tun zu können, ist es nötig, die Spuren in den PT unter Ausnutzung der Driftinformationen zu rekonstruieren. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit das Softwarepaket *DTube-Reco* entwickelt. Ziel war es dabei, die Mindestanforderung für das Experiment von einer Auflösung von $600\ \mu\text{m}$ zu erreichen und den Ergebnissen der Teststände von $300\ \mu\text{m}$ möglichst nahe zu kommen. Außerdem wird eine möglichst hohe Effizienz der Rekonstruktion gefordert, sowie eine Winkelauflösung von weniger als $1,4\ \text{mrad}$, was ausreicht, um eine Impulsauflösung von 25% für Impulse unterhalb von $25\ \text{GeV}$ zu gewährleisten.

Im Folgenden werden kurz alle Zwischenschritte dargestellt, die zur erfolgreichen Rekonstruktion von Spuren in den Driftröhren nötig sind. Dabei wird im Wesentlichen dem Programmaufbau von *DTubeReco* gefolgt, um ein einfacheres Verständnis des Codes zu ermöglichen. Neben der eigentlichen Spurrekonstruktion werden auch die nötigen Schritte vorgestellt, die zur zeitlichen und räumlichen Korrektur der Driftröhrendaten verwendet werden. Dabei konnte anhand von MC-Daten gezeigt werden, dass es für die meisten kosmischen Spuren ohne Rauschen möglich ist, allein aus geometrischen Spurinformatoren eine Zeitauflösung von $2\ \text{ns}$ zu erreichen. Wegen der Wichtigkeit der Myonen sowohl bei der kinematischen Analyse von Tau-Ereignissen, als auch beim Alignment, ist *DTubeReco* bisher nur auf die Behandlung von vorher identifizierten Myonen hin optimiert.

Ergebnisse der Rekonstruktion sowohl von MC-Daten als auch von im Oktober 2006 gewonnenen Daten, werden präsentiert. Anhand dieser lässt sich erkennen, dass die Rekonstruktion den Erwartungen entspricht, das heißt die Fehler weder über- noch unterschätzt werden. Für simulierte kosmische Teilchen wird eine Ortsauflösung von $410\pm 4\ \mu\text{m}$ und eine Effizienz von mehr als 93% erreicht. Für die Daten vom Oktober, die ebenfalls ausschließlich von kosmischen Teilchen stammen, ergibt sich eine Ortsauflösung von $374\pm 3\ \mu\text{m}$ sowie eine Effizienz von etwa 83% .

Als Letztes wird in diesem Kapitel die kinematische Analyse der PT-Spuren erläutert, wobei in dieser Arbeit untersucht wurde, ob die bei Simulationen er-

mittelten Winkelaufösungen ausreichen, um die geforderte Impulsauföösung zu erhalten. Dazu wurden auch direkt rekonstruierte Impulse von simulierten Daten mit den Ausgangswerten verglichen. Die hierbei verwendete Daten, stammen aber aus einer älteren Version der Simulation und sind deshalb stark idealisiert und beinhalten kein realistisches Driftverhalten.

6.1 DTubeReco

DTubeReco ist ein Unterprogramm von *OpRec* und es ist der Aufgabe gewidmet, Teilspuren innerhalb der Dubletts des PT zu rekonstruieren und für die weitere Analyse innerhalb von *OpRec*, und später, zur Verfügung zu stellen. Da die Spurensuche innerhalb der PT ohne zusätzliche Informationen sehr rechenaufwendig ist, wird die Idee verfolgt, dass zunächst alle Detektorinformationen verwendet werden, um Spuren innerhalb des ganzen Detektors zu indentifizieren. Dazu werden von den Driftröhren allerdings nicht die Driftkreise, sondern nur die Drahtkoordinaten mit einem Fehler genutzt, der dem Radius einer Röhre entspricht. Die Aufgabe von *DTubeReco* ist es nun, mittels der so ausgewählten Driftröhrendigits, die exakten Spuren innerhalb der PT-Wände zu rekonstruieren, wozu die Driftinformationen herangezogen werden.

Wie alle OPERA-Programme hat *DTubeReco* ein Hauptprogramm, das sich *Ana* nennt, in diesem Fall also *DTubeAna*. Dieses wird von *OpRec* aufgerufen und ruft seinerseits wieder eine Reihe Unterprogramme auf, die in der sogenannten *AlgoFactory* aufgelistet sind. Alle Programme in dieser Liste, sowie *DTubeAna* selbst, folgen den Strukturen, wie sie in Kapitel 5.4 erklärt sind. Das erste Programm, das so aufgerufen wird, ist *DTubeAngles*, welches aus allen Detektorinformationen grobe Spurwinkel zur weiteren Verwendung innerhalb *DTubeReco* ermittelt. Als nächstes folgt eine y -abhängige Korrektur der Koordinaten der Driftröhrendigits in *DTubeFirstYAlign* und dann folgen zwei Programme, die zeitliche Korrekturen, welche sich auf die Driftzeit auswirken, durchführen: *DTubeWireTime* und *DTubeCosmicProp_ToF*. Schließlich sind alle Korrekturen, die vor dem eigentlichen Rekonstruieren nötig sind, abgeschlossen und die Daten werden an *DTubeTimeFit* übergeben. Dies ist das wesentliche Rekonstruktionsprogramm und deshalb auch sehr umfangreich. Aus diesem Grund ist es weiter aufgegliedert: Erstens in einen Teil, der den eigentlichen Fit der Spur an die Driftkreise durchführt und zweitens in einen Teil, der zunächst aus einigen Tangenten zwischen den Driftkreisen Startwerte für diesen Fit generiert. Wegen der vielen Einflüsse auf die Driftzeiten, die zum Teil einen allgemeinen Offset auf diese erzeugen, gibt es außerdem die Möglichkeit, einen Offset auf alle Driftzeiten als freien Parameter des Fits zuzulassen. Dies wird zwar diskutiert, ist aber zunächst nicht für die Anwendung im laufenden Experiment vorgesehen. Als Letztes gibt es noch das Programm *DTubeKinematiks*, welches aus den im Fit gewonnenen Spuren kinematische Informationen gewinnt. Die Spurparameter der Teilspuren der einzelnen PT-Dubletts, werden unter *DTubeInfo* im zur Spur gehörigen *TrackKinematics*-Objekt gespeichert. Für jedes Dublett werden dort die beiden Spurparameter, der Winkel und der Abstand zum Koordinatenursprung, sowie eine Liste der verwendeten *SDTDigits* gespeichert.

Die einzelnen Teilprogramme werden in den nachstehenden Abschnitten beschrieben. Der Abschnitt Alignement spielt dabei eine Sonderrolle, da ein Teil des Alignements nicht direkt im *DTubeReco*-Programm durchgeführt wird, aber trotzdem einen sehr starken Einfluss auf die Rekonstruktion hat.

6.2 Alignement

In Kapitel 5.2 wurde bereits erläutert, dass es sich bei der im Computer simulierten Geometrie nur um eine idealisierte Kopie der Wirklichkeit handelt. Da es unmöglich ist, in der Wirklichkeit alles so perfekt zu arrangieren, gibt es also selbstverständlich überall kleine Abweichungen von der Realität. Diese Abweichungen entstehen zum Beispiel durch Verformung oder dadurch, dass etwas einfach nicht exakt an der richtigen Stelle steht. Wegen der Vielfältigkeit all dieser kleinen Änderungen, die man an der Software durchführen müsste und weil die Geometrie aus Übersichtlichkeitsgründen modular aufgebaut ist, ist es quasi unmöglich, all diese kleinen 'Fehler der Realität' in der Software nachzuempfinden. Dabei spielen auch technische Gründe eine Rolle, wie zum Beispiel, dass es in der Software schwierig ist, so komplizierte, gerundete Formen, wie ein PT-Modul darzustellen. Deshalb würde man eckige größere Volumen, in die die Röhren eingebettet sind, zur Beschreibung der Module nehmen. Will man aber das Verrücken und Verkippen der einzelnen Module gegeneinander nachempfinden, kommt es mehr oder weniger zwangsläufig dazu, dass sich einzelne Volumina überschneiden, was die Software nicht mehr interpretieren kann und deshalb abstürzt.

Aus diesen Gründen kann man, wenn man die bestmögliche Ortsauflösung des Detektors erreichen will, für echte Daten nicht einfach zu jedem Kanal, also zum Beispiel einer Röhre des PT, die Koordinaten aus der Geometrie nehmen, sondern man muss sie noch über eine geeignete Datenbank so modifizieren, dass sie der Wirklichkeit möglichst nahe kommen. Dies geschieht vor jeder Weiterverarbeitung der Daten und zwar in dem Unterprogramm *Alignement* von *OpRec*. Für die Driftröhren bedeutet das, dass in der Datei *DTubeAlign* zunächst die idealen Drahtpositionen zu jedem Treffer aus der Software übernommen werden und dann, mit Hilfe von drei Rotationswinkeln und drei Translationsstrecken, die Position des wahren Drahtmittelpunktes, so gut es die Alignementdaten zulassen, ermittelt wird. Das heißt, die X- und Z-Koordinaten, die einem Signal zugeordnet werden, entsprechen, mangels einer Kenntnis der Y-Koordinate, zunächst den Koordinaten des Drahtes auf halber Höhe der Driftröhren.

Die nötigen Alignementparameter sind im Verzeichnis *\$DTubeReco/AlignData* gespeichert. Dort gibt es zu jeder PT-Wand eine Textdatei mit dem Namen *DTubeAlignement_SMX_PlaneX.dat* die sechs Zahlen enthält. Die ersten Drei sind die Verschiebungen der Wand gegen die ideale Position in die Richtungen X, Y und Z in cm. Dahinter kommen drei Rotationswinkel in Bogenmaß, die die Verkipfung der Wand um die X-, Y- und Z-Achse berücksichtigen sollen. In den Methoden *DTubeAlign::GetAlignedSDTCenter* und *DTubeAlign::GetAlignedSDTCenterFromY* werden diese Winkel verwendet, um aus ihnen eine Drehmatrix nach Luftfahrtnorm (DIN 9300) zu machen. Das heißt, dass zunächst eine Drehung um die Z-Achse, dann um die neue Y-Achse und schließlich

um die resultierende X-Achse gedreht wird, sodass man die Drehmatrix

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_x & \sin \alpha_x \\ 0 & -\sin \alpha_x & \cos \alpha_x \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha_y & 0 & -\sin \alpha_y \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha_y & 0 & \cos \alpha_y \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha_z & \sin \alpha_z & 0 \\ -\sin \alpha_z & \cos \alpha_z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

erhält. Da alle bei den Driftröhren auftretenden Verkippungswinkel aber sehr klein sind, kann man einfachheitshalber davon ausgehen, dass all diese Drehungen um die normalen Achsen stattfinden. Zur Zeit entstammen entsprechende Alignementparameter Messungen mit einem Theodoliten und haben eine Genauigkeit von ca. 0,2 mm. Zusätzlich wird, nachdem das Alignement der kompletten PT-Wände berücksichtigt wurde, auch noch auf die Position der einzelnen Module innerhalb einer Wand korrigiert. Dazu gibt es für jedes Modul eine Datei *DTubeAlignement-SMX-PlaneX-X.dat* mit analogen Parametern. Diese werden aber erst nach den Parametern für eine Wand angewendet und beziehen sich entsprechend auf das Alignement innerhalb der bereits alignierten Wand. Im Moment sind diese Dateien noch nicht gefüllt, haben also nur Nulleinträge, werden aber im Prinzip in *DTubeAlign* benutzt.

Die so modifizierten Daten werden dann von allen anderen Programmen in *OpRec* verwendet. Bevor jedoch die Rekonstruktion in den Driftröhren stattfindet, gibt es noch einen zweiten Alignementschritt. Da durch die Rotation um die X- und Z-Achsen die Drahtkoordinaten X und Z von Y abhängig werden, muss zunächst die Durchgangshöhe der zu rekonstruierenden Spuren ermittelt werden und dann erneut die Alignementdaten bemüht werden, um die X- und Z-Koordinate des entsprechenden Digits zu korrigieren. Dies geschieht in *DTubeFirstYAlign*, wobei die Methode *DTubeAlign::GetAlignedSDTCenterFromY* aus dem Alignementpacket verwendet wird. Die dazu nötigen Winkel werden in *DTubeAngles* bestimmt.

6.3 Timing

Wie bereits mehrfach erwähnt, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Driftzeit essentiell für eine Rekonstruktion mit ausreichend hoher Genauigkeit. Dafür ist es nötig sicherzustellen, dass alle zeitlichen Einflüsse auf die beiden beteiligten Signale, das Driftröhren- und das Triggersignal, nachvollzogen werden können. Dies wird leider durch die bereits angesprochenen Effekte, Signalzeit auf dem Draht, Signalzeit auf den Streifen der Triggerbenen (Propagationtime) und die Flugzeit des Teilchens zwischen Triggerebene und Driftröhre erschwert. Im Folgendem werde wird nur noch von Drahtzeit, Triggerzeit und Flugzeit gesprochen. Außerdem gilt es noch die Laufzeiten auf den Kabeln zu berücksichtigen.

Bei den Kabelllaufzeiten muss man sowohl die für den Trigger verwendeten Kabel als auch die Kabel, die die Frontend-Elektronik der PT-Module mit dem TDC verbinden betrachten. Die Triggersignale werden zwischen der Frontend-Elektronik

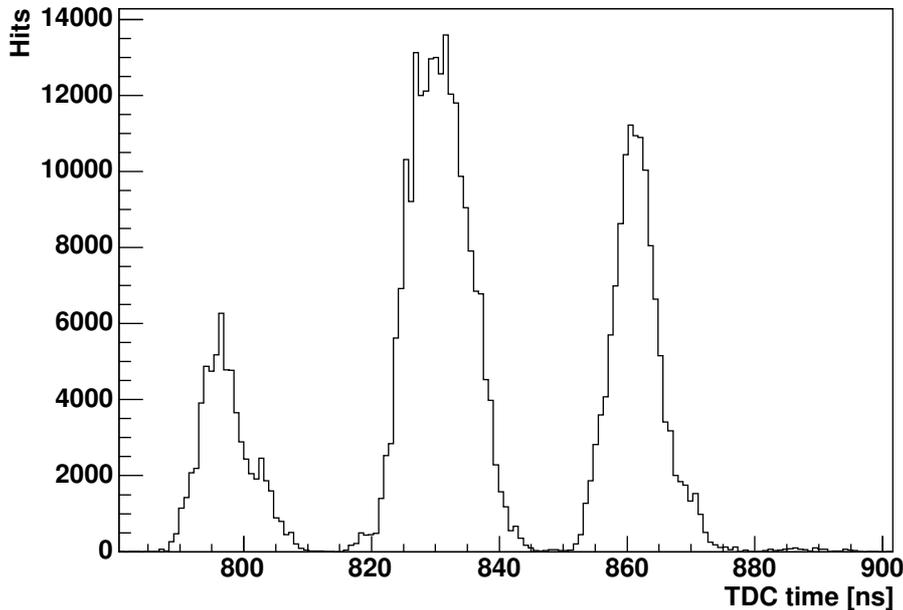


Abbildung 6.1: Kabellaufzeiten für SM 1 gemessen mit dem Testpulssystem. Gut zu erkennen sind die drei verwendeten Kabellängen (10,5 m, 13 m und 16 m), die in SM 1 verwendet wurden.

der RPCs und dem OPE-Board laufzeitkorrigiert, so dass sie letzteres mit vergleichbaren Zeiten verlassen. Da von dort aus (bis auf wenige cm) gleichlange Kabel zum Triggerboard gehen, sollten auch die Laufzeiten aller Triggersignale gleich sein, sodass es nur einen allgemeinen Offset auf alle Driftzeiten gibt. Für die Driftröhrensignale werden andererseits aus praktischen Gründen sechs verschiedene Kabellängen (7,5 m, 10 m, 10,5 m, 13 m, 15 m und 16 m) verwendet. Zudem ist durch die schiere Menge an Kanälen eine gewisse Schwankung um diese Mittelwerte zu erwarten. Deshalb wurden mit Hilfe des Testpulssystems der OPERA-PT, die Laufzeiten auf all diesen Kanälen einzeln bestimmt und in einer Datenbank gespeichert. Diese befindet sich im Verzeichnis *cable_length* im *DTubeReco*-Paket und wird zu Beginn von *DTubeReco* verwendet, um in der Datei *DTubeCableCorrections* die Driftzeiten entsprechend zu korrigieren. Die korrigierten Driftzeiten werden, damit man die originalen Zeitinformationen nicht verändern muss, in den Digits unter der Variabel *driftTimeCorrected* gespeichert. Die Verteilung der Kabellaufzeiten der Driftröhren, ermittelt durch das Testpulssystem, ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

Die anderen drei Effekte lassen sich alle zum Teil kompensieren, indem man aus den Ortsinformationen aller elektronischen Detektoren, ohne Verwendung von Driftinformationen, die Position des Triggerauslösenden Signals sowie die grobe Flugbahn des für die Driftröhrentreffer verantwortlichen Teilchens bestimmt. Dazu werden in der Datei *DTubeAngles* zunächst die Winkel in der XZ- und der YZ-Projektion mit Hilfe von linearer Regression bestimmt. Wenn möglich, geschieht

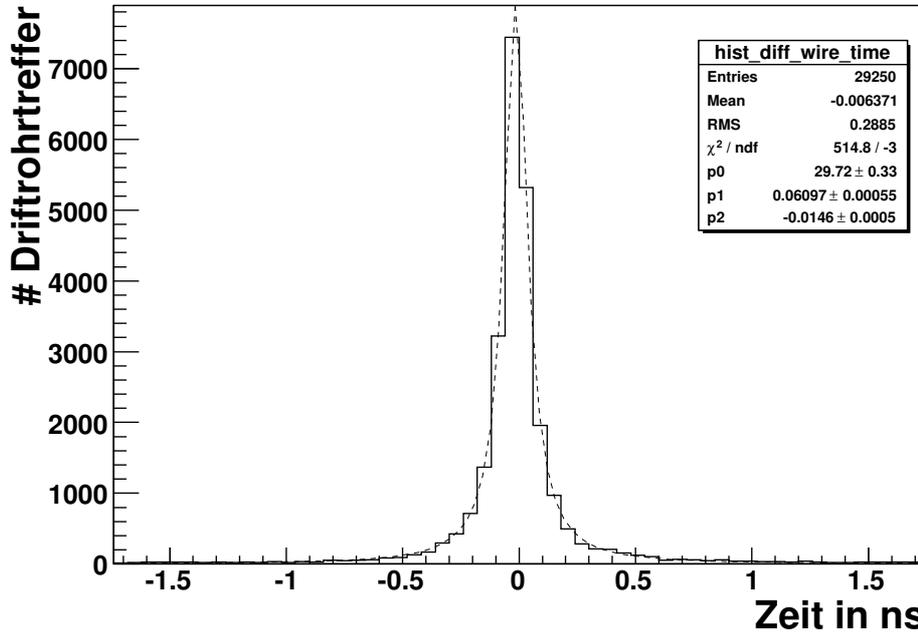


Abbildung 6.2: Differenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Laufzeit auf den Drähten der Driftröhren, bestimmt mit simulierten kosmischen Teilchen.

dies für jede von der Mustererkennung des *Pattern*-Unterprogramms identifizierte Spur sowie zusätzlich für die Schwerpunkte aller Treffer einer Detektorebene.

Die so gewonnenen Winkel werden in *DTubeWireTime* verwendet, um die Durchgangshöhe der Teilchen in den einzelnen Driftröhren zu ermitteln. Dazu wird zu jedem Trackelement in der XZ-Projektion, der YZ-Winkel des durch *Merging3d* assoziierten YZ-Trackelements, sowie die Y-Position des der Driftröhre nächsten Digits der anderen elektronischen Detektorteile herangezogen. Wurde zu einem *Trackelement* mit Driftröhren kein passendes YZ-Trackelement gefunden, so wird der Schwerpunkt aller Digits, der der Driftröhre nächsten Detektorebene, genommen sowie der Gesamtwinkel aller Treffer. Zusammen mit der Geschwindigkeit $v_{\text{wire}} \approx 25,2 \text{ cm/ns}$ der Signale auf dem Draht ergibt sich daraus die Drahtzeit. Am Ende der Datei wird diese von den bereits auf Kabellängen korrigierten Driftzeiten abgezogen und das Ergebnis erneut unter *driftTimeCorrected* gespeichert.

Außerdem wird in der Datei *DTubeCosmicProp_ToF* die für die Triggerzeit verantwortliche Detektorwand bestimmt, und der der Elektronik am nächsten liegende Treffer ermittelt. Dadurch kann man mit Hilfe der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Signale auf den RPC- beziehungsweise XPC-Streifen $v \approx 24 \text{ cm/ns}$ die Triggerzeit ermitteln. Sie liegt für die RPCs zwischen 0 ns und 35,5 ns und für die XPCs wegen der längeren Diagonalstreifen zwischen 0 ns und 46 ns. Damit man ermitteln kann, welche Triggerebene die entscheidende ist, benötigt man zunächst die Flugrichtung der Teilchen. Hierfür kann man entweder die Daten der Timingboards der Triggerebenen verwenden, die über dieselben TDCs ausgelesen

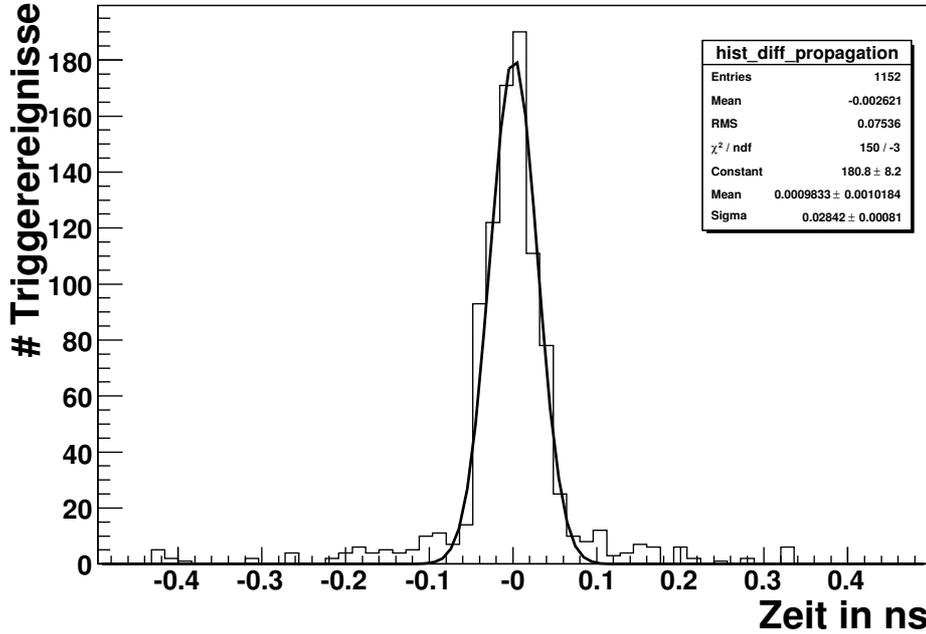


Abbildung 6.3: Differenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Laufzeit auf Auslesestreifen der RPCs und XPCs (PropagationTime), bestimmt mit simulierten kosmischen Teilchen. Beim Fit handelt es sich um eine Gauss-Kurve.

werden wie die Driftzeiten, oder man nutzt die vorher gewonnenen Winkelinformation, um für kosmische Teilchen, mittels der Annahme, dass sie immer von oben kommen, eine Flugrichtung festzulegen. Wenn mit Hilfe der Zeitinformationen der Triggerboards keine Flugrichtung zu bestimmen ist, geht man für mit dem Strahl korrelierte Ereignisse davon aus, dass sie immer aus Strahlrichtung kommen. Strahl- und Cosmicereignisse werden durch die zeitliche Synchronisation mit den Strahlpaketen des CNGS unterschieden, wobei in Einzelfällen Cosmics auch durch ihre Geometrie und Flugrichtung identifiziert werden könnten.

Kennt man die für die Triggerzeit verantwortliche Ebene, so kann man zudem mit Hilfe der Winkel in beiden Projektionen und dem Unterschied der Z-Position von Triggerebene und Driftröhrentreffer, die Flugstrecke des Teilchens nach oder vor Auslösen des Triggers ermitteln

$$s_{Flug} = |z_{DT} - z_{Trig}| \sqrt{\tan^2_{XZ} + \tan^2_{YZ} + 1}. \quad (6.2)$$

Die Kenntnis über die Flugrichtung vorausgesetzt, ergibt sich daraus die Flugzeit, wenn man davon ausgeht, dass das entsprechende Teilchen annähernd mit Lichtgeschwindigkeit c geflogen ist. Bei der Auswahl der verwendeten Winkel wird genauso vorgegangen wie in *DTubeWireTime*. Schließlich wird *driftTimeCorrected* erneut modifiziert, diesmal durch die Flugzeit und die Triggerzeit.

Grundvoraussetzung dafür, dass diese letzten beiden Korrekturen erfolgreich sein können, ist aber, dass alle Treffer eines Ereignisses in einer Ebene ungefähr

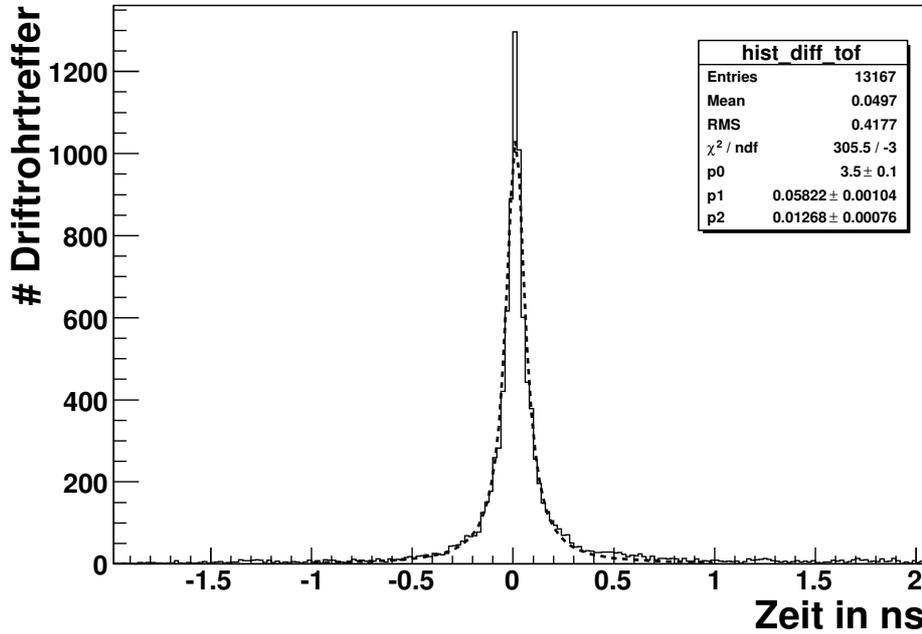


Abbildung 6.4: Differenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Flugzeit zwischen Triggerebene und Driftröhre, bestimmt mit simulierten kosmischen Teilchen.

simultan stattfinden und die betrachteten Driftröhrentreffer ebenfalls mit ihnen korreliert sind. Das bedeutet, dass unkorreliertes Rauschen in den Triggerebenen eine Rekonstruktion der Flugzeit und der Triggerzeit anhand der RPC-Daten unmöglich machen kann. In diesem Fall kann man nur auf die Zeitinformationen von den Timing-Boards der Triggerebenen zurückgreifen. Diese werden für jedes der 14 Timing-Boards pro Triggerebene (2×14 bei den XPCs) gespeichert. Dies ermöglicht es, wenn die Rauschrate nicht zu hoch ist, bei bekannter Spur eines dieser Signale auszuwählen, das eindeutig zur Spur gehört und dieses Signal dann als zeitlichen Referenzpunkt für die Driftzeiten zu nehmen. Allerdings sind entsprechende Prozeduren noch nicht in der Software enthalten.

Die Größe und Verteilung der einzelnen Zeiteffekte ist in den Abbildungen 5.5–5.8 zu sehen. Wie gut die Korrekturen der einzelnen zeitlichen Einflüsse auf die Driftzeit funktionieren, ist den Abbildungen 6.2–6.4 zu entnehmen. Bei den gestrichelten Fitkurven handelt es sich um Breit-Wigner-Kurven mit

$$y = \frac{p0}{p1^2 + (x - p2)^2}, \quad (6.3)$$

während es sich bei der durchgezogenen Kurve um einen Gaussfit handelt. Für Erstellung der Graphen wurden kosmische Teilchen verwendet, aber weder Rauschen noch Ineffizienzen berücksichtigt. Außerdem wurden nur Ereignisse genommen, bei denen es der Mustererkennung von OpRec gelang, sowohl eine Spur in der XZ-Projektion als auch in der YZ-Projektion zu identifizieren. Für die Kabellaufzeiten

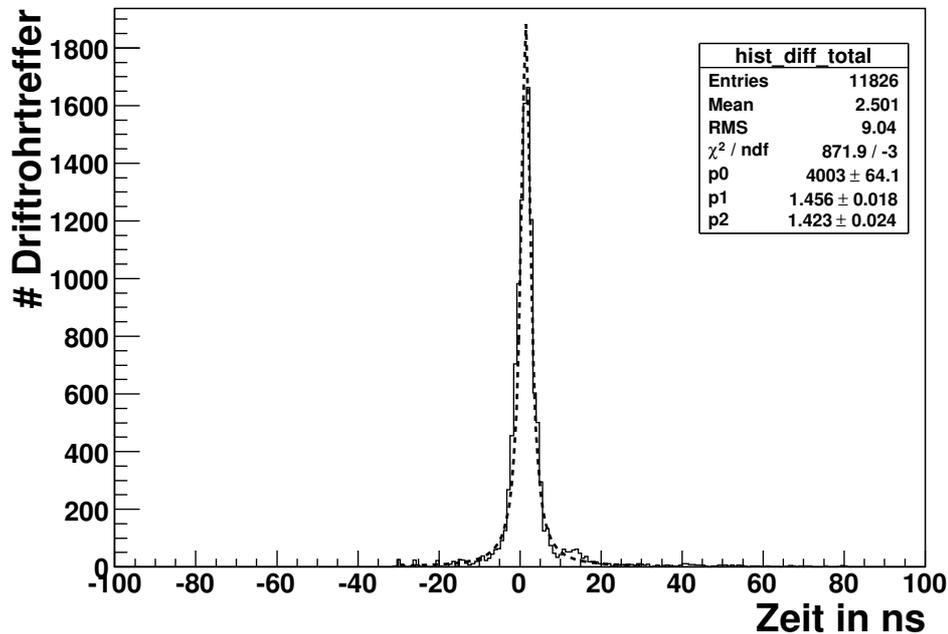


Abbildung 6.5: Differenz zwischen der rekonstruierten und der wahren Driftzeit, bestimmt mit simulierten kosmischen Teilchen.

wird wegen Zeitauflösung des TDCs eine Genauigkeit von ca. 0,5 ns erreicht. Dies ist aber in den MC-Daten bisher nicht enthalten. Deshalb erwartet man, dass die zeitliche Gesamtauflösung bei idealen Bedingungen von der zeitlichen Auflösung der Timing-Boards des Trigger von 2 ns dominiert wird. Dies stimmt nicht ganz mit dem Ergebnis aus Abbildung 6.5 überein. Das lässt sich dadurch erklären, dass an einem Trigger mindestens zwei Timing-Boards beteiligt sind. Wenn man davon ausgeht, dass häufig nur die Flugzeit zwischen zwei RPCs deren Zeit unterscheidet, so heißt das, dass im Wesentlichen die zufällige Verschmierung durch die Zeitauflösung entscheidet, welches der beiden tatsächlich das Stoppsignal für die Driftröhren generiert. Wenn man aber zwei gleichzeitige Signale mit 2 ns verschmiert und immer das erste nimmt, erhält man insgesamt einen Offset von 1,7 ns und $\sigma = 1,5$ ns. Dies erklärt die Gesamtbreite und den Offset in Abbildung 6.5.

6.4 Mustererkennung

Die Aufgabe der Mustererkennung ist es, Startwerte für den anschließenden Fit zu ermitteln. Da der Fit sehr empfindlich ist, ist es wichtig, bestmögliche Startwerte zu finden, sonst konvergiert der Fit eventuell nicht. Außerdem ist es durch die vielen Ungenauigkeitsquellen, wie Alignment, Auflösung und Timing, möglich, dass es Spuren gibt, die sich sehr gut an die Driftkreise fitten lassen, aber nur ein Zufallsprodukt sind und nicht wirklich den Weg eines Teilchens kennzeichnen (Fake-Spuren). Aus diesem Grund und um den Rechenaufwand zu verringern, wird

mit Hilfe der restlichen Detektorinformationen eine Vorauswahl der zu nutzenden Driftröhrendigits, getroffen und ganz grobe Startwerte, für die erlaubten Spurparameter ermittelt. Anschließend wird durch Kombination von einer χ^2 -Minimierung und einem Maximum-Liklyhood-Verfahren, ausgehend von einigen Tangenten an den Driftkreisen, versucht, die bestmögliche Spur zu finden, die in dem vorher festgelegten Parameterbereich liegt. Diese geht dann anschließend in den Fit ein.

Nachdem sichergestellt wurde, dass die Daten in eine bestmögliche Verfassung in Bezug auf Qualität der Zeitinformationen und Positionierung gebracht worden, startet das eigentliche Hauptprogramm von *DTubeReco* *DTubeTimeFit*. Hier werden der einfacheren Handhabung halber die zur Spurrekonstruktion nötigen Informationen der getroffenen Driftröhren einer Struktur *DTubeSort.t* übergeben. Dabei werden sie nach Dubletts sortiert, da vorgesehen ist, jeweils innerhalb von zwei PT-Wänden, vor, zwischen und hinter den Magnethälften, eine gerade Spur zu rekonstruieren. Dies gewährleistet sowohl einen guten Hebelarm für die Impulsmessung, als auch, wegen der acht verwendeten Lagen, eine hohe Redundanz, die sowohl der Trackeffizienz als auch der Rekonstruktionsgüte zur Gute kommt. Um sicher zu stellen, dass möglichst nur echte Signale verwendet werden, werden Treffer mit Signalbreite 0 und 1, also kleine Signale oder solche ohne definierte Breite, ausgeschlossen. Bei Signalen mit diesen Breiten handelt es sich (siehe Kapitel 5.6) überwiegend um Rauschen.

Als nächstes wird für jede Spur, die vom *Pattern*-Unterprogramm von *OpRec* (siehe Kapitel 5.7) in der XZ-Projektion erkannt und als *Trackelement* gespeichert wurde, geprüft, für welche Dubletts, manchmal auch Stationen genannt, genügend Digits für eine eindeutige Spur vorhanden sind. Als Mindestanzahl für eine Teilspur wurden hier vier Driftröhrendigits festgelegt. Es ist zwar auch möglich mit nur drei Digits eine Spur zu rekonstruieren, dann ist aber die Wahrscheinlichkeit, dass es zu Zweideutigkeiten kommt, stark erhöht. Insbesondere, wenn die Driftzeiten erheblichen zeitlichen Ungenauigkeiten unterliegen, kann das dazu führen, dass nicht die wahre Spur, sondern eine nur zufällig passende rekonstruiert wird. Bei vier Treffern passiert dies, auch Dank der speziellen Staffelung der Röhren, wesentlich seltener. Sind genügend Treffer vorhanden, wird die Methode *TimePat* aufgerufen.

Hier werden zunächst die Digits jeder Station ausgewählt, die innerhalb eines Korridors mit einer Breite, die drei Röhrenradien entspricht, um das *Trackelement* liegen. Der Korridor wird durch die in *DTubeAngles* errechneten Winkel sowie einen geeigneten Punkt des *Trackelements* bestimmt. Dies geschieht deshalb, weil durch Verwendung der Cellular Automaton Methode (siehe Kapitel 5.7) in der allgemeinen Mustererkennung von *OpRec* zunächst nur ein Driftröhrentreffer pro Röhrenlage (engl. layer) einem Track zugeordnet werden konnte. Verbesserung von *OpRec* diesbezüglich sind vorgesehen. Von den Digits innerhalb des Korridors werden auf jeder Seite des Schwerpunkts aller Korridordigits, die zwei Digits ausgewählt, die in Bezug auf den Korridorwinkel am weitesten vom Schwerpunkt entfernt sind, außerdem diejenigen, die in den äußersten getroffenen Lagen liegen.

Nun werden alle möglichen Tangenten zwischen den Driftkreisen der ausgewählten Digits auf der einen Seite des Schwerpunkt und denen auf der anderen Seite gebildet. Zur Beschreibung der Tangenten und später der Spur wurden als

Parameter der Winkel ϕ zwischen Gerade und der X-Achse und der Abstand d_0 der Geraden zum Koordinatenursprung gewählt. Dadurch kann man die Gerade in der Hesseschen-Normalform

$$\left(\begin{pmatrix} x \\ z \end{pmatrix} - d_0 \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} \right) \cdot \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \end{pmatrix} = 0 \quad (6.4)$$

darstellen, was das Ausrechnen von Abständen zu dieser Geraden erleichtert (siehe Abbildung 6.13). Da es zu jedem Paar Driftkreise vier Tangenten gibt, erhält man bei n Digits auf der einen und m auf der anderen Seite $4 \cdot (n \times m)$ Tangenten. Für diejenigen Tangenten, deren Winkel nicht zu weit vom Korridorwinkel abweicht, wird anschließend das χ^2 bezogen auf Korridortreffer, die nicht weiter als das Fünffache ihrer Auflösung (σ_{drift}^2) von der Tangente entfernt sind, ermittelt. Das χ^2 ist definiert durch

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \left(\frac{(d_{wire} - d_{drift}(t_{drift}))_i}{\sigma_{drift}^2(t_{drift})} \right)^2, \quad (6.5)$$

wobei d_{wire} der Abstand der Tangente zum Draht, d_{drift} die Driftdistanz, σ_{drift} die Auflösung in Abhängigkeit vom Abstand zum Draht und N die Anzahl der Digits, die nahe genug an der Spur liegen, ist. Diese Gleichung kann man nutzen, da alle Driftzeiten unabhängige Messgrößen sind, ansonsten müsste man

$$\chi^2 = \left(\vec{d}_{wire} - \vec{d}_{drift}(t_{drift}) \right)^T V^{-1} \left(\vec{d}_{wire} - \vec{d}_{drift}(t_{drift}) \right) \quad (6.6)$$

verwenden, wobei V^{-1} die inverse Kovarianzmatrix, $\vec{d}_{drift} = (d_{drift1}, \dots, d_{driftN})$ der Vektor der gemessenen und $\vec{d}_{wire} = (d_{wire1}, \dots, d_{wireN})$ der Vektor der vorhergesagten Driftabstände ist. Sowohl die Driftdistanz als auch die Auflösung hängen von der Driftzeit ab. Die entsprechenden Werte für eine bestimmte Driftzeit werden aus den beiden Kalibrierungsdateien `dob.dat` und `sigma.dat` gewonnen, die für möglichst die selben Bedingungen wie bei OPERA an einem baugleichen PT-Modul in Hamburg gewonnen wurden. Der Einfluss dieser beiden Dateien sowohl hier als auch beim Fit ist sehr groß, was, mangels der Möglichkeit der ständigen Kalibration, die Rekonstruktion deutlich erschwert.

Außerdem wird für jede Tangente ein Wahrscheinlichkeitswert, genannt Likelihood, ermittelt. Der Likelihood-Wert L soll ausschliessen, dass Spuren, deren χ^2 klein ist, die aber aus anderen Gründen unwahrscheinlich sind, für den Fit verwendet werden. Es gilt

$$L = \prod_{i=1}^N f(\vec{x}_i, \vec{\Theta}), \quad (6.7)$$

wobei N die Anzahl der Röhren mit den Koordinaten \vec{x}_i ist, durch die die Spur mit den Parametern $\vec{\Theta}$ verläuft und die Funktion $f(\vec{x}_i, \vec{\Theta})$ die Dichtefunktion, die die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass eine Röhre tatsächlich zur Spur gehört. Anstelle von analytischen Dichtefunktionen wurden hier aber der Einfachheit halber diskret vorgegangen. Wenn nichts Außergewöhnliches in einer Spur

auftritt, das heißt jeder Röhre, durch die die Spur geht, einen Digit hat, der im Rahmen seiner Fehler zur Spur passt, ist der $L = 1$, ansonsten wird sie reduziert. Für jede Röhre, die eigentlich einen Treffer hätte haben müssen, wenn die Spur wahr ist, aber keinen hat, wird $L = 1$ mit einem Faktor, der der Ineffizienz einer Röhre entspricht, multipliziert, für jeden Digit, der zur Spur gehört, aber dessen Driftzeit außerhalb des Driftzeitspektrums liegt, mit einem Faktor, der der Wahrscheinlichkeit für zufälliges Rauschen entspricht und wenn eine Röhre zwar einen Digit hat, der aber, obwohl die Spur durch die Röhre hindurchgeht, deutlich von der Spur abweicht, ebenfalls mit der Rauschwahrscheinlichkeit für den Fall, dass die Spur außen am Driftkreis vorbeigeht oder mit der Ineffizienz, wenn die Spur innerhalb des Driftkreises liegt.

Der Quotient aus χ^2/L ergibt einen Qualitätsfaktor, wobei eine Spur desto besser ist, je kleiner dieser Quotient ist. So wird die Beste aller Tangenten ausgewählt, wobei der Qualitätsfaktor noch durch $(N-2)$ geteilt wird, um Spuren zu begünstigen, die möglichst viele Driftkreise berücksichtigen. Da der Fit sehr empfindlich auf seine Startwerte reagiert, wird diese beste Tangente genommen und in ihre Spurparameter in einem kleinem Intervall variiert, um daraus wiederum die beste Spur zu ermitteln. Dazu wird ein Punkt der Tangente in der Mitte aller beteiligten Digits festgehalten und ein Winkelintervall von einigen Millirad grob gescannt. Für jeden dieser Winkel kann auch noch der zweite Spurparameter d_0 innerhalb eines kleinen Intervalls geändert werden. Die besten Spurparameter aus diesem Scan, werden schließlich der Fitfunktion übergeben, wobei natürlich immer noch genügend Digits nahe genug an dieser Spur liegen müssen.

6.5 Fit

Nachdem durch die Mustererkennung sicher gestellt wurde, dass es eine Spur gibt, die den Fitbedingungen genügt und schon durch einen groben Scan möglichst gute Parameter für diese bestimmt wurden, wird nun, ausgehend von diesen Startwerten, in der Methode *FirstFit* versucht, die bestmögliche Spur an die Driftkreise zu fitten. Mathematisch bedeutet dies, das Minimum von χ^2 zu bestimmen. Da mit der Gleichung 4.5, eine sehr gute analytische Beschreibung (vergl. Abbildung 4.7) der Drift-zu-Ort-Beziehung vorhanden ist, kann dazu das Newtonsche Näherungsverfahren bemüht werden. Dabei handelt es sich um ein iteratives Verfahren, wobei die zu minimierende Funktion, in diesem Fall χ^2 , im aktuellen Näherungspunkt durch eine quadratische Funktion approximiert wird. Die Iterationsformel lautet

$$\vec{x}_{i+1} = \vec{x}_i - H^{-1}(\vec{x}_i) \nabla \chi^2(\vec{x}_i) . \quad (6.8)$$

Der Vektor x besteht natürlich aus den freien Parametern der Spur d_0 und dem Winkel ϕ und die Matrix H , ist die Hesse-Matrix, also die Matrix der zweiten Ableitungen von χ^2 im Punkt x_i . Da es recht rechenaufwendig ist, eine Matrix zu invertieren, wird, anstatt x_{i+1} direkt durch diese Formel auszurechnen, die Gleichung

$$H \cdot \vec{d}_i = -\nabla \chi^2(\vec{x}_i) \quad (6.9)$$

mit $d_i = (x_{i+1} - x_i)$ mittels des Gausschen Lösungsverfahrens gelöst und anschließend d_i zu x_i addiert, um x_{i+1} zu erhalten. Das Newton-Verfahren hat gegenüber anderen Methoden den Vorteil, dass es eine hohe Konvergenzgeschwindigkeit hat, auf der anderen Seite hat es keinen besonders großen Konvergenzradius, sodass es besonders wichtig ist, dass die Mustererkennung durch einen Scan schon für besonders gute Startwerte sorgt. Dies lässt sich zum Teil durch ein gedämpftes Newton-Verfahren mit

$$H \frac{\vec{d}_i}{a_i} = -\nabla \chi^2(\vec{x}_i) \quad (6.10)$$

verbessern, wobei a_i ein variabler Dämpfungsfaktor mit $a_i \leq 1$ ist. Dieser Dämpfungsfaktor lässt sich zum Beispiel durch das Chauchy-Prinzip ermitteln, das heißt, durch das Lösen des eindimensionalen Problems

$$\chi^2(\vec{x}_i + a_i \vec{d}_i) = \min . \quad (6.11)$$

Zur Zeit wird allerdings nur ein fester Dämpfungsfaktor von $a_i = 0,01$ verwendet. Neben der Vergrößerung des Konvergenzradius wird dadurch auch das Problem gelöst, dass es sich beim Newton-Verfahren nicht um ein Abstiegsverfahren handelt.

Als Maß für den Fehler des Fits beziehungsweise seine Güte dient die Kovarianzmatrix $U_{ij} = \text{cov}(\Theta_i, \Theta_j)$ mit $\Theta_1 = d_0$ und $\Theta_2 = \phi$, definiert durch

$$\text{cov}(\Theta_i, \Theta_j) = \langle (\Theta_i - \langle \Theta_i \rangle) (\Theta_j - \langle \Theta_j \rangle) \rangle , \quad (6.12)$$

wobei mit den spitzen Klammern Erwartungswerte angezeigt werden sollen. Um die entsprechenden Erwartungswerte ausrechnen zu können, benötigt man allerdings, die im Allgemeinen nicht bekannte Verteilungsfunktion der Zufallsvariablen Θ_i und selbst dann, sind sie meist nur iterativ auszurechnen. Für den Spezialfall, dass die Vorhersagewerte, hier also die Driftdistanz d_{wire} , nur linear von den Spurparametern Θ_i abhängen, bekommt die inverse Kovarianzmatrix allerdings die Form der Hesse-Matrix:

$$(U^{-1})_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial \Theta_i \partial \Theta_j} . \quad (6.13)$$

Leider hängt im PT-Fall d_{wire} vom Sinus und Cosinus von θ ab. Aus diesem Grund wird nach dem Fit d_{wire} um den Fitwert von θ herum linearisiert und anschließend die Hesse-Matrix des dadurch resultierenden χ^2 ermittelt.

6.6 Resultate des Fits

Um die Funktionstüchtigkeit der Spurrekonstruktion in den Driftröhren zu testen, wurde zunächst versucht, simulierte Daten zu rekonstruieren. Das hat den Vorteil, dass man zum einen die Datenqualität unter Kontrolle hat, zum Beispiel kann

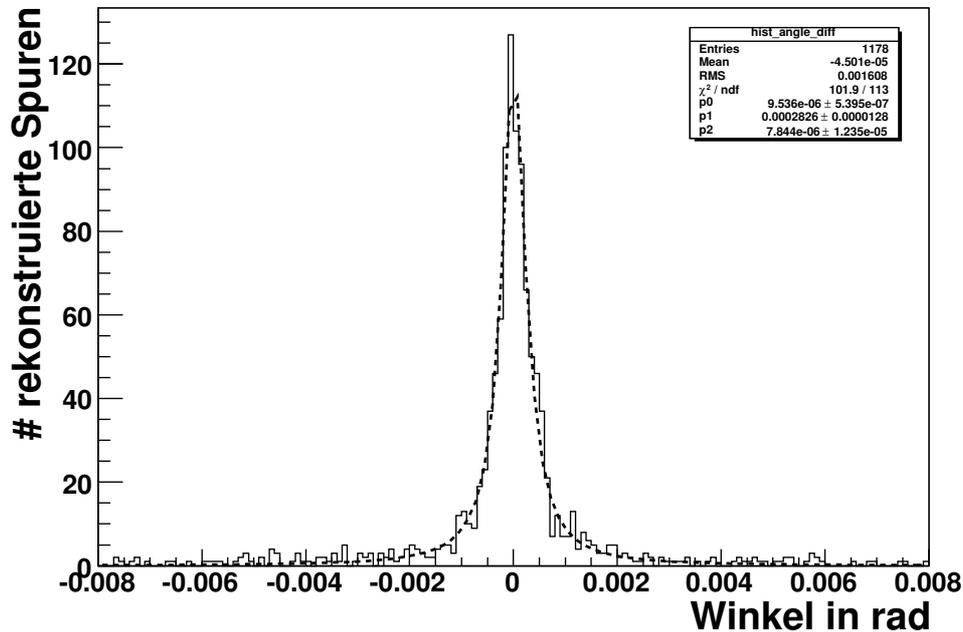


Abbildung 6.6: Differenz zwischen den rekonstruierten Winkeln innerhalb eines PT-Dubletts und den wahren Winkeln simulierter kosmischer Teilchen.

man Daten ohne Rauschen und mit 100% Effizienz erzeugen, zum anderen kann man aber auch die Ergebnisse des Fits direkt mit den wahren Ausgangswerten der Monte-Carlo-Simulation vergleichen, speziell der Vergleich zwischen dem wahren Winkel der Teilchenspur und dem rekonstruierten (Abbildung 6.14) gibt Auskunft über die Qualität des Fits beziehungsweise der Mustererkennung.

Außerdem wurde versucht, echte Daten, aufgenommen im Oktober 2006, zu rekonstruieren. Hier kann man die Ergebnisse nicht mit wahren Werten vergleichen, weshalb man andere Möglichkeiten der Qualitätskontrolle benötigt. Ein geeignetes Maß für die Genauigkeit der Spuren sind die Residuen. Die Residuen sind die Abstände der an der Spur beteiligten Driftkreise zu dieser Spur. Ihre Verteilung sollte um Null zentriert sein und das RMS der Verteilung ist ein Maß für die durchschnittliche Ortsauflösung des PT. Unterscheidet sich dieses RMS stark von den durch die Teststände gewonnenen Erwartungen von ca. $350 \mu\text{m}$, so ist das ein Anzeichen dafür, dass etwas mit dem Fit oder der Datenqualität nicht so ist, wie vorgesehen (vergl. mit Abb. 6.7 und 6.10).

Eine andere Möglichkeit ist, sich das χ^2 aller rekonstruierten Spuren anzusehen. Das Verhältnis von χ^2 zur Anzahl der Freiheitsgrade, sollte im Mittel Eins sein, wobei die Anzahl der Freiheitsgrade der Anzahl der verwendeten Driftröhren minus der Anzahl der Fitparameter entspricht (siehe Abb. 6.8 und 6.12).

Zusätzlich hilft das χ^2 zu überprüfen, ob die Annahmen, die man für den Fit gemacht hat, insbesondere über die Auflösungsfunktion, richtig sind. Sind die Annahmen korrekt, so stimmt die χ^2 -Verteilung für eine bestimmte Anzahl an

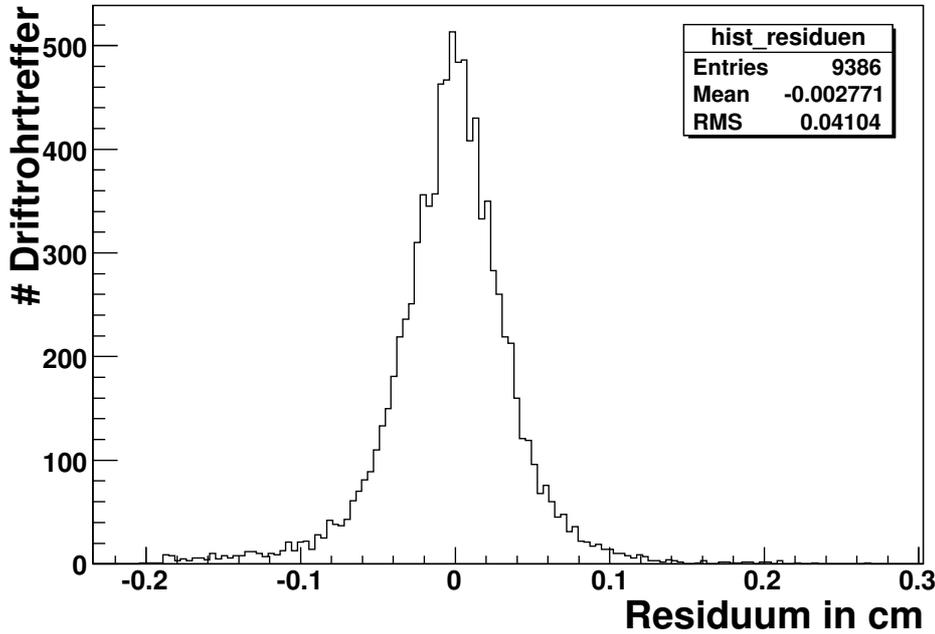


Abbildung 6.7: Residuen der Spurrekonstruktion von simulierten kosmischen Teilchen.

genutzten Driftröhrentreffern mit der entsprechenden χ^2 -Verteilung von ebenso vielen normalverteilten Zufallsvariablen mit $\sigma = 1$ überein. Um dies gleichzeitig für verschiedene Anzahlen von Freiheitsgraden überprüfen zu können, rechnet man sich für jedes χ^2 einer gefitteten Spur die Wahrscheinlichkeit P aus, dass das χ^2 für n Freiheitsgrade – in diesem Fall getroffene Röhren minus zwei Fitparameter – größer ist, als das der Spur. Diese Wahrscheinlichkeit ergibt sich durch Integration über die Dichtefunktionen $f_n(x)$ der χ^2 -Verteilungen

$$P = \int_{\chi^2}^{\infty} f_n(x) dx, \quad (6.14)$$

mit der Dichtefunktion

$$f_n(x) = \frac{x^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}}}{2^{\frac{n}{2}} \Gamma(\frac{n}{2})} \quad (\text{mit } x > 0), \quad (6.15)$$

wobei $\Gamma(z)$ für die Gammafunktion steht. Die so errechneten Wahrscheinlichkeiten aller χ^2 sollten für einen idealen Fit gleichverteilt zwischen Null und Eins sein. Realistische Verteilungen sind symmetrisch zu 0,5 und haben sowohl bei Null, als auch bei Eins einen leichten Überschuss (vergl. Abb. 6.9 und 6.11). Der Überschuss bei Null entspricht Spuren, bei denen der Fit versagt hat, während ein Überschuss bei Eins bedeutet, dass in einigen Fällen zu gute Spuren rekonstruiert wurden. Beides wird zum Beispiel durch eine schlechte Mustererkennung verursacht. Zu schlechte Spuren kann man aber auch erhalten, wenn die Daten sich zum Beispiel durch einen Knick in der Spur nicht fitten lassen. Zu gute Spuren ergeben

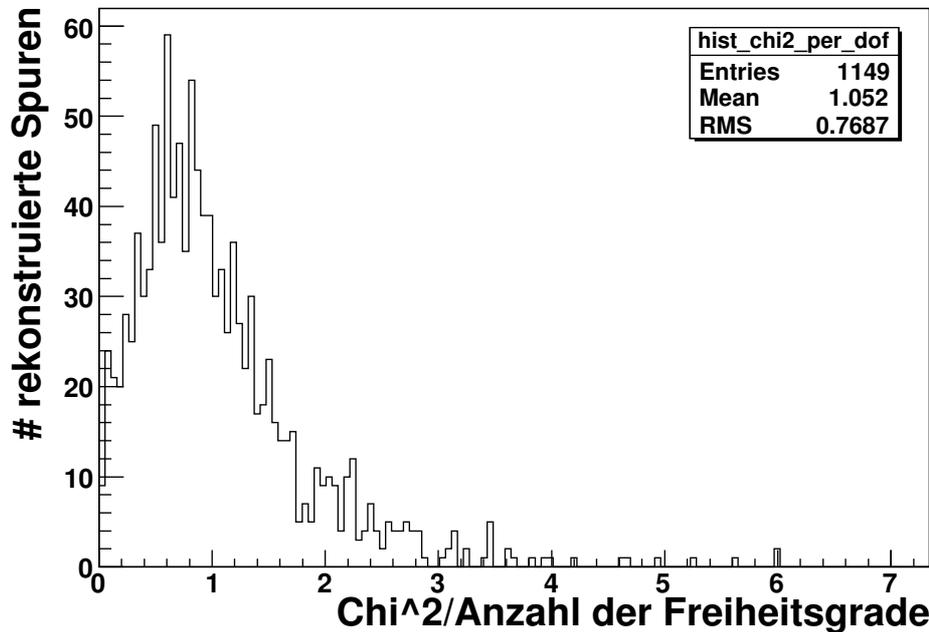


Abbildung 6.8: Die Verteilung des χ^2 pro Freiheitsgrad für die Spurrekonstruktion von simulierten kosmischen Teilchen. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist dabei die Anzahl der verwendeten Driftröhrentreffer minus die Anzahl der Spurparameter.

sich meist durch Kombinationen von Driftkreisen, die zufällig einen besseren Fit zulassen als die wahre Spur.

Die Ergebnisse für eine Simulation von 2000 Ereignissen, verursacht durch kosmische Teilchen, sind in den Abbildungen 6.9–6.14 zu sehen. Dabei wurden idealisierte Daten ohne Rauschen und ohne Ineffizienz der Röhren verwendet. Die Drift-zu-Ort-Beziehung, die für die Digitalisierung und in der Rekonstruktion verwendet wurde, entspricht dem Fit aus Abbildung 4.7 und die Auflösungsfunktion ist in Abbildung 4.9 zu sehen. Die Winkelauflösung von $0,28 \pm 0,01$ mrad (Abbildung 6.14) entspricht den Erwartungen des kleinen Teststandes ($3,35 \pm 0,03$ mrad) [90], wenn man berücksichtigt, dass man einen deutlich längeren Hebelarm für die Winkelmessung hat. Allerdings sind beide Ergebnisse nicht leicht zu vergleichen, da man im Teststand von einem festen Hebelarm von etwa 30 cm ausgehen kann, während für kosmische Teilchen bei OPERA der Hebelarm stark von deren Winkel in der XZ-Projektion abhängt und dadurch zwischen 80 cm und 800 cm schwankt.

Auch die restlichen Kontrolldiagramme bestätigen, dass die Rekonstruktion für simulierte Daten erfolgreich war. Das RMS der Residuen (Abb. 6.7) ist mit $410 \pm 4 \mu\text{m}$ zwar leicht größer, als die im großen Teststand erreichten Werte von $\lesssim 350 \mu\text{m}$. Dies lässt sich aber dadurch erklären, dass der OPERA-Detektor wesentlich größere geometrische Ausmaße hat. Im Teststand dagegen sind die durch die Detektorgröße resultierenden Zeiteffekte, die in Kapitel 6.3 beschrieben wer-

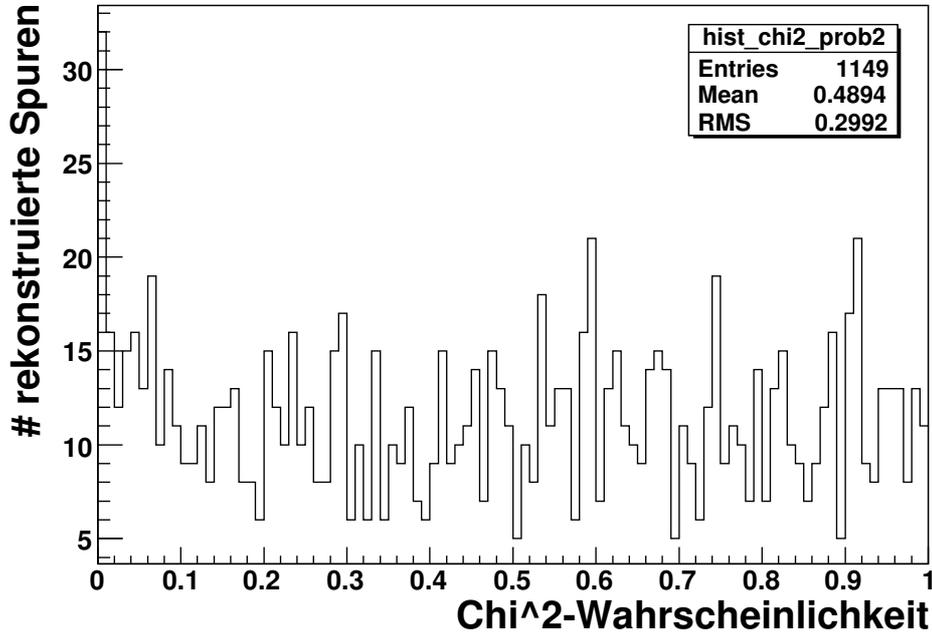


Abbildung 6.9: Die Verteilung der Wahrscheinlichkeit, dass das χ^2 einer rekonstruierten Spur in den PTs größer ist als das durch den Fit ermittelte χ^2 dieser Spur, für simulierte kosmische Teilchen.

den, vernachlässigbar. Außerdem besteht der Teststand nur aus zwei optimal gegeneinander alignierten Modulen, sodass man eine wesentlich bessere Positionsgenauigkeit der Drähte erreicht. In der Simulation des OPERA-Detektors wurde dagegen berücksichtigt, dass auch die Module gegeneinander verschoben sind und es wurde deshalb eine Positionsgenauigkeit von $200 \mu\text{m}$ angenommen, die entsprechend in die Auflösungsfunktion eingeflossen ist. Wie in den Abbildungen 6.8 und 6.9 zu sehen, ist der mittlere Quotient aus χ^2 und der Anzahl der Freiheitsgrade $1,05 \pm 0,03$ (Abb. 6.8) und die Wahrscheinlichkeitsverteilung der χ^2 -Werte ist nahezu gleichverteilt, was genau den Erwartungen für eine funktionierende Rekonstruktion entspricht. Sieht man genau hin, ist allerdings eine leichte Unterschätzung der Fehler zu bemerken, weshalb die Auflösungsfunktion für simulierte Daten noch etwas korrigiert werden muss.

Per Auge wurde außerdem mit einer visuellen Darstellung der Ereignisse die Effizienz der Rekonstruktion geprüft. Wenn mindesten vier Treffer in einem Dublett verlangt werden, ergibt sich so eine Effizienz von $93 \pm 5\%$. Wenn man außerdem fordert, dass kein Schauer innerhalb der Driftröhren stattgefunden haben darf, die Spuren in beiden PT-Wänden des Dubletts Treffer haben und mindestens sechs Wände der anderen elektronischen Detektoren getroffen wurden, ergibt sich sogar eine Effizienz von $98 \pm 5\%$. Für Myonen, die vom Strahl erzeugt wurden und deshalb eher waagrecht fliegen, wird mindestens die gleiche Effizienz erwartet, da für sie die Zeiteffekte nicht so stark variieren und die Spuren meist länger sind.

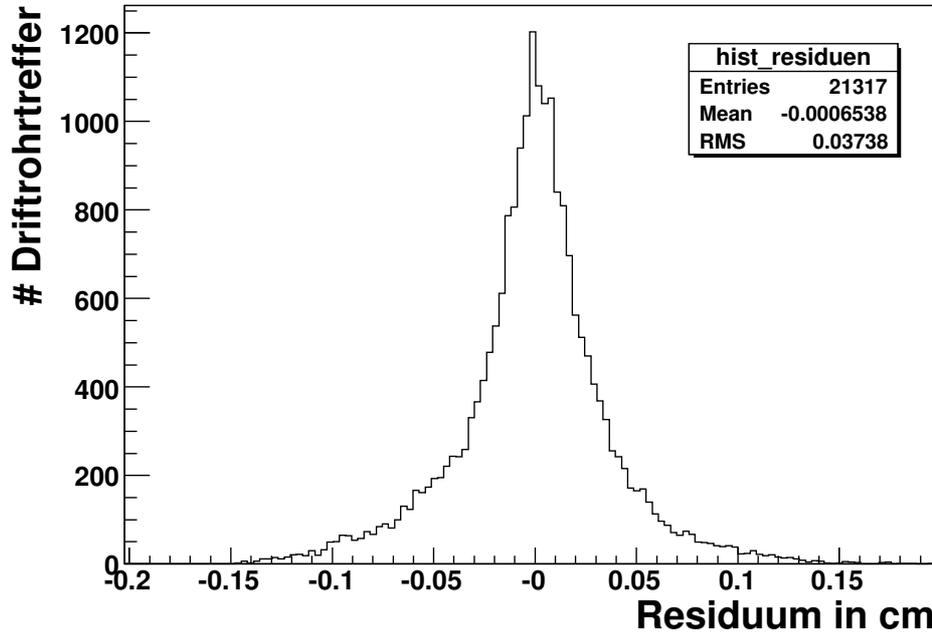


Abbildung 6.10: Residuen der rekonstruierten Spuren der im Oktober 2006 mit SM 1 aufgenommenen Daten.

In den Abbildungen 6.10–6.12 sind die Ergebnisse der Rekonstruktion von 3700 Ereignissen, die mehr als sechs Treffer in den Driftöhrn hatten, des Testlaufs vom Oktober 2006 zu sehen. Auch hier bestätigen die χ^2 -Wahrscheinlichkeit (Abb. 6.11) und der χ^2 -Wert pro Freiheitsgrad (Abb. 6.12), dass die Kalibrationsdateien und das Rekonstruktionsverfahren den Daten gerecht werden. Auch die Residuen stimmen mit einem RMS von $374 \pm 3 \mu\text{m}$ gut mit den Erwartungen aus den Testständen und der Monte-Carlo-Simulation überein. Zu bemerken ist allerdings, dass bisher nur Spuren innerhalb einer PT-Wand rekonstruiert werden, da die PT-Wände untereinander noch nicht gut genug aligniert sind.

Genau wie bei den simulierten kosmischen Teilchen wurde auch für die Oktoberdaten per Auge die Effizienz überprüft, wobei jedoch nur ein Wert von $57\% \pm 7\%$ erreicht wurde. Dies liegt hauptsächlich daran, dass für echte Daten bisher nur innerhalb einer PT-Wand Spuren rekonstruiert werden können, da die Wände untereinander noch nicht aligniert sind. Dadurch fehlt es zum einen an einem geeigneten Hebelarm und zum anderen an der nötigen Redundanz. Letzteres ist dadurch zu erkennen, dass, wenn man die Mindestzahl der Treffer pro PT-Spur auf Drei statt Vier setzt, die Effizienz für die selben Daten auf $83 \pm 6\%$ steigt. Die Erklärung dafür liegt darin, dass häufig nur genau vier Treffer in einer Wand zu einer Spur gehören und dies dazu führt, dass ein einzelner schlechter Treffer, den erfolgreichen Fit verhindert, wenn man nicht zulässt, dass dieser Ausreißer ignoriert werden kann. Im Vergleich mit den simulierten Daten ist außerdem gerade für kosmische Teilchen eine deutliche Verschlechterung zu erwarten, da die

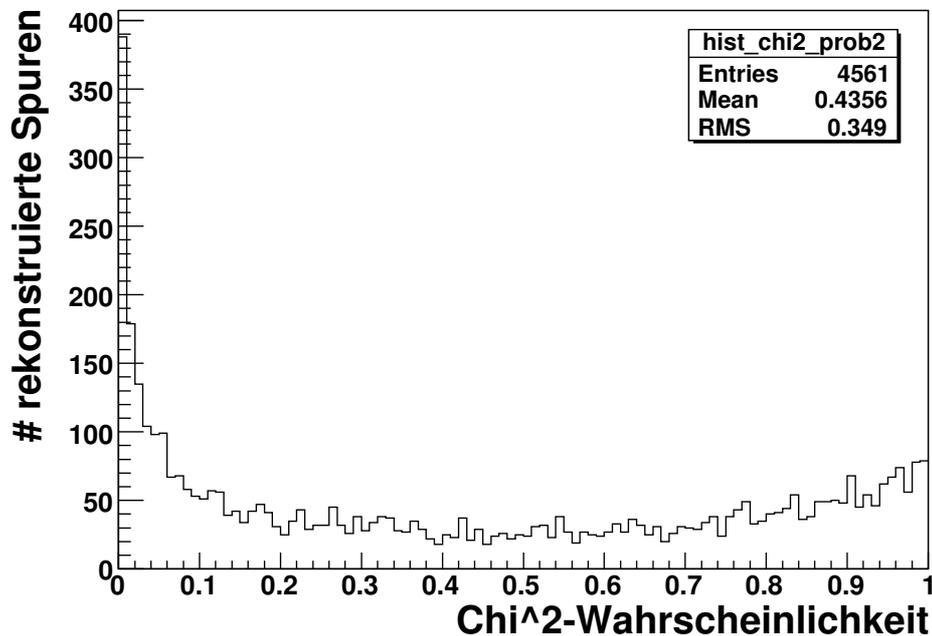


Abbildung 6.11: Wahrscheinlichkeit, dass das χ^2 größer ist als das der rekonstruierten Spur für die im Oktober 2006 mit SM1 aufgenommenen Daten.

echten Daten doch einiges Rauschen haben. Dadurch werden insbesondere die zeitlichen Korrekturen (siehe Kapitel 5.6) stark erschwert. Die Lösung hierfür könnte sein, direkt die Zeitinformationen der einzelnen Slices¹ von den Timing-Boards der Triggerwände zu nutzen.

6.7 Impulsbestimmung

Eine der Hauptaufgaben des Spektrometers ist es, die kinematische Analyse von Myonen zu ermöglichen. Dazu werden die Spurinformatoren aus den PT-Stationen, vor, im und hinter den Magneten verwendet. Wenn mindestens zwei solcher Teilspuren eines Myons rekonstruiert wurden, ist eine Impulsbestimmung möglich. Dies geschieht in *DTubeKinematics*, wobei sich nur auf Myonen beschränkt wurde, da es für andere Teilchen kaum Spuren gibt, die für die Nutzung des Spektrometers lang genug wären. Einige der untenstehenden Formeln gehen deshalb von Myonen aus und müssten für andere Teilchen erst angepasst werden.

Wenn ein geladenes Teilchen durch einen Arm eines OPERA-Magneten fliegt, wird es durch das Magnetfeld, das vertikal ausgerichtet ist, in der XZ-Ebene abgelenkt. Bei bekanntem Magnetfeld und bekannter Ladung, kann man aus dem Ablenkwinkel $\delta\phi$ oder aus der räumlichen Abweichung von der geraden Flugbahn den Impuls des Teilchens in dieser Ebene errechnen. Da das Magnetfeld nur im

¹engl. Teilstücke

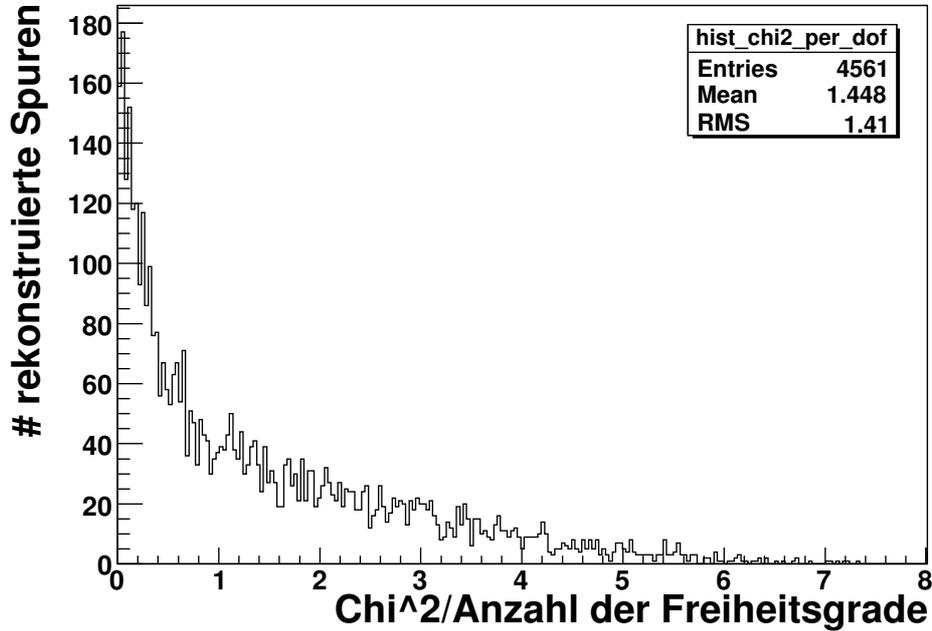


Abbildung 6.12: Das χ^2 pro Freiheitsgrad der Driftröhrenspuren für die Daten vom Oktober 2006. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist dabei die Anzahl der verwendeten Driftröhrentreffer minus die Anzahl der Spurparameter.

Eisen seine volle Stärke von 1,55 Tesla erreicht, nicht aber in den aus den RPCs bestehenden Zwischenräumen, führt man, um diese Ablenkung zu beschreiben, ein durchschnittliches Magnetfeld im Magnetarm ein. Da die Permeabilität der Zwischenräume um ein Vielfaches kleiner als die von Eisen ist ($\mu_r^{Eisen} \approx 300 - 10000$), gilt

$$\bar{B} = B \frac{d}{l}, \quad (6.16)$$

wobei $l = 82$ cm die Gesamtbreite des Magnetarms und $d = 60$ cm die Gesamtdicke des Eisens in ihm ist. Ein Teilchen mit der Ladung e bewegt sich innerhalb des Magnetfeldes auf einer Kreisbahn mit dem Radius

$$r = \frac{p}{e\bar{B}} = \frac{pl}{eBd}. \quad (6.17)$$

Da die Myonen aber durch Ionisation und Anregung Energie innerhalb der Materie des Magneten verlieren, ist dieser Radius nicht konstant, sondern der Impuls p ergibt sich für relativistische Teilchen, also $p_0 \gg m$, durch

$$p = p(z) = p_0 - \frac{z}{c} \frac{dE}{dz} \quad (6.18)$$

mit einem mittleren Energieverlust pro zurückgelegter Strecke, der durch die Bethe-Bloch-Formel

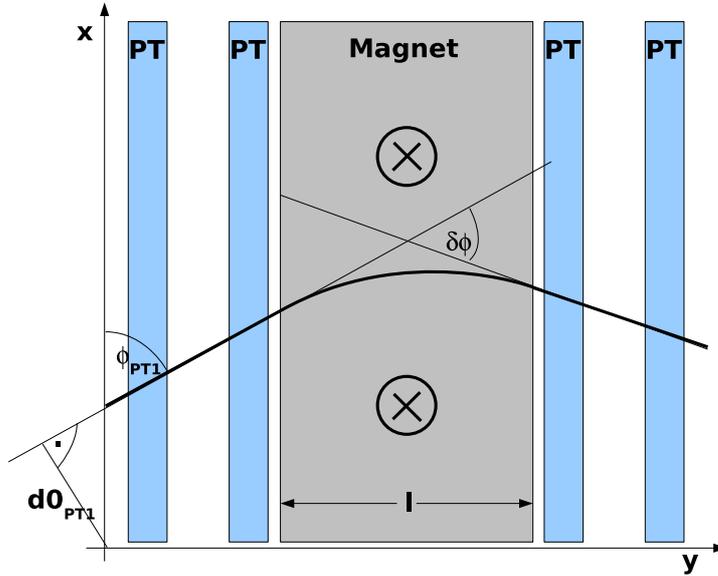


Abbildung 6.13: Skizze eines Magnetarms und der zu Impulsbestimmung nötigen Größen.

$$-\frac{dE}{dx} = \text{const} \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln(\gamma^2 \beta^2) + \ln \left(\frac{2m_e c^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (6.19)$$

beschrieben wird. Dabei ist p_0 der Impuls des Myons vor dem Magneten, Z und A die Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers, I eine für das Bremsmaterial charakteristische Ionisationskonstante, die näherungsweise gegeben ist durch

$$I = 16Z^{0,9} \text{ eV} \quad (6.20)$$

und δ ein Parameter, der den Dichteeffekt, also Feldabschirmungseffekte in dichter Materie berücksichtigt. Für energiereiche Teilchen kann δ durch

$$\delta = 2 \ln(\gamma) + \zeta \quad (6.21)$$

approximiert werden, wobei ζ eine materialabhängige Konstante ist, die der Literatur entnommen werden kann. Der konstante Faktor ist gegeben durch

$$\text{const} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = \frac{N_A e^4}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2} \cdot \quad (6.22)$$

In Eisen ergibt sich für die hohen Impulse, also $\beta \rightarrow 1$, bei denen das Spektrometer messen soll

$$-\frac{dE}{dx}_{\text{Eisen}} \approx \text{const} \frac{26}{56} \left[\ln(\gamma^2) + \ln \left(\frac{1.022 \text{ MeV}}{8.7 * 26 \text{ eV}} \right) - 1 - \frac{\delta}{2} \right] \cdot \quad (6.23)$$

Allerdings wurde dabei nicht Formel 6.20 für die Ionisationskonstante genommen, sondern ein aus einem Graph abgelesener Wert, da gerade für Eisen I deutlich

von der Formel 6.20 abweicht. Betrachtet man noch Gleichung 6.21, so sieht man, dass dE/dx nur noch logarithmisch vom Impuls abhängt:

$$-\frac{dE}{dx} \approx C_1[\ln(\gamma) + C_2]. \quad (6.24)$$

Unter Ausnutzung von

$$\gamma \approx \frac{p}{m}, \quad (6.25)$$

erhält man schließlich

$$-\frac{dE}{dx}(p) \approx C_1[\ln(p) - \ln(m) + C_2] = C_1[\ln(p) + C_3]. \quad (6.26)$$

Wegen dieses Energieverlustes muss man anstatt sofort die Gesamtabweichung auszurechnen, differenziell vorgehen. Nach einer infinitesimal kleinen Flugstrecke dz ist die Richtungsänderung gegeben durch den Ablenkwinkel

$$d\theta = \frac{dz}{r} = \frac{dz e\bar{B}}{p - z(dE/dz)} \quad (6.27)$$

in Bogenmaß. Durch Integration über die Gesamtbreite des Magnetarms erhält man schließlich den gemessenen Ablenkwinkel

$$\delta\phi = \int_0^l \frac{e\bar{B}}{p - z(dE/dz)} dz = -\frac{e\bar{B}}{(dE/dz)} \ln\left(1 - \frac{l(dE/dz)}{p_0}\right), \quad (6.28)$$

wobei angenommen wurde, dass der mittlere Energieverlust dE/dz innerhalb eines Magnetarms näherungsweise konstant ist. Dann ergibt sich durch Auflösen der gemessene Anfangsimpuls in der XZ-Ebene zu

$$p_0 = \frac{l(dE/dz)}{1 - \exp(\delta\phi(dE/dz)/e\bar{B})}, \quad (6.29)$$

wobei $\delta\phi$ die Differenz der Winkel aus der Rekonstruktion der Driftröhren vor beziehungsweise hinter dem Magnetarm (siehe Abbildung 6.13) ist.

Da man zwar dE/dz nicht als konstant über die gesamte Strecke im Magnetarm annehmen kann, aber trotzdem erst in Abhängigkeit vom Startimpuls ausrechnen muss, wird in dem Programm der Impuls zunächst ohne Berücksichtigung des Energieverlustes mit

$$p_0 = \frac{eBd}{\delta\phi} \quad (6.30)$$

berechnet. Mit Hilfe dieser Abschätzung wird dann nach Gleichung 6.19 der mittlere Energieverlust ermittelt und mittels diesem und Formel 6.29 anschließend der Impuls. Für den relativen Fehler von p_0 ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = \frac{(dE/dz)}{e\bar{B}} \cdot \frac{\exp(\delta\phi(dE/dz)/e\bar{B})}{1 - \exp(\delta\phi(dE/dz)/e\bar{B})} \cdot \Delta\delta\phi = \frac{p_0 - l(dE/dz)}{eBd} \cdot \Delta\delta\phi, \quad (6.31)$$

wobei sich der Fehler auf den Ablenkwinkel $\delta\phi$ aus den Fehlern der zwei Winkeln aus den Spurrekonstruktion, $\delta\phi_{PT1}$ und $\delta\phi_{PT2}$, sowie einem Beitrag $\delta\phi_{streu}$ durch Vielfachstreuung nach 3.6 zusammensetzt

$$\Delta\delta\phi = \sqrt{\Delta^2\phi_{PT1} + \Delta^2\phi_{PT2} + \Delta^2\phi_{streu}} . \quad (6.32)$$

Außerdem wird noch berücksichtigt, dass das Myon im Allgemeinen nicht senkrecht auf den Magneten trifft, sondern ihn schräg durchfliegt, wodurch die Flugstrecke im Magnetfeld und damit der Ablenkwinkel vergrößert werden. Dem wird Rechnung getragen, indem der durch Gleichung 6.29 gewonnene Impuls zusätzlich durch den Sinus des Winkels in der XZ-Ebene $\bar{\phi} = (\phi_{PT1} + \phi_{PT2})/2$ geteilt wird. Berücksichtigt man noch den Winkel in der YZ-Ebene, so kann man schließlich den Gesamtimpuls errechnen. Dieser wiederum kann dann als Startwert für den Kalman-Filter des *Tracking*-Unterprogramms von *OpRec* verwendet werden.

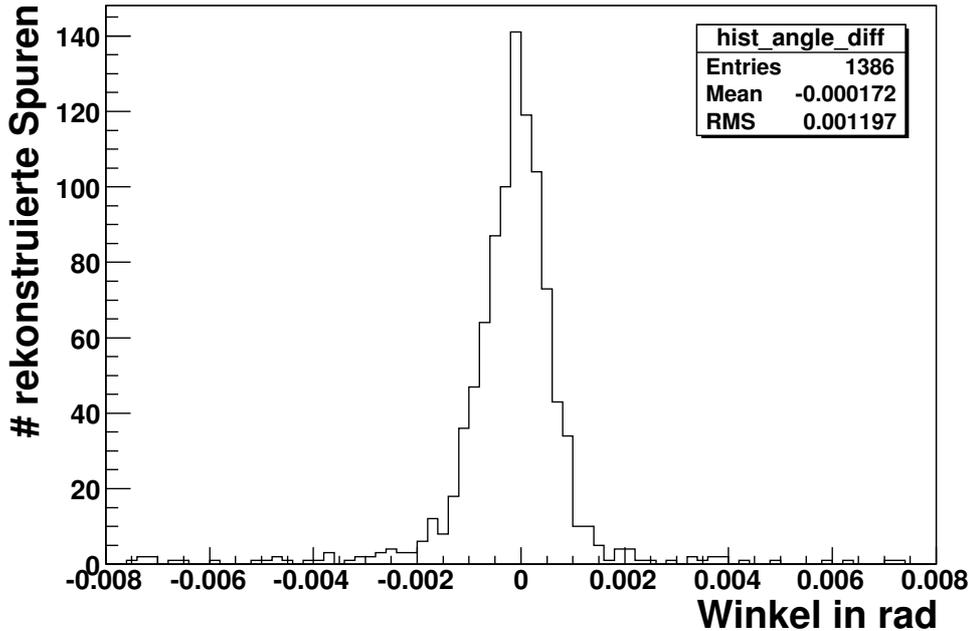


Abbildung 6.14: Differenz zwischen den rekonstruierten Winkeln innerhalb eines PT-Dubletts und den wahren Winkeln simulierter, strahlinduzierter Teilchen.

Um die an das Spektrometer gestellten Anforderungen zu erfüllen, die für die kinematische Auswertung von Tau-Kandidaten nötig sind, wird eine relative Impulsauflösung von besser als 25% bis zu einem Impuls von 25 GeV gefordert. Nach oben wird die Impulsauflösung dadurch begrenzt, dass die Ablenkwinkel mit steigendem Impuls abnehmen. Deshalb muss die Winkelauflösung des PT deutlich kleiner sein als dieser Ablenkwinkel bei 25 GeV ($\Delta p/p_0 \approx \Delta\delta\phi/\delta\phi$). Nach Gleichung 6.31 bedeutet dies, dass man eine totale Winkelauflösung für $\delta\phi$ von 4,1 mrad braucht, um die geforderte Impulsauflösung zu erhalten. Berücksichtigt

man die Vielfachstreuung von 3,6 mrad für Myonen mit 25 GeV, so heißt das nach Gleichung 6.32, dass man für die Spuren innerhalb eines PT-Dubletts eine Winkelauflösung von besser als 1,4 mrad fordern muss. Wie in Abbildung 6.14 zu sehen, sollte diese Bedingung für kosmische Teilchen erfüllt sein (RMS=1,6 mrad, $\text{FWHM}^2 \approx 0,3$ mrad). Für die Myonen aus simulierten CC-Ereignissen konnte in dem gleichen Histogramm sogar ein RMS von 1,2 mrd erreicht werden.

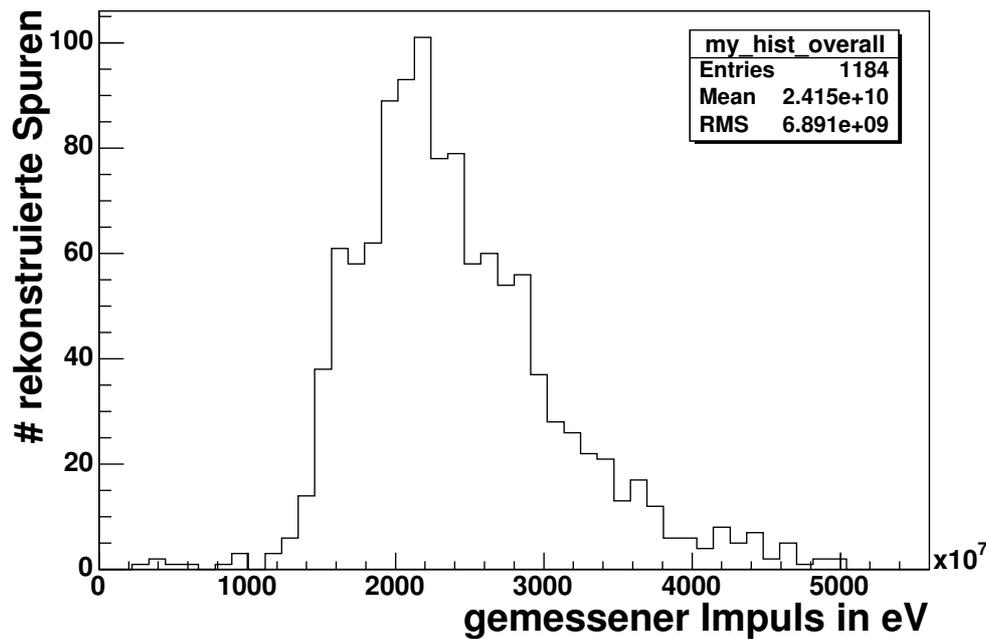


Abbildung 6.15: Rekonstruierte Impulse für simulierte Myonen mit einem Ausgangsimpuls von 25 GeV. Verwendet wurden Daten mit linearem Driftverhalten ohne Berücksichtigung von externen Zeiteinflüssen.

In Abbildung 6.15 ist der rekonstruierte Impuls von knapp 1200 simulierten Myonen, die mit 25 GeV zentral auf das Spektrometer geschossen wurden, zu sehen. Der Mittelwert der rekonstruierten Impulse stimmt gut mit der Ausgangsenergie überein, wenn man kleine Impulse in Y-Richtung sowie Energieverlust vor dem Spektrometer berücksichtigt. Die Energieauflösung lag zwischen ca. 22%, wenn man versucht die Abbildung 6.15 mit einer Gauss-Kurve anzufitten, was die Kurve aber nicht gut beschreibt, und 27,6% wenn man das RMS als Maß für die Auflösung nimmt. Es ist allerdings zu berücksichtigen, dass es sich um Daten einer älteren Version der OPERA-Software handelt, sodass weder zeitliche Einflüsse auf die Driftzeit, noch eine realistische Drift-zu-Ort-Beziehung und Auflösungsfunktion in der Digitalisierung verwendet wurden.

Neben der Impulsauflösung wird außerdem eine möglichst gute Myonidentifikation verlangt. Für rauschfreie aber ansonsten realistische Daten (wie in Kapitel 5.6), konnte unter der Voraussetzung, dass in mindestens zwei PT-Dubletts eine

²Abkürzung für englisch 'full width half maximum'

Spur rekonstruiert wurde, anhand des Vorzeichens von $\delta\phi$ zu $96,6\pm 2\%$ das richtige Ladungsvorzeichen simulierter Myonen ermittelt werden.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Neutrinoophysik bietet eine hervorragende Möglichkeit, Physik zu untersuchen, die nicht vom SM beschrieben wird. So konnte in den letzten Jahren die Neutrinooszillation durch eine Vielzahl von Experimenten als Lösung des solaren Neutrinoproblems etabliert werden. Um diese Neutrinooszillationen zu erklären, brauchen Neutrinos aber, entgegen dem SM, Massen. Zudem kann man den Umstand, dass Neutrinos oszillieren so deuten, dass es nicht drei getrennte Neutrinoarten gibt, sondern nur eine in unterschiedlichen Manifestationen. Die Sicht auf Neutrinos als Elementarteilchen muss also überdacht werden.

Das Bild, dass wir von der Neutrinooszillation mit drei Neutrinoarten haben, setzt sich bisher fast ausschließlich aus Informationen zusammen, die durch Experimente gewonnen wurden, bei denen das Verschwinden bestimmter Neutrinoarten beobachtet wurde. Um das Bild zu vervollständigen und Neutrinooszillationen endgültig zu beweisen, wird im OPERA-Experiment nach dem Auftauchen von τ -Neutrinos in einem μ -Neutrinostrahl gesucht. Dadurch soll auch eindeutig gezeigt werden, dass der Oszillationspartner von μ -Neutrinos in atmosphärischen Oszillationen das τ -Neutrino ist.

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde die Spurrekonstruktionssoftware für die Driftröhren des Myon-Spektrometers des OPERA-Detektors entwickelt und anhand von simulierten sowie echten Detektordaten getestet. Um dies zu ermöglichen wurde außerdem dafür Sorge getragen, dass der PT und alle relevanten Eigenschaften der Driftröhren in der Simulationssoftware korrekt implementiert sind. Insbesondere wurde eine Digitalisierungsroutine entwickelt, die alle zeitlichen Einflüsse auf die Driftinformation berücksichtigt sowie eine realistische Drift-zu-Ort-Beziehung und Auflösungsfunktion verwendet. Außerdem wurde beim Aufbau eines Teststandes für die 8 m langen Module des PT mitgeholfen. Aus den an diesem Teststand gewonnenen Daten konnte eine analytische Beschreibung der Drift-zu-Ort-Beziehung ermittelt werden, die sowohl erfolgreich in der hier vorgestellten Rekonstruktionssoftware als auch in der an den Testständen in Hamburg Anwendung findenden Kalibrationssoftware verwendet wurde.

Für simulierte Daten konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, aus rein geo-

metrischen Detektorinformationen die äußeren zeitlichen Einflüsse auf die Driftsignale auf 2 ns genau zu korrigieren. So wurde in der Spurrekonstruktion eine Effizienz von über 93% und eine Ortsauflösung von $410 \pm 4 \mu\text{m}$ erreicht. Letzteres ist durch die sehr konservative Annahme, dass die Drähte nur auf $200 \mu\text{m}$ genau positioniert sind, bestimmt. Die Erfahrungen aus den Testständen haben aber gezeigt, dass man Positionsgenauigkeiten von ca. $100 \mu\text{m}$ – $150 \mu\text{m}$ annehmen darf.

Für im Oktober 2006 mit dem ersten Spektrometer des OPERA-Detektors gewonnene Daten von kosmischen Myonen, konnte eine Ortsauflösung von $374 \pm 3 \mu\text{m}$ erreicht werden. Allerdings wurde nur eine Effizienz von bis zu 84% beobachtet. Ein Grund dafür liegt darin, dass mangels Alignment nur Spuren innerhalb einer PT-Wand rekonstruiert werden konnten und dadurch nicht von der sonst hohen Redundanz der acht Lagen eines PT-Dubletts profitiert werden konnte. Außerdem stellte sich heraus, dass durch Rauschen im OPERA-Detektor und kompliziertere Ereignisse, wie Schauer im Spektrometer, die zeitlichen Korrekturen stark erschwert oder unmöglich gemacht werden. Eine mögliche Lösung für dieses Problem ist es, die zeitlichen Informationen der Timing-Boards der Triggerwände als Stoppsignal heranzuziehen. Außerdem wurde während dieser Arbeit versucht eine Rekonstruktion zu entwickeln, in der ein Offset auf die Driftzeit als freier Parameter zugelassen wird. Die ersten Ergebnisse dazu waren sehr vielversprechend, wobei sich gezeigt hat, dass hier ausreichende Redundanz wesentlich ist.

Sowohl für echte als auch simulierte Daten konnte mittels χ^2 -Tests gezeigt werden, dass die Rekonstruktion zuverlässig arbeitet und die angenommenen Fehler realistisch zu sein scheinen. Dies wurde auch durch visuelle Kontrollen bestätigt. Besonders die Anwendung des Likelihood-Verfahrens in der Mustererkennung hat für eine hohe Zuverlässigkeit bei der Spuridentifikation geführt.

Schließlich wurde noch eine Routine entwickelt, die aus der Ablenkung im Magneten, gemessen mit den Driftröhren, den Impuls eines Myons, das durch das Spektrometer fliegt, ermittelt. Die gemessene Winkelauflösung (RMS=1,2 mrad) für simulierte, strahlinduzierte Myonen ist ausreichend, um eine Impulsauflösung von 25% bei Impulsen von bis zu 25 GeV zu gewährleisten. Dies konnte auch mit vereinfachten Daten von 25 GeV-Myonen bestätigt werden. Das Vorzeichen der Myon-Ladung konnte durch die Richtung der Ablenkung im Magneten mit einer Effizienz von $96,6 \pm 2\%$ ermittelt werden.

Insgesamt ermöglichen die als Teil dieser Arbeit entwickelten Programme, die realistische Simulation des OPERA-PTs sowie die Rekonstruktion und die kinematische Analyse von Teilchenspuren innerhalb des Myon-Spektrometers. Dadurch kann das Spektrometer einen wesentlichen Teil zur Reduzierung des Untergrundes und zur vollständigen kinematischen Analyse von τ -Ereignissen beitragen.

Der nächste Schritte zur Verbesserung der Software wäre zunehmend auf externe Informationen, insbesondere vom Trigger, zu verzichten, da entsprechende Korrekturprogramme sehr empfindlich auf Rauschen der anderen elektronischen Detektoren reagieren. Stattdessen könnte man, wie bereits erwähnt, auf die Zeitinformationen einzelner RPC-Abschnitte zurückgreifen, um die zeitlichen Korrekturen durchzuführen. Außerdem hat sich im Rahmen dieser Arbeit gezeigt, dass es möglich ist auch ohne die vorherige Mustererkennung innerhalb des gesamten

Detektors, Spuren in den PT-Dubletts zu finden. Dazu ermittelt man zunächst alle möglichen Tangenten zwischen allen Driftrohrtreffern. Gibt es für deren Spurparameter signifikante Häufungen, so werden entsprechende Parameter als Spurkandidaten im Fit untersucht. Dies könnte es erlauben, nicht nur die Myon-Spuren, sondern auch andere Spuren, beispielsweise in Schauern, zu rekonstruieren, was helfen könnte die Analyse zu komplettieren.

Eine andere interessante Möglichkeit besteht darin, einen festen Offset als freien Parameter im Fit und in der Spurerkennung zuzulassen. Hier erlaubt die hohe Redundanz des PTs meist eine eindeutige Lösung. Dazu muss der Parameterraum allerdings zunächst ausreichend eingeschränkt werden. Eine Methode wäre zum Beispiel mindestens vier Driftkreise einer bestimmten Minimalgröße zu verwenden, um die Spurparameter einzugrenzen und anschließend mit Hilfe einiger möglichst kleiner Driftkreise den dazugehörige zeitlichen Offset zu ermitteln.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Guler *et al.* [OPERA Collaboration],
- [2] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870.
- [3] R. N. Mohapatra *et al.*, arXiv:hep-ph/0510213.
- [4] B. Kayser, *In the Proceedings of 32nd SLAC Summer Institute on Particle Physics (SSI 2004): Natures Greatest Puzzles, Menlo Park, California, 2-13 Aug 2004, pp L004* [arXiv:hep-ph/0506165].
- [5] S. J. Freedman and B. Kayser [APS Multidivisional Neutrino Study Collaboration], arXiv:physics/0411216.
- [6] K. Kimura, A. Takamura and H. Yokomakura, Phys. Rev. D **66** (2002) 073005 [arXiv:hep-ph/0205295].
- [7] E. K. Akhmedov, R. Johansson, M. Lindner, T. Ohlsson and T. Schwetz, JHEP **0404**, 078 (2004) [arXiv:hep-ph/0402175].
- [8] L. Wolfenstein, Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).
- [9] S. P. Mikheev and A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1985) [Yad. Fiz. **42**, 1441 (1985)].
- [10] P. Schmüser “Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker” Springer Verlag
- [11] M. C. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, Rev. Mod. Phys. **75** (2003) 345 [arXiv:hep-ph/0202058].
- [12] M. C. Gonzalez-Garcia and M. Maltoni, arXiv:0704.1800 [hep-ph].
- [13] V. D. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **22**, 2718 (1980).
- [14] M. Freund, Phys. Rev. D **64** (2001) 053003 [arXiv:hep-ph/0103300].
- [15] T. Ohlsson and H. Snellman, J. Math. Phys. **41** (2000) 2768 [Erratum-ibid. **42** (2001) 2345] [arXiv:hep-ph/9910546].
- [16] T. K. Kuo and J. T. Pantaleone, Rev. Mod. Phys. **61** (1989) 937.

-
- [17] V. K. Ermilova, V. A. Tsarev and V. A. Chechin, JETP Lett. **43** (1986) 453 [Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **43** (1986) 353].
- [18] E. K. Akhmedov, Sov. J. Nucl. Phys. **47** (1988) 301 [Yad. Fiz. **47** (1988) 475].
- [19] S. Hannestad, G. G. Raffelt, G. Sigl and Y. Y. Y. Wong, Phys. Rev. D **74** (2006) 105010 [arXiv:astro-ph/0608695].
- [20] G. G. Raffelt and G. Sigl, Phys. Rev. D **75** (2007) 083002 [arXiv:hep-ph/0701182].
- [21] S. P. Rosen and J. M. Gelb, Phys. Rev. D **34** (1986) 969.
- [22] Z. z. Xing, Phys. Lett. B **487** (2000) 327 [arXiv:hep-ph/0002246].
- [23] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, G. Musiol, H. Mühlig Verlag Harri Deutsch 4. Auflage
- [24] H. W. Zaglauer and K. H. Schwarzer, Z. Phys. C **40**, 273 (1988).
- [25] R. Davis, Prog. Part. Nucl. Phys. **32** (1994) 13.
- [26] J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault and S. Basu, Astrophys. J. **555** (2001) 990 [arXiv:astro-ph/0010346].
- [27] J. N. Bahcall, S. Basu and M. H. Pinsonneault, Phys. Lett. B **433** (1998) 1 [arXiv:astro-ph/9805135].
- [28] J. N. Abdurashitov *et al.* [SAGE Collaboration], J. Exp. Theor. Phys. **95** (2002) 181 [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **122** (2002) 211] [arXiv:astro-ph/0204245].
- [29] W. Hampel *et al.* [GALLEX Collaboration], Phys. Lett. B **447** (1999) 127.
- [30] M. Altmann *et al.* [GNO COLLABORATION Collaboration], Phys. Lett. B **616** (2005) 174 [arXiv:hep-ex/0504037].
- [31] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Lett. B **539** (2002) 179 [arXiv:hep-ex/0205075].
- [32] J. Hosaka *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **73** (2006) 112001 [arXiv:hep-ex/0508053].
- [33] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301 [arXiv:nucl-ex/0204008].
- [34] Q. R. Ahmad *et al.* [SNO Collaboration], Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011302 [arXiv:nucl-ex/0204009].
- [35] M. F. Crouch *et al.*, Phys. Rev. D **18** (1978) 2239.

-
- [36] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 101801 [arXiv:hep-ex/0404034].
- [37] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. D **71** (2005) 112005 [arXiv:hep-ex/0501064].
- [38] S. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3999 [arXiv:hep-ex/0009001].
- [39] K. Abe *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 171801 [arXiv:hep-ex/0607059].
- [40] E. Aliu *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081802 [arXiv:hep-ex/0411038].
- [41] D. G. Michael *et al.* [MINOS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 191801 [arXiv:hep-ex/0607088].
- [42] M. Apollonio *et al.* [CHOOZ Collaboration], Eur. Phys. J. C **27** (2003) 331 [arXiv:hep-ex/0301017].
- [43] F. Ardellier *et al.* [Double Chooz Collaboration], arXiv:hep-ex/0606025.
- [44] X. Guo *et al.* [Daya Bay Collaboration], arXiv:hep-ex/0701029.
- [45] T. Araki *et al.* [KamLAND Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 081801 [arXiv:hep-ex/0406035].
- [46] T. Schwetz, Phys. Scripta **T127** (2006) 1 [arXiv:hep-ph/0606060].
- [47] M. H. Ahn *et al.* [K2K Collaboration], Phys. Rev. D **74** (2006) 072003 [arXiv:hep-ex/0606032].
- [48] S. Pascoli, S. T. Petcov and T. Schwetz, Nucl. Phys. B **734** (2006) 24 [arXiv:hep-ph/0505226].
- [49] A. Aguilar *et al.* [LSND Collaboration], Phys. Rev. D **64** (2001) 112007 [arXiv:hep-ex/0104049].
- [50] B. Armbruster *et al.* [KARMEN Collaboration], Phys. Rev. D **65** (2002) 112001 [arXiv:hep-ex/0203021].
- [51] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* [The MiniBooNE Collaboration], arXiv:0704.1500 [hep-ex].
- [52] W. Louis and J. Conrad [MiniBooNE Coll.], talk at Fermilab, April 11, 2007, http://www-boone.fnal.gov/publicpages/First_Results.pdf.
- [53] Y. Declais *et al.*, Nucl. Phys. B **434** (1995) 503.
- [54] F. Dydak *et al.*, Phys. Lett. B **134**, 281 (1984).

- [55] M. Maltoni and T. Schwetz, arXiv:0705.0107 [hep-ph].
- [56] E. Eskut *et al.* [CHORUS Collaboration], Phys. Lett. B **424** (1998) 202.
- [57] K. Kodama *et al.* [DONUT Collaboration], Phys. Lett. B **504** (2001) 218 [arXiv:hep-ex/0012035].
- [58] A. Donini, M. Maltoni, D. Meloni, P. Migliozzi and F. Terranova, arXiv:0704.0388 [hep-ph].
- [59] P. Huber, M. Lindner, M. Rolinec, T. Schwetz and W. Winter, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **145** (2005) 190 [arXiv:hep-ph/0412133].
- [60] CNGS project: <http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/>.
- [61] G. Giacomelli, arXiv:physics/0703247.
- [62] L. Arrabito *et al.*, JINST **2** (2007) P05004 [arXiv:0705.3102 [physics.ins-det]].
- [63] T. Adam *et al.*, arXiv:physics/0701153.
- [64] A. Di Giovanni *et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **158** (2006) 40.
- [65] A. Cazes *et al.*, JINST **2** (2007) T03001.
- [66] R. Zimmermann *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **555** (2005) 435 [Erratum-*ibid.* A **557** (2006) 690].
- [67] S. Dusini, *Prepared for 9th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications, Villa Erba, Como, Italy, 17-21 Oct 2005*
- [68] R. Acquafredda *et al.*, Nuovo Cim. **027C** (2004) 429.
- [69] T. Toshito *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **516** (2004) 436.
- [70] L. Arrabito *et al.*, JINST **2** (2007) P02001 [arXiv:physics/0701192].
- [71] A. Kayis-Topaksu *et al.* [CHORUS Collaboration], Phys. Lett. B **575** (2003) 198.
- [72] N. Ushida *et al.* [Fermilab E531 Collaboration], Phys. Lett. B **206** (1988) 375.
- [73] R. Zimmermann [OPERA Collaboration], Acta Phys. Polon. B **37** (2006) 1947 [arXiv:physics/0604101].
- [74] D. Drakoulakos *et al.* [Minerva Collaboration], arXiv:hep-ex/0405002.
- [75] R. Zimmermann *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **555** (2005) 435 [Erratum-*ibid.* A **557** (2006) 690].
- [76] T. Ferber Diplomarbeit Universität Hamburg Juli 2006

- [77] J. Sewing, DESY-THESIS-2006-026
- [78] C. Göllnitz Diplomarbeit Universität Hamburg Juni 2006
- [79] R. Zimmermann, Doktorarbeit 1999
- [80] M. Cirilli *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **572** (2007) 38.
- [81] R. M. Avramidou, E. Gazis and R. Veenhof, Nucl. Instrum. Meth. A **568** (2006) 672.
- [82] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], J. Phys. G **33** (2006) 1.
- [83] L. Chaussard Internal Opera-Note 69
- [84] MSC Vertirebs GmbH Rev. work 09.05.2005
- [85] I. Kisel *et al.* [NEMO Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **387** (1997) 433.
- [86] B. H. Denby, Comput. Phys. Commun. **49** (1988) 429.
- [87] A. Cazes, J.-E. Campagne, Internal Opera-Note 36
- [88] R. Fruhwirth, Nucl. Instrum. Meth. A **262** (1987) 444.
- [89] R.E. Kalman, J. Basic Eng. 82 (1960) 35
R.E. Kalman and R.S. Bucy, J. Basic Eng. 83 (1961) 95
- [90] O. Ross, Diplomarbeit Universität Hamburg, August 2006

Abbildungsverzeichnis

2.1	Oszillations Prinzip	5
2.2	Oszillationswahrscheinlichkeit im Vakuum	9
2.3	Massen bei Oszillation in Materie	13
2.4	Oszillationswahrscheinlichkeit in Materie	16
2.5	Winkel beim MSW-Effekt	18
2.6	solare Oszillationsparameter	19
2.7	atmosphärischen Oszillationsparameter	20
2.8	Erlaubte Regionen für θ_{13}	21
2.9	Erlaubte Parameterregionen von LSND	23
3.1	Der OPERA-Detektor	25
3.2	Vertikale Winkelverteilung von Cosmics bei OPERA	30
3.3	Zeitverteilung von Strahlereignissen bei OPERA	30
3.4	OPERA-Detektor2	31
3.5	BEP-Ziegel mit τ -Topologie	32
3.6	OPERA-Spektrometer	34
3.7	τ -Topologie	36
3.8	Pulshöhe Für Protonen und Pionen	40
4.1	Funktion einer Driftröhre	48
4.2	Anordnung der Driftröhren	49
4.3	Aufbau des PT-Moduls	51
4.4	Das Triggerschema des PT	52
4.5	Blockdiagramm des Triggerboards	53
4.6	Driftzeitspektrum des PT	56
4.7	Drift-zu-Ort-Beziehung	57
4.8	Primärionisation	58
4.9	Auflösungsfunktion	60
5.1	OPERA-Geometrie	63
5.2	Softwarestruktur	65
5.3	Softwarekette	66
5.4	Simuliertes Driftzeitspektrum	68
5.5	Simulierte Flugzeit	69
5.6	Simulierte Signalzeit auf dem Draht.	70
5.7	Simuliete Signalzeit auf den RPCs	71

5.8	Totale simulierte Zeiteffekte	72
5.9	Driftzeitspektren bei unterschiedlichen Signalbreiten	73
5.10	Mustererkennung von <i>OpRec</i>	75
6.1	Kabelllaufzeiten	81
6.2	Differenz der rekonstruierten Drahtzeit	82
6.3	Differenz der rekonstruierten Triggerzeiten	83
6.4	Differenz der rekonstruierten Flugzeiten	84
6.5	Totale Zeitdifferenz	85
6.6	Winkelauflösung für MC-Cosmics	90
6.7	Residuen für MC-Cosmics	91
6.8	χ^2 pro Freiheitsgrad für MC-Cosmics	92
6.9	χ^2 -Wahrscheinlichkeit für MC-Cosmics	93
6.10	Residuen für Oktoberdaten	94
6.11	χ^2 -Wahrscheinlichkeit für Oktoberdaten	95
6.12	χ^2 pro Freiheitsgrad für Oktoberdaten	96
6.13	Skizze eines Magnetarms	97
6.14	Winkelauflösung für Strahl-MC	99
6.15	Impulsauflösung	100

Danksagung

Besonderer Dank gilt meiner Betreuerin Frau Professor Dr. Caren Hagner, dafür dass sie mir die Gelegenheit gegeben hat, das spannende Gebiet der Neutrinophysik kennenzulernen und aktiv an der OPERA-Kollaboration teilzunehmen. Für die guten Ratschläge und den Sinn für das Politische und/oder Komische in der Physik möchte ich außerdem Professor Dr. Walter Schmidt-Parzefall danken. Weiterer Dank gilt Raoul und Jochen für wertvolle Tipps und die praktische Betreuung. Beide haben maßgeblich zum guten Arbeitsklima in unserer Gruppe beigetragen.

Und natürlich gilt ebenfalls besonderer Dank unsererer 'Gang' aus Diplomaten und Doktoranden: Der große Benny, mit dem ich viel Spaß bei Sommerschulen hatte. Torben, der neben seiner praktischen und kompetenten Art auch durch gemeinsame Hobbies ein wichtiger Gesprächspartner wurde. Christoph/Klaus, der immer hilfbereit ist und einen auf seine humorvolle Art aufmuntert. Daniel, für Diskussionen und Hilfe mit der OPERA-Software. Ole, dafür dass er uns alle mit seiner Art unterhalten hat. Jan1, für seine Lockerheit. Martin, für seine Art mit Computern umzugehen. Rocko, der der beste 'Medic' von allen ist. Jan2, für wertvolle Ergebnisse und seine nette Art. Jörn, weil er einfach irgendwie cool ist. Tick, Trick und Track sowie Michael und Carsten, dafür, dass sie wieder ein wenig Schwung in die Sache gebracht haben. Es war mir wirklich eine Freude mit all diesen tollen Kollegen zusammen zu arbeiten.

Allen oben genannten Kollegen danke ich weiterhin für die tolle und häufig angenehm kreative Arbeitsatmosphäre sowie die gleichsam erfolgreichen, wie auch unterhaltsamen Dienstreisen, bei denen man sich auch abseits der Arbeit kennenlernen konnte. Hart zu arbeiten und fest zu feiern gehört eben zusammen.

Zum Schluss möchte ich noch einen herzlichsten Dank an meine Eltern richten, die mir alles geschenkt haben, was ich mir nur wünschen konnte und mich immer unterstützt haben und meine Geschwister, auf die ich mich ebenfalls immer verlassen konnte. Außerdem danke ich Steffi, für ihre Geduld und Zuneigung gerade in den letzten Tagen dieser Arbeit.