

Alignment des Driftröhrendetektors am Neutrino-Oszillationsexperiment OPERA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Christoph Göllnitz
aus Hamburg

Hamburg
2012

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Caren Hagner
Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. Caren Hagner
Prof. Dr. Yuri Zaitsev

Datum der Disputation: 30.08.2012

Vorsitzender des Prüfungsausschusses: Prof. Dr. Michael Rübhausen

Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. Peter Hauschildt

Dekan der MIN-Fakultät Prof. Dr. Heinrich Graener

Alignment des Driftröhrendetektors am Neutrino-Oszillationsexperiment OPERA

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Neutrino-Oszillationsexperiments OPERA verfasst, mit dem der Oszillationskanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ direkt gezeigt wird. Im OPERA-Detektor werden dazu Tau-Neutrinos in einem ursprünglich reinen Myon-Neutrino-Strahl, dem CNGS-Strahl, nachgewiesen. Ein wichtiger Teil des Detektors ist der Precision Tracker (PT), ein Driftröhrendetektor, der aus 9504 Röhren in 198 Modulen besteht.

In dieser Arbeit wurden mehrere Steuerungskomponenten der *Slow Control* des PT entwickelt und implementiert, die den Betrieb des PT über mehrere Jahre Datennahme sicherstellten, und hauptsächlich die geometrische Kalibration des Detektors, das *Alignment*, durchgeführt.

Das Alignment wird sowohl hardware- als auch softwarebasiert vorgestellt. Die softwarebasierten Methoden, die mithilfe gerader Teilchenspuren die Detektorkomponenten geometrisch korrigieren, wurden entwickelt und umgesetzt. Besonderheit bei OPERA ist die Tatsache, dass bei diesem Niedrigratenexperiment eine relativ geringe Anzahl von Teilchenspuren vorliegt.

Bei den Rotationskorrekturen einzelner Module wurde ein statistischer Fehler von 0,2 mrad, bei den Translationskorrekturen in x- und z-Richtung von 32 μm erreicht. Für das Alignment zwischen zwei benachbarten PT-Wänden liegt der statistische Fehler bei unter 8 μm . Die Ergebnisse eines Positionsüberwachungssystems konnten für alle Analysen berücksichtigt werden. Alle Methoden wurden auch mithilfe von Monte-Carlo-Simulationen überprüft. Die Vorgaben an die Impulsauflösung ($\Delta p/p \leq 0,25$) bis 25 GeV werden erreicht. Für den hohen Energiebereich ab 25 GeV zeigt die Analyse der Impulsauflösung eine signifikante Verbesserung der Impulsbestimmung mit den neuen Alignmentwerten.

Die besondere Bedeutung des Alignments zeigt sich vor allem in der Analyse kosmischer Teilchen. Für das Ladungsverhältnis kosmischer Myonen R_μ wird ein konstanter linearer Verlauf in Abhängigkeit des Winkels der einfallenden Teilchen erwartet, dessen reduziertes χ^2 einer linearen Anpassung sich mit dem neuen Alignment verbessert. Die Wahrscheinlichkeit für das χ^2 steigt dabei auf bis zu 58 %. Das Ladungsverhältnis wurde auch in Abhängigkeit der Teilchenenergie im Hinblick auf das Alignment untersucht. Die Analyse der kosmischen Teilchen wird durch das softwarebasierte Alignment erst ermöglicht und optimiert.

Für die Betrachtung der Strahlraten in OPERA, sowie für Analysen niederenergetischer kosmischer Teilchen der bisher aufgenommenen Daten, ist das vorgestellte Alignment sehr erfolgreich.

Alignment of the drift tube detector at the neutrino oscillation experiment OPERA

Abstract

The present thesis was composed during the course of the OPERA experiment, which aims to give a direct evidence for neutrino oscillations in the channel $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. The OPERA detector is designed to observe the appearance of tau neutrinos in an originally pure muon neutrino beam, the CNGS beam. As important part of the detector the precision tracker (PT), a drift tube detector, consists of 9504 drift tubes in 198 modules.

In this thesis, several parts of the *slow control* of the PT are developed and implemented to ensure operation during data taking over several years. The main part is the geometric calibration, the *alignment* of the detector.

The alignment procedure contains both hardware and software parts, the software methods are developed and applied. Using straight particle tracks, the detector components are geometrically corrected. A special challenge for the alignment for the PT is the fact that at this kind of low-rate experiment only a small number of particle tracks is available.

With software-based corrections of the module rotation, a systematic error of 0.2 mrad has been attained, for corrections of translation, a systematic error of 32 μm is reached. For the alignment between two adjacent PT walls, the statistical error is less than 8 μm . All results of the position monitoring system are considered. All developed methods are tested with Monte Carlo simulations. The detector requirements ($\Delta p/p \leq 0.25$ below 25 GeV) are met. The analysis of the momentum measurement for high energies above 25 GeV demonstrates the resulting improvement. The mean momentum is falling significantly using the new alignment values.

The significance of the detector alignment becomes most evident in the analysis of cosmic particles. The muon charge ratio R_μ is expected not to be angular-dependent. The χ^2 probability of the measured distribution improves up to 58 %. The muon charge ratio was also investigated in dependence of particle energy in terms of the alignment. The analysis of cosmic particles becomes possible and is optimized by the implemented software-based alignment.

For the analysis of neutrino beam data in OPERA as well as for the analysis of low-energy cosmic particles, the presented alignment is very successful.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung und Motivation	1
2	Grundlagen der Neutrinophysik	4
2.1	Historischer Überblick	4
2.2	Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik	6
2.3	Neutrinooszillationen	9
2.3.1	Neutrinooszillationen im Vakuum	9
2.3.2	2-Flavour-Oszillationen	14
2.3.3	Oszillation in Materie	14
3	Experimente der Neutrinophysik	16
3.1	Das solare Neutrinorätsel	18
3.2	Atmosphärische Neutrinoexperimente	21
3.3	Reaktorexperimente	22
3.4	Beschleunigerexperimente	24
3.5	Zukünftige Experimente	27
3.6	OPERA im Gesamtbild der Neutrinoexperimente	28
4	Das OPERA-Experiment	30
4.1	Physikalische Grundlagen	30
4.2	CNGS-Neutrinostrahl	31
4.3	OPERA-Detektor	34
4.3.1	Target und Target Tracker	35
4.3.2	Myonspektrometer	37
4.3.3	Datenanalyse	42
5	Der OPERA Precision Tracker	48
5.1	Das Prinzip einer Driftkammer	48
5.2	Aufbau des Precision Trackers	50
5.3	Elektronik des Precision Trackers	55
5.3.1	TDC-Datennahmeelektronik	55
5.3.2	Triggerlogik	57

6	Precision Tracker Slow Control	59
6.1	Komponenten der PT Slow Control	59
6.1.1	Hochspannung	60
6.1.2	Niederspannung	61
6.1.3	Steuerungsplatinen	61
6.2	Funktionsweise der Testpulsmessungen	66
6.2.1	Aufbau der Testpulselektronik	66
6.2.2	Datennahme mit Testpulsen	67
6.3	Messung der Kabellaufzeiten	69
6.3.1	Ergebnisse der Testpulsmessungen	69
6.3.2	Einfluss auf die Spurrekonstruktion	71
7	Alignment-Methoden	73
7.1	Die Alignment-Prozedur	74
7.2	Alignment mittels Theodolit	75
7.3	Das PT-Positionsüberwachungssystem	76
7.4	Alignment durch Spurrekonstruktion	78
7.4.1	Mathematische Grundlagen des PT Alignment	81
7.4.2	Umsetzung in der OPERA Software	85
7.5	Alignment-Iterationsschritte	86
7.5.1	Wand-zu-Wand-Alignment	87
7.5.2	Doublet-zu-Doublet-Alignment	89
7.5.3	Modul-zu-Modul-Alignment	92
7.5.4	Modul-zu-Wand-Alignment	94
7.6	Ergebnisse des PT-Alignments	94
7.6.1	Rotationskorrekturen	94
7.6.2	Translationskorrekturen	96
8	Alignment-Analysen am Precision Tracker	97
8.1	Auswertung der Alignment-Ergebnisse	98
8.1.1	Resultate des Positionsüberwachungssystems	99
8.1.2	Winkeldifferenzen benachbarter PT-Wände	101
8.1.3	Impulsauflösung	102
8.1.4	Ladungsverhältnis	103
8.1.5	Residuenverteilungen	104
8.2	Monte-Carlo-Analyse der Ladungsbestimmung	104
8.3	Untersuchungen kosmischer Myonen	106
9	Zusammenfassung und Ausblick	112

A	Abkürzungsverzeichnis	115
B	Ergänzende Graphen	118
C	Positionsüberwachungssystem	127
	Literaturverzeichnis	128

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm, CC- und NC-Reaktion	8
2.2	Feynman-Diagramm, Streuprozess	9
2.3	Massenhierarchie, normal und invertiert	13
2.4	Schema der Neutrinooszillation	15
4.1	LNGS-Hallenplan	30
4.2	CNGS-Strahl in Drauf- und Seitenansicht	32
4.3	Strahlerzeugung des CNGS-Strahls	33
4.4	OPERA-Detektor, Aufbau	34
4.5	OPERA-Detektor, Fotografie	35
4.6	Blei-Brick, Fotografie und Skizze	36
4.7	<i>Target Tracker</i> , Fotografie und Skizze	37
4.8	Magnet, Fotografie und Skizze	38
4.9	RPCs, Fotografie und Skizze	39
4.10	OPERA <i>Precision Tracker</i> , Fotografie und Skizze	41
4.11	τ -Zerfall im Bleitarget.	44
4.12	Brick Scanning, Verfahren	46
4.13	Brick Scanning, Vertex-Analyse	47
5.1	Schematische Darstellung des Driftkammerprinzips	49
5.2	Aufbau der PT Module	51
5.3	Aufbau des gesamten PT	52
5.4	Driftzeitspektrum und Driftzeit-Ort-Beziehung	53
5.5	Schema der OPERA-DAQ	56
5.6	Triggerstationen des PT	57
6.1	Schema der PT Slow Control	60
6.2	Slow Control Programm <i>Board Control</i>	64
6.3	Funktionsweise der Testpulsmessungen	66
6.4	DAQ-Software	67
6.5	Testpulsmessung, Hitmaps	68
6.6	Testpulsmessung, Kabellaufzeiten	69
6.7	Testpulsmessung, Kabellaufzeiten der Sensoren	70

6.8	Testpulsmessung, Kabellaufzeitkorrekturen	71
6.9	Residuen mit und ohne Kabellaufzeitkorrektur	72
7.1	Alignment-Prozedur, Flussdiagramm	74
7.2	PT-Positionsüberwachungssystem, Skizze	76
7.3	PT-Positionsüberwachungssystem, Fotografie	77
7.4	PT-Positionsüberwachungssystem, Position und Temperatur	77
7.5	PT-Positionsüberwachungssystem, Beispielverlauf SM 1	79
7.6	PT-Positionsüberwachungssystem, Beispielverlauf SM 2	80
7.7	Alignment, Skizze	81
7.8	Alignment, Bezeichnungen	83
7.9	Reichweite von Myonen im Eisen	84
7.10	Alignment, Software-Kette.	85
7.11	Wand-zu-Wand-Alignment, Beispielplots von SM 1	88
7.12	Wand-zu-Wand-Alignment, Monte-Carlo Beispiele	89
7.13	Beispiel Winkelkorrektur modulweise	90
7.14	Beispiel Winkelkorrektur modulweise, 2. Iteration	91
7.15	Wand-zu-Modul-Alignment, Beispiele von SM 1	93
7.16	Korrekturwerte in den Iterationen, Wände	95
8.1	Korrekturwerte der Module	98
8.2	Positionsüberwachungssystem, Beispiel	99
8.3	Winkeldifferenzen	100
8.4	Gewichtete Impulsdifferenz, Strahldaten	101
8.5	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, Beispiel	102
8.6	Residuenverteilungen	103
8.7	Ladungsfehlidentifikation	104
8.8	Gewichtete Impulsdifferenz kosmischer Myonen, >5 GeV	105
8.9	Gewichtete Impulsdifferenz kosmischer Myonen, >25 GeV	106
8.10	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis	107
8.11	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit vom gemessenen Impuls	109
8.12	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von $E_\mu \cos \theta^*$	111
B.1	Korrekturwerte in den Iterationen, Doublets SM 2	118
B.2	Wand-zu-Wand-Alignment, Beispielplots von SM 2	119
B.3	Winkelkorrektur modulweise SM 2	120
B.4	Winkelkorrektur modulweise SM 2, 2. Iteration	121
B.5	Residuenverteilungen, kosmische Myonen	122
B.6	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, Korrektur 1	123
B.7	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, Korrektur 2	124
B.8	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, Korrektur 3	125
B.9	Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, Korrektur 4	126

Tabellenverzeichnis

2.1	Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.	7
2.2	Zusammenstellung der Neutrinooszillationsparameter	13
4.1	Die wahrscheinlichsten π^+ - und K^+ -Zerfälle	32
4.2	Kontamination des Neutrinostrahls	32
4.3	Strahlintensität des Neutrinostrahls	32
4.4	Zerfallskanäle des τ	42
4.5	Anzahl der erwarteten τ -Ereignisse	43
4.6	Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse	45

Kapitel 1

Einführung und Motivation

Das in den 60er Jahren des vorigen Jahrhunderts entwickelte Standardmodell der Teilchenphysik beschreibt die Grundbausteine der Materie sowie deren Wechselwirkungen untereinander sehr erfolgreich. In den letzten Jahren wurden aber Phänomene entdeckt, die mit diesem ursprünglichen Standardmodell nicht in Einklang zu bringen sind. Dazu gehören unter anderem die *Neutrinooszillationen*, die nur stattfinden können, wenn nicht alle Neutrinos die Masse Null haben, während im ursprünglichen Standardmodell alle Neutrinomassen gerade Null sind. Diese Oszillationen wurden jedoch an unterschiedlichen Experimenten experimentell bestätigt. Ein wichtiges in einer ganzen Reihe von Experimenten ist das Experiment OPERA¹.

Das OPERA-Experiment untersucht die Oszillationen von Myon- in Tau-Neutrinos ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$). Dafür wird ein nahezu reiner Myon-Neutrinostrahl am CERN² erzeugt und zum 730 km entfernten OPERA-Detektor geschickt, der in den italienischen Abruzzen im Untergrundlabor des LNGS³ positioniert ist. In einem Blei-Emulsion-Target⁴ wird die Wechselwirkung der Tau-Neutrinos in Tauonen, die wiederum in einer typischen Zerfall-Topologie in Elektronen, Myonen oder Hadronen zerfallen, nachgewiesen. Damit wird zum ersten Mal ein sogenanntes *Appearance*⁵-Neutrino-Oszillationsexperiment im Kanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ durchgeführt, in dem sich die Neutrinoumwandlung direkt zeigen lässt und nicht wie in bisherigen Experimenten ein Neutrinodefizit gemessen wird (*Disappearance*-Experiment). Der OPERA-Detektor besteht neben dem Targetbereich aus einem elektronischen Detektorbereich, dem Myonspektrometer.

¹ OPERA: Oscillation Project with Emulsion Tracking Apparatus

² CERN ist die offizielle Abkürzung des Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire, einem Forschungsinstitut für Teilchenphysik in der Schweiz.

³ LNGS: Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Untergrundlabor in den Abruzzen

⁴ Blei-Emulsion-Target: target engl. Ziel, ist die Materie, die dem Neutrinostrahl ausgesetzt wird und hier aus Blei und Fotoemulsionen besteht.

⁵ Appearance, engl. Auftreten, Erscheinen

Ein Teil des Spektrometers, der sogenannte *Precision Tracker* (PT) wurde am Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg entwickelt und gebaut. Die Installation sowie Inbetriebnahme, Funktionstests und Wartung werden durch Mitarbeiter aus Hamburg durchgeführt.

Der PT ist ein Driftröhrendetektor, der aus insgesamt 9504 Röhren besteht. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt bei den Analysen, insbesondere beim sogenannten *Alignment*, des OPERA PT. Mit dem Alignment bezeichnet man die geometrische Kalibration des Detektors. Sie ist notwendig, um die bestmögliche Ortsauflösung des Driftröhrendetektors zu erreichen und erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden die geometrischen Positionen durch Messapparaturen ermittelt. Anschließend können Daten des Detektors ausgewertet und die Rekonstruktion von geraden Spuren der Teilchen zur weiteren geometrischen Korrektur der Positionsdaten genutzt werden.

Zur richtigen Funktionsweise des PT ist die Versorgung der Röhren mit Driftgas, Hochspannung an den Signaldrähten, Niedrigspannungsversorgung aller elektronischen Komponenten und die Bedienung von Steuerungsplatinen essentiell. Die Programme der Komponenten Hochspannung, Niedrigspannung und der Steuerungsplatinen werden unter dem Begriff *Slow Control* zusammengefasst. Dieser Begriff bezeichnet in der Teilchenphysik alle Steuerungskomponenten, die relativ zur Datennahme langsam erfolgen. Die Programmierung der Slow Control erfolgte im Rahmen dieser Arbeit.

Folgende Gliederung ordnet die vorliegende Arbeit: Im anschließenden Kapitel 2 werden die Grundlagen der Neutrinophysik erklärt. Dabei wird ein historischer Abriss vom Postulat des Neutrinos 1930 bis zum experimentellen Nachweis des letzten der drei Neutrinos gebracht, das bereits erwähnte Standardmodell der Teilchenphysik genauer erklärt sowie die Neutrinooszillationen in der Theorie beschrieben.

Kapitel 3 gibt einen Überblick über die Experimente aus dem Gebiet der Neutrinophysik. Dabei wird auch auf die Rolle des OPERA-Experiments im Gesamtbild der aktuellen Forschung in diesem Bereich der Wissenschaft eingegangen.

Das OPERA-Experiment selber wird in Kapitel 4 in Bezug auf die physikalische Motivation, den experimentellen Aufbau von Strahl und Detektor sowie die generelle Datenanalyse beschrieben.

Kapitel 5 behandelt den OPERA Precision Tracker. Dabei werden die Grundlagen von Driftkammern, der geometrische Aufbau und die gesamte Elektronik des PT erklärt. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Funktionsweise der Datennahme und des Triggers, da das Verständnis dieser Komponenten für die folgenden Kapitel von Bedeutung ist.

Kapitel 6 widmet sich der Slow Control des Precision Trackers. Neben der

Erklärung aller Komponenten liegt der Schwerpunkt auf Testpulsmessungen, mit denen die Kabellaufzeiten durch die gesamte Elektronik des PTs vermessen werden konnten, was zur Optimierung in der Datenauswertung beiträgt.

Den gesamten Aufgabenbereich des PT Alignments beschreibt Kapitel 7. Dabei wird die Alignment-Prozedur im Allgemeinen erklärt und dann auf die einzelnen Schritte genau eingegangen. Die geometrischen Messungen mit Hilfe eines Theodoliten und das Positionsüberwachungssystem werden dargestellt. Das Alignment durch Spurrekonstruktion wird beschrieben; Speziell die mathematischen Grundlagen und die Umsetzung in der OPERA-Software werden behandelt. Die verschiedenen Alignment-Methoden werden vorgestellt. Abschnitt 7.6 fasst die Ergebnisse zusammen. Die Methodik wird in Monte-Carlo-Simulationen überprüft.

Kapitel 8 umfasst alle Analysen, die auch die Ergebnisse der Alignment-Prozedur überprüfen. Die Impuls- und Winkelverteilung am OPERA PT werden untersucht. Es erfolgt eine Auswertung und Diskussion aller Ergebnisse, insbesondere im Hinblick auf die Qualität des Alignments. Dabei werden die Anforderungen an das Alignment berücksichtigt und Strahldaten und Daten kosmischer Myonen getrennt voneinander untersucht.

Eine Zusammenfassung der gesamten Arbeit, insbesondere der Ergebnisse von Kapitel 7 und 8 sowie ein Ausblick, wird in Kapitel 9 gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen der Neutrinophysik

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Neutrinophysik dargelegt. Hierzu wird zunächst ein historischer Überblick gegeben, der von der theoretischen Beschreibung des Neutrinos durch Wolfgang Pauli im Jahr 1930 über die Entdeckung der Elektron- und Myon-Neutrinos bis zum experimentellen Nachweis des schwersten der drei Neutrinos, des Tau-Neutrinos (ν_τ), im Jahr 2000 reicht. Anschließend werden die theoretischen Grundlagen der Neutrinophysik und insbesondere das Standardmodell der Teilchenphysik näher erläutert. Der letzte Abschnitt behandelt die Neutrinooszillationen, welche von fundamentaler Bedeutung für das OPERA-Experiment sind. Auf aktuelle, aber auch auf einige historische Experimente aus der Neutrinophysik geht das anschließende Kapitel ein.

2.1 Historischer Überblick

Ein wichtiger Prozess der Radioaktivität, welcher Anfang des 20. Jahrhunderts entdeckt wurde, ist der Zerfall des Neutrons in ein Proton unter Aussendung eines Elektrons. Dieser Zerfall heißt β -Zerfall. Ursprünglich wurde angenommen, dass es sich hierbei um einen Zwei-Körper-Zerfall handelt ($n \rightarrow p + e^-$) und das Elektron somit monoenergetisch sein muss. Schon frühe Experimente haben aber eindeutig gezeigt, dass das Energiespektrum des Elektrons kontinuierlich ist.

Wolfgang Pauli löste dieses Problem 1930, indem er ein neues Teilchen postulierte, das er zunächst *Neutron* nannte, da es ladungsfrei sein musste [Pau78]. So konnte das Energiespektrum unter Ladungs- und Impulserhaltung erklärt werden. Enrico Fermi nannte dieses Teilchen später *Neutrino* (ν), da der Begriff *Neutron* zu diesem

Zeitpunkt bereits für das neutrale Nukleon besetzt war. Der β -Zerfall sieht damit folgendermaßen aus:



Damit war auch gleichzeitig die Drehimpulserhaltung beim β -Zerfall gewährleistet. Der erste experimentelle Nachweis des Neutrinos erfolgte über den sogenannten inversen β -Zerfall der Form:



Der Nachweis gelang erst 1956 am Savannah-River-Reaktor in Amerika [Rei⁺56]. An diesem Reaktor entstanden Anti-Neutrinos beim Kernzerfall. Ein mit in Wasser gelöstem Kadmiumchlorid (CdCl_2) gefüllter Tank diente als Detektor. Die Anti-Elektron-Neutrinos (Gleichung 2.2) wechselwirken mit den Protonen dieser Lösung. Es entstehen ein Positron (e^+) und ein Neutron (n). Das Positron geht durch Annihilation mit einem Elektron (Paarbildung) in zwei Photonen über. Diese können mit Hilfe von Szintillatoren nachgewiesen werden. Das Neutron wird durch Stöße mit den Wasserstoffatomen der Lösung abgebremst. Die nach einem folgenden Neutroneneinfang energetisch angeregten Kadmiumkerne gehen in den Grundzustand über. Dabei wird ein Photon emittiert, das aber erst einige Mikrosekunden nach dem Signal der Photonen aus der Paarbildung in den Szintillationszählern gemessen wird. Durch diese eindeutige Signatur konnte das Neutrino erstmals experimentell nachgewiesen werden.

Die anschließende Suche nach Neutrinos aus myonischen Zerfällen brachte 1962 Erfolg. Die Physiker Leon Ledermann, Melvin Schwartz und Jack Steinberger zeigten am Alternating Gradient Synchrotron (AGS) in Brookhaven, dass es mindestens eine zweite Neutrinosorte geben muss [Dan⁺62]. Bei diesem Experiment wurde der Pionzerfall genutzt, bei dem fast ausschließlich Myonen entstehen. Die dabei auch entstehenden Neutrinos wurden zum Vergleich mit den aus dem β -Zerfall bekannten Elektron-Neutrinos auf eine Funkenkammer geschickt. Da keine elektromagnetischen Schauer beobachtet wurden, konnte nachgewiesen werden, dass es sich bei diesen Myon-Neutrinos um eine zweite Neutrinosorte handelte.

Im Jahr 1975 wurde mit der Entdeckung des Tauons das Letzte der drei Leptonen gefunden [Per⁺75]. Der Nachweis erfolgte am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Das Tau-Neutrino hingegen konnte erst im Jahr 2000 am DONUT¹-Experiment nachgewiesen werden [Ram00, Pat01]. Hierzu wurde am Fermilab ein Neutrinostrahl mit einem kleinen Anteil von Tau-Neutrinos erzeugt. Diese entstanden beim Tevatron² durch den Beschuss eines Wolfram-Blocks mit einem

¹ DONUT: Direct Observation of NU Tau

² Teilchenbeschleuniger am Fermilab

800 GeV Protonenstrahl. An einem Emulsion-Target-Detektor, ähnlich der bei OPERA angewandten Technik, konnten die entstehenden Tauonen mit hoher Auflösung nachgewiesen werden.

Dass nicht mehr als drei Neutrinoarten existieren, konnte bereits 1989 am CERN gezeigt werden [Alc09, Eid⁺04]. An den Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL am Beschleunigerring LEP³ wurde die Zerfallsbreite des Z^0 bestimmt. Es wurden sowohl die absolute Zerfallsbreite als auch die partiellen Zerfallsbreiten der geladenen Leptonen sowie der Hadronen vermessen. Die Zerfallsbreite der Neutrinos, also der ungeladenen Leptonen, ist genau die Differenz zwischen der Gesamtzerfallsbreite und der Summe der partiellen Zerfallsbreiten. Mithilfe der Leptonuniversalität ließ sich die Zahl der Neutrinosorten auf $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ bestimmen.

Dies war auch ein wichtiger Meilenstein in der Etablierung des Standardmodells der Teilchenphysik, welches die fundamentalen Teilchen und deren Wechselwirkungen zusammenfasst.

2.2 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik

Im Standardmodell der Teilchenphysik werden die bekannten Elementarteilchen sowie deren Wechselwirkungen beschrieben. Es wurde in den 1960er Jahren von den Physikern Sheldon Glashow, Abdus Salam und Steven Weinberg formuliert [Gla61, Sal⁺64, Wei67]. Das Standardmodell erfährt Bestätigung in den meisten physikalischen Experimenten.

Allerdings gibt es Phänomene, wie beispielsweise die Neutrinooszillationen, die Erweiterungen dieses Modells erfordern.

Die im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen sind die starke, die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung. Die Gravitation⁴ als vierte Wechselwirkung kann aufgrund der geringen Massen der Elementarteilchen in der Teilchenphysik vernachlässigt werden.

Zu den fundamentalen Teilchen zählen sechs Leptonen und sechs Quarks, die sich jeweils in drei Familien unterteilen lassen. Sie besitzen als sogenannte Fermionen alle Spin 1/2.

Zu den Leptonen zählen die elektrisch geladenen Elektronen (e), Myonen (μ) und Tauonen (τ), sowie die dazugehörigen elektrisch neutralen Neutrinos (ν). Alle Leptonen nehmen an der schwachen Wechselwirkung teil, die geladenen außerdem

³ LEP: Large Electron Positron Collider

⁴ Das hypothetische Austauscheteilchen der Gravitation wird Graviton genannt.

Tabelle 2.1: Elementarteilchen im Standardmodell der Teilchenphysik.

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

an der elektromagnetischen Wechselwirkung. Die Familien der Leptonen schreibt man üblicherweise als:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

Die Quarks heißen Up (u), Down (d), Charm (c), Strange (s), Top (t) und Bottom (b). Up, Charm und Top tragen die elektrische Ladung $+2/3$, die anderen drei $-1/3$. Quarks werden nur in gebundenen Zuständen, den sogenannten Hadronen, beobachtet. Aus drei Quarks aufgebaute Hadronen heißen Baryonen; Die Kombination aus Quark und Anti-Quark wird als Meson bezeichnet. Quarks nehmen an allen drei im Standardmodell beschriebenen Wechselwirkungen teil. Die Quark-Familien schreibt man als:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Zu den zwölf Materieteilchen existieren desweiteren zwölf Antiteilchen, deren Ladungen jeweils entgegengesetzt sind. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über alle Elementarteilchen einschließlich der Austauschteilchen der Wechselwirkungen. Das Symbol g steht hierbei für das Gluon, das Austauschteilchen der starken Wechselwirkung. Das Gluon ist elektrisch neutral, trägt aber sogenannte Farbladung⁵. Das Higgs-Boson ist ein hypothetisches⁶ Elementarteilchen, das hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt wird. Das ungeladene und masselose Photon (γ) ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Der schwachen Wechselwirkung werden die drei Teilchen Z^0 , W^+ und W^- zugeordnet. Eine Reaktion mit dem Austausch eines W^\pm wird als *Charged Current* (CC) bezeichnet. Der ungeladene Strom entsprechend *Neutral Current* (NC) wird über das Z^0 vermittelt. Feynmandiagramme für CC- und NC-Reaktionen sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Während der geladene Strom 1973 mithilfe des

⁵ Farbladung ist eine physikalische Eigenschaft der Elementarteilchen Quarks und Gluonen. Bei der Farbladung gibt es die drei verschiedene Ladungen, die als rot, grün und blau bezeichnet werden.

⁶ Im Sommer 2012 wurde am CERN die Entdeckung eines Teilchens verkündet, das höchstwahrscheinlich das Higgs ist.

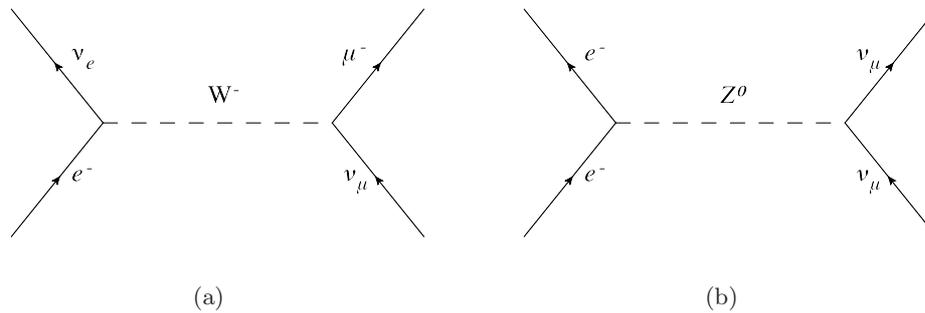


Abbildung 2.1: Feynman-Diagramm einer CC- (a) und NC-Reaktion (b). Es gilt die Konvention, dass die Zeitachse nach oben und die Raumachse nach rechts zeigt.

SPS⁷-Beschleunigers am CERN in einer Blaskammer⁸ nachgewiesen werden konnte, musste für den Nachweis der zugehörigen Austauscheteilchen W^\pm und Z^0 der SPS-Ring in einen Proton-Antiproton-Beschleuniger umgebaut und mit einer höheren Energie betrieben werden. 1983 konnten schließlich die Massen der W^\pm -Bosonen zu $80,399 \pm 0,023$ GeV und des Z^0 zu $91,1876 \pm 0,0021$ GeV bestimmt werden [Nak⁺10]. Aus ihrer Größe erklärt sich auch die geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung.

Bei der Streuung von Neutrinos an Nukleonen durch CC- und NC-Reaktionen unterscheidet man zwischen elastischer und inelastischer Streuung. Bei der elastischen Streuung bleiben die Reaktionspartner identisch. Das Neutrino tauscht mit dem zugehörigen Lepton lediglich kinetische Energie aus und der Impuls wird übernommen. Inelastische Streuungen zeichnen sich dadurch aus, dass neue Teilchen entstehen. Die kinetische Energie eines Ursprungsteilchens regt dabei einen Reaktionspartner auf einen höheren Energiezustand an. Beim anschließenden Übergang in den Grundzustand werden leichte Teilchen emittiert. Durch anschließenden Zerfall entstehen weitere Teilchen. Abbildung 2.2 zeigt exemplarisch zwei tiefinelastische Neutrino-Nukleon-Streuprozesse.

Noch vor der Formulierung des Standardmodells schlug der italienische Physiker Bruno Pontecorvo vor, dass Neutrinos, wie auch die neutralen Kaonen, Teilchen aus der Gruppe der Mesonen, als Überlagerung mehrerer Teilchen angenommen und mathematisch als Linearkombinationen dieser beschrieben werden können [Pon58]. Dabei betrachtete er auch die Möglichkeit der Umwandlung von Neutrinos in Anti-Neutrinos. Seine Arbeiten legen die Grundlagen für das heutige Verständnis der Neutrinooszillationen.

⁷ SPS: Super Proton Synchrotron

⁸ In einer Blaskammer werden die Spuren von geladenen Teilchen und Hadronen sichtbar gemacht.

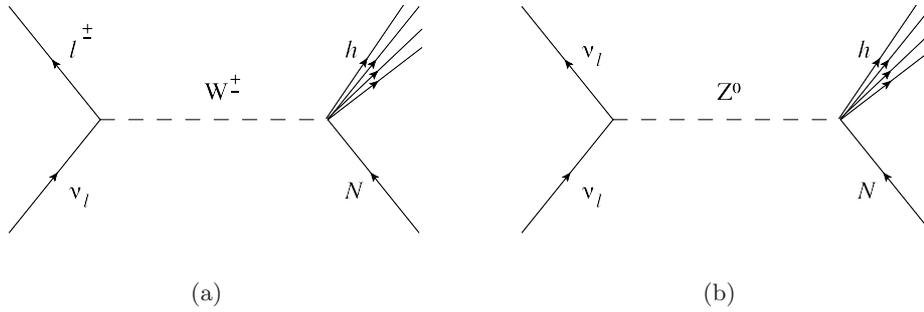


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm tiefinelastischer CC- (a) und NC-Reaktion (b) zwischen Neutrino ν mit Flavour l und Nukleon N . h bezeichnet auslaufende Hadronen.

2.3 Neutrinooszillationen

Der folgende Abschnitt befasst sich mit den Neutrinooszillationen. Dazu werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Oszillationen im Vakuum erläutert, sowie der spezielle Fall für einen Zwei-Flavour-Formalismus dargestellt. Anschließend wird auf Oszillationen in Materie und den sogenannten MSW-Effekt⁹ eingegangen.

2.3.1 Neutrinooszillationen im Vakuum

Unter Neutrinooszillation versteht man heute die Umwandlung von einer Neutrinofamilie in eine andere ($\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ mit $\alpha, \beta = \{e, \mu, \tau\}$ und $\alpha \neq \beta$)¹⁰ Voraussetzungen für diesen von Bruno Pontecorvo vorhergesagten Prozess sind Neutrino-Mischung und Massendifferenzen zwischen den verschiedenen Neutrinofamilien.

Die Flavour-Eigenzustände entsprechen nicht den Massen-Eigenzuständen der Neutrinos. Als Flavour-Eigenzustände wechselwirken die Neutrinos über die schwache Wechselwirkung [Kay08].

Die Massen-Eigenzustände $|\nu_i\rangle$ mit $i = \{1, 2, 3\}$ können als Linearkombination der Flavour-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ dargestellt werden:

$$|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{i\alpha} \cdot |\nu_\alpha\rangle . \quad (2.5)$$

Umgekehrt können ebenso die Flavour-Eigenzustände als Linearkombination der Massen-Eigenzustände geschrieben werden:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* \cdot |\nu_i\rangle . \quad (2.6)$$

⁹ Der MSW-Effekt ist nach den Physikern Stanislav Mikheyev, Alexei Smirnov und Lincoln Wolfenstein benannt.

¹⁰ α, β werden als Flavour (flavour, engl. Geschmack) bezeichnet.

Ein Flavour-Eigenzustand hat also keine feste Masse und ein Massen-Eigenzustand kein festes Flavour. Die Matrix U ist die unitäre PMNS-Matrix¹¹ [Mak⁺62]. Für unitäre Matrizen gilt:

$$U^\dagger U = 1, \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{i\beta}^* = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{i\alpha} U_{\alpha j}^* = \delta_{ij}, \quad (2.7)$$

mit $i, j = \{1, 2, 3\}$. Die experimentelle Entdeckung von Neutrino-Oszillationen impliziert, dass diese Matrix keine Einheitsmatrix sein kann, sondern die Flavour-Eigenzustände aus mehreren Massen-Eigenzuständen zusammensetzt – also gemischt – sind.

Ausgeschrieben in der allgemeinen Darstellung sieht Gleichung 2.6 aus wie folgt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{\mu 1} & U_{\tau 1} \\ U_{e2} & U_{\mu 2} & U_{\tau 2} \\ U_{e3} & U_{\mu 3} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Diese PMNS-Matrix ist analog zur bekannten CKM-Matrix¹² der Quark-Mischung aufgebaut [Gri⁺69]. Eine häufig verwendete Darstellung der Mischungsmatrix ist

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

da in dieser Parametrisierung die drei Mischungswinkel (θ_{23} , θ_{13} und θ_{12}) vollständig entkoppelt sind. Hierbei steht s_{ij} für $\sin(\theta_{ij})$ und c_{ij} entsprechend für $\cos(\theta_{ij})$. Neben den Mischungswinkeln ist der vierte unabhängige Parameter die CP-verletzende Dirac-Phase δ . CP-Verletzung bedeutet, dass die Invarianz physikalischer Gesetzmäßigkeiten verletzt ist, wenn nacheinander der Operator der Ladungskonjugation¹³ \hat{C} und eine Paritätstransformation¹⁴ \hat{P} ausgeführt werden. Ausmultipliziert hat die PMNS-Matrix folgende Darstellung:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

¹¹ PMNS: Nach den Physikern Bruno Pontecorvo, Ziro Maki, Masami Nakagawa und Shoichi Sakata benannte Mischungsmatrix

¹² CKM: Nach den Physikern Nicola Cabibbo, Makoto Kobayashi und Toshihide Maskawa benannte Mischungsmatrix im Quark-Sektor

¹³ charge, engl. Ladung; Der Operator \hat{C} tauscht Teilchen durch ihre Antiteilchen aus.

¹⁴ parity, engl. Parität; Der Paritätsoperator \hat{P} spiegelt die Raumkoordinaten.

Falls Neutrinos sogenannte Majorana-Teilchen sind, das heißt, die Teilchen gleichzeitig ihre Antiteilchen sind, muss zur Mischungsmatrix (Gleichung 2.9 bzw. 2.10) noch die Matrix M multipliziert werden:

$$M = \begin{pmatrix} e^{i\epsilon_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\epsilon_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

mit den beiden Majorana-Phasen ϵ_1 und ϵ_2 .

Neben der Neutrino-Mischung ist die zweite Voraussetzung für Neutrinooszillationen die bereits genannten Massendifferenzen zwischen den Neutrinofamilien. Das bedeutet, dass die Massenzustände paarweise verschieden sein müssen, damit es zu Phasendifferenzen in der Propagation kommen kann [Gri⁺69]. Somit dürfen nicht alle Massendifferenzen Δm_{ij} Null sein. Daraus folgt unmittelbar, dass nicht alle Massen der Neutrinofamilien gleich Null sein können.

Zur Ermittlung der Wahrscheinlichkeit $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$, dass sich ein Neutrino in der Zeit t von einem Flavour α zum Flavour β ändert, betrachten wir die Schrödinger-Gleichung der Massen-Eigenzustände in der zeitabhängigen Darstellung [Kay05]:

$$i \frac{\partial}{\partial \tau_i} |\nu_i(\tau_i)\rangle = m_i |\nu_i(\tau_i)\rangle. \quad (2.12)$$

τ_i gibt die Zeitkoordinate für den Massenzustand $|\nu_i\rangle$ im Ruhesystem des Teilchens an. Die Gleichung wird gelöst durch:

$$|\nu_i(t_i)\rangle = e^{-im_i t_i} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2.13)$$

Durch Transformation in das Laborsystem mit den Variablen L für die Strecke zwischen Erzeugung und Detektion und der benötigten Zeit t erhält man für die Phase in der Lösung der Wellengleichung:

$$-m_i \tau_i = -(E_i t - p_i L). \quad (2.14)$$

Die Größe E_i ist dabei die Energie und p_i der Impuls des Massen-Eigenzustandes. Die Lösung in 2.13 lässt sich nun schreiben als:

$$|\nu_i(t, L)\rangle = e^{-i[E_i t - p_i L]} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2.15)$$

Unter Annahme sehr kleiner Neutrinomassen ($m_i \ll E_i$) lässt sich der Impuls der Massenzustände nähern zu:

$$p_i = \sqrt{E_i^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E}. \quad (2.16)$$

Mit der Neutrinomischung aus Gleichung 2.6 und Einsetzen der Impulsentwicklung (Gleichung 2.16) in Gleichung 2.14 ergibt sich der Flavour-Eigenzustand zu:

$$|\nu_\alpha(E, L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} |\nu_i(0)\rangle. \quad (2.17)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, dass die Energie E für alle Massenzustände gleich ist, da sich nur so alle Zustände kohärent überlagern können [Lip06].

Die Übergangswahrscheinlichkeit entspricht dem Betragsquadrat der Übergangsamplitude:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)|^2. \quad (2.18)$$

Diese Übergangsamplitude lässt sich nun unter Ausnutzung der Orthonormalitätsrelation $\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle = \delta_{\alpha\beta}$ darstellen als:

$$A(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i U_{\alpha i}^* e^{-iE(t-L) - im_i^2 \frac{L}{2E}} U_{i\beta}. \quad (2.19)$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit ergibt sich aus den Gleichungen 2.18 und 2.19:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_i \sum_j (U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) e^{-i\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E}}, \quad (2.20)$$

wobei $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ gilt. Der Term $E(t-L)$ fällt hierbei weg, da er für alle sich überlagernden Neutrinos gleich ist und damit nicht zur Oszillation beitragen kann.

Nun wird die Möglichkeit der Darstellung von komplexen Exponentialfunktionen als trigonometrische Funktionen sowie die Unitarität der Mischungsmatrix (vgl. Gleichung 2.7) ausgenutzt. Die allgemeine Darstellung der Übergangswahrscheinlichkeit ist demnach:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{i\beta} U_{j\alpha} U_{\beta j}^*) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (2.21)$$

Die Oszillationsformel von Anti-Neutrinos erhält man mit Hilfe des CPT-Theorems, das besagt, dass die physikalischen Gesetzmäßigkeiten erhalten bleiben, wenn nacheinander der Operator der Ladungskonjugation, der Parität und der Zeitumkehr ausgeführt werden. Die Gleichung wird dabei analog zu Gleichung 2.21 hergeleitet. Die Oszillationsparameter sind in verschiedenen Experimenten, auf die im folgenden Kapitel noch eingegangen wird, ermittelt worden. Tabelle 2.2 stellt alle aktuellen Werte der Parameter der Neutrinooszillation (Mischungswinkel und Massenquadrate) zusammen. Dazu gehören der wahrscheinlichste Wert (*best fit*) mit dem Fehler 1σ sowie die erlaubten Bereiche mit 2σ und 3σ .

Die Differenzen der Massenquadrate Δm_{31}^2 und Δm_{21}^2 unterscheiden sich dabei um zwei Größenordnungen. Entsprechend ist $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$. Zwei Neutrinofamilien haben also eine ähnliche Masse und die dritte eine deutlich abweichende. Die Frage nach der sogenannten Massenhierarchie, also welche Anordnung die drei Massen haben, ist noch nicht geklärt. Abbildung 2.3 verdeutlicht die beiden Möglichkeiten der sogenannten *normalen* und der *invertierten* Massenhierarchie. Aufgrund der

Tabelle 2.2: Zusammenstellung der Neutrinooszillationsparameter. Bei Δm_{31}^2 , $\sin^2 \theta_{23}$ und $\sin^2 \theta_{13}$ beziehen sich die oberen Werte auf die sogenannte normale und die unteren Werte auf die invertierte Massenhierarchie. Quelle: [Sch⁺11a, Sch⁺11b]

Parameter	<i>best fit</i> $\pm 1\sigma$	2 σ -Bereich	3 σ -Bereich
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	$7,59_{-0,18}^{+0,20}$	7,24 – 7,99	7,09 – 8,19
$\Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	$2,50_{-0,016}^{+0,09}$ $-(2,4_{-0,09}^{+0,08})$	2,25 – 2,68 $-(2,23 - 2,58)$	2,14 – 2,76 $-(2,13 - 2,67)$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,312_{-0,015}^{+0,017}$	0,28 – 0,35	0,27 – 0,36
$\sin^2 \theta_{23}$	$0,52_{-0,07}^{+0,06}$ $0,52 \pm 0,06$	0,41 – 0,61 0,42 – 0,61	0,39 – 0,64
$\sin^2 \theta_{13}$	$0,013_{-0,005}^{+0,007}$ $0,016_{-0,006}^{+0,008}$	0,004 – 0,028 0,005 – 0,031	0,001 – 0,035 0,001 – 0,039

ähnlichen Massendifferenzen unterscheidet man dabei nur zwei Massendifferenzen und nennt sie solar ($\Delta m_{solar}^2 = \Delta m_{21}^2$), da der Wert aus Experimenten mit solaren Neutrinos gewonnen wird, und entsprechend atmosphärisch ($\Delta m_{atm}^2 \approx \Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$).

Die Parametrisierung der Mischungsmatrix aus Gleichung 2.9 hat genau diese atmosphärische (1. Term) und solare Mischung (3. Term) getrennt dargestellt.

Neben der Massenhierarchie gibt es noch eine Reihe von weiteren ungeklärten Fragen im Bereich der Neutrinoophysik. Dazu gehört zunächst die Messung aller Elemente der Mischungsmatrix. Desweiteren sind die Fragen, ob die CP-Invarianz verletzt wird und ob Neutrinos Majorana-Charakter besitzen, noch offen. Die beobachtete Neutrinomasse, die Voraussetzung für Neutrinooszillationen ist, wird nicht durch das aktuelle Standardmodell der elektroschwachen Kraft beschrieben. Auch besteht die Möglichkeit eines vierten Neutrinos das nicht an der schwachen

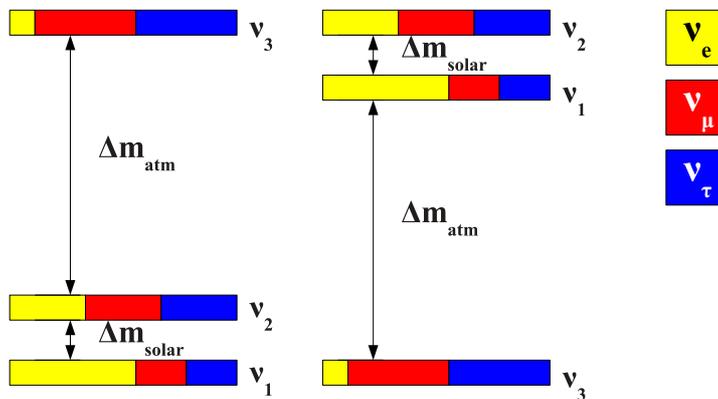


Abbildung 2.3: Möglichkeiten der Massenhierarchien. Die Massenhierarchie kann normal (links) oder invertiert (rechts) sein.

Wechselwirkung teilnimmt und daher als *steriles* Neutrino bezeichnet wird. Dann müsste für Neutrinooszillationen ein 4-Flavour-Formalismus berücksichtigt werden. Auf die Experimente, die diese und andere Fragen untersuchen geht Kapitel 3 ein. Für Experimente wie OPERA, welche näherungsweise nur die Umwandlung zwischen zwei Flavours beobachten, genügt es, die Neutrinooszillation im vereinfachten 2-Flavour-Formalismus zu betrachten, der im nun folgenden Abschnitt zusammengefasst wird.

2.3.2 2-Flavour-Oszillationen

Betrachtet man die Oszillation zwischen zwei Flavours, kann der Oszillationsformalismus entsprechend vereinfacht werden. Aufgrund der besonderen Werte der Oszillationsparameter (vergleiche Tabelle 2.2) mit sehr kleinem Mischungswinkel θ_{13} und ähnlichen Massenquadratdifferenzen für die atmosphärischen Oszillationen $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ sind solare ($\Delta m_{solar}^2, \theta_{solar}$) und atmosphärische Oszillationen ($\Delta m_{atm}^2, \theta_{atm}$) in erster Näherung entkoppelt [Akh⁺04]. Die Mischungsmatrix wird zu einer zweidimensionalen Drehmatrix ohne die Phase δ der allgemeinen Form:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Da OPERA die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ untersucht, kann man sich hier entsprechend auf die beiden Flavour-Eigenzustände ν_μ und ν_τ (und die Massen-Eigenzustände ν_2 und ν_3) beschränken:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Für die Oszillationswahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$ erhält man:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta_{23}) \sin^2\left(\Delta m_{23}^2 \frac{L}{4E}\right). \quad (2.24)$$

Abbildung 2.4 verdeutlicht den 2-Flavour-Formalismus für die Oszillation von Myon- in Tau-Neutrino grafisch. Der schwache Eigenzustand ν_μ ist aus mehreren Massenzuständen gemischt. Die Phasendifferenz zwischen den relevanten Masse-Eigenzuständen ν_2 und ν_3 oszilliert während der Ausbreitung. Ein anderer Flavour-Eigenzustand ν_τ kann nachgewiesen werden.

2.3.3 Oszillation in Materie

Die bisherigen Erklärungen zur Neutrinooszillation gingen von der Ausbreitung im Vakuum aus. Wenn der betrachtete Neutrinostrahl Materie durchdringt, müssen die Wechselwirkungen der Neutrinos mit den Materieteilchen Berücksichtigung finden [Wol78]. Neutrinos können über die schwache Kraft mit Elektronen, Protonen und Neutronen wechselwirken. Alle Flavours wechselwirken über den

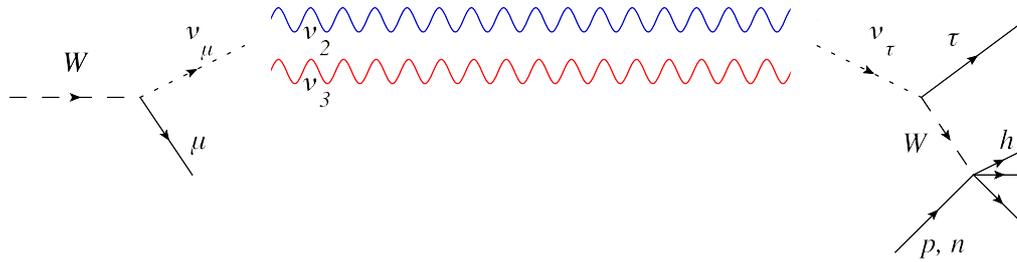


Abbildung 2.4: Prinzip der Neutrinooszillation: Es entsteht ein schwacher Eigenzustand, der aus mehreren Massenzuständen gemischt ist. In der Propagation ändert sich die Phasendifferenz. Ein anderer Eigenzustand kann nachgewiesen werden. Hier dargestellt ist exemplarisch der für OPERA wesentliche 2-Flavour-Fall mit einer Oszillation vom Myon- in ein Tau-Neutrino.

Austausch eines Z^0 (NC-Reaktion) und allein das Elektron-Neutrino zusätzlich über eine CC-Reaktion mit den Elektronen. Durch diese weitere Möglichkeiten der Vorwärtsstreuung der Neutrinos in CC-Reaktionen werden Mischungswinkel und Oszillationslänge von der Elektronendichte abhängig. Für die verschiedenen Neutrino-Generationen sind die relativen Oszillationsphasen gleich. Im Experiment OPERA sind diese Materieeffekte allerdings minimal und können vernachlässigt werden [Giu⁺03].

Wenn Schwankungen in der Elektronendichte im Verlauf des Neutrinostrahls auftreten, kommt es zusätzlich zu dem nach seinen Entdeckern Stanislav Mikheyev, Alexei Smirnov und Lincoln Wolfenstein benannten MSW-Effekt [Mik⁺89]. Bei diesem Resonanzeffekt werden die Oszillationswahrscheinlichkeiten verstärkt. In der Sonne herrscht eine hohe Elektronendichte. Daher tritt der MSW-Mechanismus vor allem bei der Beobachtung der solaren Neutrinos auf.

Kapitel 3

Experimente der Neutrinophysik

26 Jahre nach dem Postulat des Neutrinos 1930 durch Wolfgang Pauli erfolgte am Savannah River Reaktor der erste experimentelle Nachweis dieses neuen Teilchens durch Reines und Cowan. In Brookhaven konnte 1962 bestätigt werden, dass es eine zweite Neutrinosorte gibt, das Myon-Neutrino. Das dritte, Tau-Neutrino genannt, wurde im Jahr 2000 beim Experiment DONUT experimentell nachgewiesen. Die Messungen der Z^0 -Zerfallsbreiten am CERN hatten 1989 gezeigt, dass es genau drei leichte Neutrinosorten geben muss (vergleiche Abschnitt 2.1).

Viele Experimente im Bereich der Neutrinophysik sollten folgen. Das vorliegende Kapitel gibt einen Überblick über die wichtigsten Experimente. Die wesentlichen Fragestellungen der Experimente sind die Bestimmung aller Parameter, die die Neutrinooszillation beschreiben, also alle Matrixelemente der PMNS-Matrix, die absolute Masse, die Massenhierarchie, die Überprüfung der CP-Verletzung im leptonen Sektor sowie die Frage, ob es sich bei Neutrinos um Majorana- oder Dirac-Teilchen handelt.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Neutrinoexperimente einzuteilen, beispielsweise nach Energiebereich der untersuchten Neutrinos oder nach Art des Detektors. Eine übersichtliche Einteilung erfolgt nach den unterschiedlichen Neutrinoquellen. Dabei unterscheidet man grob zwischen künstlichen und natürlichen Quellen (vergleiche [Sch97]). Zu den natürlichen Quellen zählt man neben den atmosphärischen und solaren Neutrinos die Supernova-Neutrinos¹ sowie weitere Neutrinos aus kosmischer Hintergrundstrahlung² und Geoneutrinos. Bei den künstlichen Quellen seien im Wesentlichen die Reaktor-Neutrinos und Neutrinos aus Beschleunigern erwähnt.

¹ Eine Supernova (Plural: Supernovae) ist eine Sternexplosion, bei der der Stern hell aufleuchtet.

² Für Oszillationsexperimente sind Supernovae-Neutrinos und kosmische Neutrinos nicht nutzbar, da Supernovae nicht vorhersagbar und selten zu beobachten sind und kosmische Hintergrundstrahlung im Allgemeinen niederenergetisch ist.

Solare Neutrinos

In der Sonne entstehen Neutrinos bei Fusionen von Protonen zu einem Helium-Kern der Form



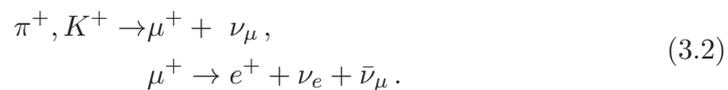
was im Standard-Sonnen-Modell (SSM) beschrieben wird. Dabei spielen zwei Prozesse eine wesentliche Rolle, die Proton-Proton-Kette und der sogenannte CNO³-Zyklus:

Bei der Proton-Proton-Kette (*pp-Zyklus*) fusionieren zwei Protonen direkt. Anschließend verlaufen weitere Fusionsprozesse. Durch den pp-Zyklus erfolgt der Hauptanteil der Energieerzeugung in der Sonne.

Im *CNO-Zyklus*, auch Bethe-Weizsäcker-Zyklus genannt, findet eine Fusion von einem Proton mit einem schwereren Element statt. Allgemein wird die Fusion von Wasserstoff zu Helium in Sternen wie der Sonne auch als Wasserstoffbrennen bezeichnet.

Atmosphärische Neutrinos

Kosmische Strahlung kann in der oberen Erdatmosphäre Teilchenreaktionen und sogenannte Luftschauer hervorrufen. Die geladenen Teilchen, zumeist Protonen, reagieren dabei mit Nukleonen, wobei zahlreiche Sekundärreaktionen, sogenannte hadronische Schauer, ausgelöst werden. Dabei hauptsächlich entstehende, positiv geladene Pionen und Kaonen zerfallen anschließend in Myonen, die in Positronen und Neutrinos aufgehen:



Desweiteren können K^0 und negativ geladene Teilchen aus wenigen Elektronen und Photonen der kosmischen Strahlung entstehen.

Insgesamt erwartet man bei einfacher Betrachtung etwa doppelt so viele Myon- und Anti-Myon-Neutrinos wie Elektron- und Anti-Elektron-Neutrinos. Diese Rate ließ sich aber experimentell nicht bestätigen, da einige Myon- in Tau-Neutrinos oszillieren.

Reaktor-Neutrinos

An Kernreaktoren entstehen durch den β^- -Zerfall aus Neutronen ausschließlich Anti-Elektron-Neutrinos:



Bei jeder Kernspaltung entstehen im Mittel sechs Neutrinos. Das Energiespektrum reicht bis etwa 8 MeV.

³ Der Begriff CNO-Zyklus ist auf die an der Reaktion beteiligten Elemente Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O) zurückzuführen.

Bei den reinen Oszillationsexperimenten unterscheidet man generell zwischen *Appearance*- und *Disappearance*-Experimenten:

Appearance-Experiment Ein Flavour ν_α wird von einer Neutrinoquelle ausgesendet. In einem entfernten Detektor wird eine andere Neutrinoart $\nu_\beta \neq \nu_\alpha$ nachgewiesen.

Disappearance-Experiment Der aus einer Neutrinoquelle gesendete Flavour ν_α wird in der Nähe und in großer Entfernung zur Quelle bestimmt. Der Neutrinofluss und die Flavourverhältnisse der Quelle sind aus theoretischen Überlegungen bekannt oder werden – wenn vorhanden – im nahen Detektor gemessen. Im fernen Detektor ist die Anzahl der daraus erwarteten Flavour ν_α durch die Oszillation $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ verringert.

In diesem Kapitel werden die Experimente, die für die Neutrinophysik eine wichtige Rolle spielen, zusammengestellt. Dabei wird eine Einteilung nach der jeweiligen Neutrinoquelle vorgenommen, auch wenn im Einzelfall hier keine klaren Grenzen zu ziehen sind. Beginnend mit dem solaren Neutrinorätsel geht es zu den Experimenten mit atmosphärischen Neutrinos. Anschließend werden die Experimente mit Neutrinos, die aus Reaktoren stammen, sowie Beschleunigerexperimente vorgestellt. Zukünftige Experimente beschreibt Abschnitt 3.5. Eine Einordnung des speziellen Experimentes OPERA in das Gesamtbild aller Neutrinoexperimente nimmt der letzte Abschnitt vor.

3.1 Das solare Neutrinorätsel

Mit den Untersuchungen zur Bestätigung des Standard-Sonnen-Modells (SSM) in den 60er Jahren des 20. Jahrhunderts wurden überraschende Ergebnisse erzielt, die später als das solare Neutrinorätsel bekannt wurden. Der gemessene Neutrinofluss der solaren Neutrinos, der auf der Erde ankommt, entsprach dabei nur einem Bruchteil des Flusses, den man aus den Vorhersagen des SSM erwartet. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Umwandlung von Elektron-Neutrinos in Myon- und Tau-Neutrinos [Ham96].

Homestake Eines der Experimente zur Untersuchung des SSM ist das nach der Mine⁴, in der es aufgebaut war, benannte Homestake-Experiment. Hier wurde zum ersten Mal der solare Neutrinofluss bestimmt [Dav64]. Dazu wurde in 1400 m Tiefe ein, mit 615 t Tetrachlorethylen (C_2Cl_4) gefüllter, Tank installiert. Über die Reaktion $^{37}Cl + \nu_e \rightarrow ^{37}Ar + e^-$ kann, durch Auswertung der Argon-Zerfälle, der Neutrinofluss ermittelt werden. Dazu wurden die Zerfälle mit

⁴ Homestake Gold Mine in Lead, South Dakota, USA

einem Proportionalzähler gezählt. Es handelt sich daher um ein sogenanntes radiochemisches Experiment. Homestake hat zwischen 1970 und 1996 Daten genommen. Der gemessene Fluss von Neutrinos entsprach dabei rund einem Drittel des erwarteten Wertes [Lan⁺90]. Dieses Neutrino Defizit wird oft als das *solare Neutrino Defizit* bezeichnet, das später durch Oszillationen erklärt werden konnte [Dav93, Lan⁺99].

SAGE Ein weiteres radiochemisches Experiment war das 1990 im kaukasischen BNO⁵-Untergrundlabor gebaute SAGE⁶-Experiment. Als Target wurde hier Gallium statt Chlor eingesetzt. In der Reaktion ${}^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ entstehendes Germanium wurde ebenso durch einen Proportionalzähler analysiert [Aba⁺91]. SAGE hat bis 1993 Daten genommen. Wie auch beim folgenden Gallium-Experiment wurde eine Neutrinoflussrate von etwa 60 % des erwarteten Wertes ermittelt [Abd⁺94].

Gallex und GNO Ebenfalls mit Gallium arbeitete Gallex (Gallium Experiment) von 1990 bis 1997 [Ans⁺92, Kae⁺10], das später als GNO⁷ bis 2003 fortgesetzt wurde [Alt⁺05]. Vorteil gegenüber Homestake ist bei allen Gallium-Experimenten die niedrigere Schwellenergie, mit der auch die Neutrinos aus dem pp-Zyklus und damit nahezu alle Neutrinos aus der Sonne nachgewiesen werden können. Gallex befand sich im LNGS-Untergrundlabor, in dem später auch das OPERA-Experiment gebaut wurde. Die gemessene Neutrinorate lag in einem ähnlichen Bereich wie bei SAGE.

SNO Am SNO⁸-Experiment, das in einem etwa 2 km tiefen Labor aufgebaut ist, wurden 1999 bis 2006 Daten genommen [Bog⁺00]. Der SNO-Detektor besteht aus einer mit 1000 t schwerem Wasser (D₂O) gefüllten Kugel innerhalb eines mit leichtem Wasser (H₂O) gefüllten Tankes. Granitfelsen um den Detektor schirmt das Experiment gegen kosmische Hintergrundstrahlung ab [Aar⁺87].

Beim Durchgang von schnellen Elektronen durch das Wasser entsteht Čerenkov-Strahlung⁹, die von insgesamt 9700 Photomultipliern (PMT), die den Targetbereich umgeben, registriert werden. Über verschiedene Prozesse können in

⁵ BNO: Baksan Neutrino Observatory

⁶ SAGE: Soviet American Gallium Experiment

⁷ GNO: Gallium Neutrino Observatory

⁸ SNO: Sudbury Neutrino Observatory

⁹ Čerenkov-Strahlung, benannt nach seinem Entdecker Pavel Alexeevič Čerenkov, ist eine elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn sich geladene Teilchen in Materie mit höherer Geschwindigkeit als der Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in diesem Medium bewegen.

den Detektor eindringende Neutrinos wechselwirken. Alle Flavours ($\alpha = \{e, \nu, \tau\}$) wechselwirken über NC-Reaktionen und elastische Streuung (ES):

$$\nu_\alpha + d \rightarrow n + p + \nu_\alpha \quad (\text{NC}). \quad (3.4)$$

$$\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^- \quad (\text{ES}). \quad (3.5)$$

Elektronneutrinos können zusätzlich mit den Nukleonen des Deuteriums d zu einem Proton und einem Elektron über den neutrinoinduzierten Betazerfall reagieren:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (\text{CC}). \quad (3.6)$$

Die Datennahme bei SNO verlief in drei Phasen [Aha⁺11]: In der ersten Phase (1999–2001) wurde nur mit schwerem Wasser (D₂O) gemessen. Das bei NC-Reaktionen entstehende Neutron wird eingefangen ($n + d \rightarrow {}^3\text{H} + p + \gamma$). Durch das Photon (γ) wird ein elektromagnetischer Schauer ausgelöst, der Čerenkov-Strahlung aussendet, die mit den PMTs nachgewiesen werden kann. In der zweiten Phase (2001–2003) wurden dem Wasser noch 2 t NaCl hinzugefügt. Der Nachweis erfolgt hier analog. Allerdings ist hier der Neutroneneinfang (${}^{35}\text{Cl} + n \rightarrow {}^{36}\text{Cl} + \gamma + 8,6 \text{ MeV}$) durch höherenergetische γ besser und es gibt entsprechend eine höhere Einfangrate. Zur dritten Phase (2004–2006) sind mit Helium gefüllte Driftröhren im Tank installiert worden. Dadurch wurde die Rate des Neutroneneinfangs weiter verbessert und es gab die Möglichkeit, einzelne Ereignisse zu analysieren. Insbesondere die Unterscheidung zwischen NC-Reaktionen und CC (beziehungsweise ES) wurde dadurch optimiert.

Die Gesamtuntersuchung von NC-Ereignissen für alle Neutrino Flavours auf der einen Seite sowie ausschließlich mit ν_e stattfindende CC-Reaktionen und ν_e -dominierte Streuung auf der anderen Seite hat gezeigt, dass der Gesamtfluss einem im SSM vorhergesagten Wert folgt, während für die Elektron-Neutrinos wieder ein niedrigerer Wert gesehen wurde. So konnten im Jahr 2002 Oszillationen von solaren Neutrinos durch das SNO nachgewiesen werden [Ana⁺02, Bel04].

Das Nachfolgeprojekt **SNO+** nutzt die gleiche Infrastruktur wie SNO. Allerdings wird das schwere Wasser durch flüssigen Szintillator¹⁰ ersetzt [Che08]. Neutrinos können hier wechselwirken. Entstehende geladene Teilchen erzeugen Licht, das in den weiter genutzten PMTs registriert wird. Während bei SNO Čerenkov-Strahlung erzeugt wurde, wird SNO+ nun deutlich mehr Photonen über Szintillationsprozesse erzeugen. Neben der höheren Sensitivität werden außerdem Neutrinos auch mit kleineren Energien nachgewiesen.

Borexino Ein weiteres Flüssigszintillator-Neutrinoexperiment ist das im Gran-Sasso-Labor in Italien positionierte Borexino-Experiment, das seit 2007 Daten

¹⁰ Szintillator ist ein Material, das beim Durchgang von energiereichen Photonen und geladenen Teilchen angeregt wird und dabei Licht aussendet.

nimmt. Mit 300 t Szintillator werden auch nieder- und mittlere energetische solare Neutrinos über Neutrino-Elektron-Streuung in rund 2200 PMTs nachgewiesen [Tar01, Ali⁺09]. Bei Borexino konnten auch monoenergetische Neutrinos aus dem Einfang von Elektronen in ^7Be sowie ^8B detektiert werden. Damit konnte das Experiment Neutrinooszillationen und Teile des SSM verifizieren [Bel⁺11].

Zwei wichtige Experimente zur Untersuchung der solaren Neutrinos waren Kamiokande und Super-Kamiokande in Japan. Da sie gleichzeitig wichtige Erkenntnisse im Bereich der atmosphärischen Neutrinos lieferten, werden sie im folgenden Abschnitt behandelt.

3.2 Atmosphärische Neutrinoexperimente

Atmosphärische Neutrinos wurden – wie auch die solaren – unter anderem in den Experimenten wie Kamiokande und Super-Kamiokande gemessen. Dieser Abschnitt umfasst neben diesen beiden Wasser-Čerenkov-Detektoren auch die kalimetrischen Detektoren MACRO und Soudan2.

Kamiokande Der Kamiokande¹¹-Detektor stand in einer Mine in der japanischen Gemeinde Kamioka. Die eigentliche Aufgabe war seit 1983 die Untersuchung der Stabilität des Protons [Kos92]. Dazu wurden etwa 2000 t Wasser als Target – umgeben von rund 300 PMTs – verwendet. Protonenzerfälle konnten nicht beobachtet werden. Seit 1987 wurden allerdings auch solare und atmosphärische Neutrinoereignisse untersucht [Hir⁺88, Hir⁺89]. Dabei konnte die Sonne erstmals in winkelabhängigen Messungen eindeutig als Neutrinoquelle identifiziert werden [Hat⁺98]. Die Flussrate zeigte ebenso wie frühere Messungen ein deutliches Neutrinodefizit im Vergleich zu den Vorhersagen aus dem SSM. Kamiokande nahm bis 1995 Daten.

Super-Kamiokande Mit Super-Kamiokande wurde 1996 das vergrößerte Nachfolge-Experiment von Kamiokande gestartet. Es handelt sich um einen Wasser-Čerenkov-Detektor mit 50 kt reinem Wasser in der Kamioka-Mine [Fuk⁺03]. Zwischen 1996 und 2001 nahmen rund 11 000 PMTs Daten. Bis 2007 wurde mit etwa halb so vielen PMTs weitergemessen.¹² Mit Super-Kamiokande werden sowohl solare als auch atmosphärische Neutrinos untersucht. Deren Unterscheidung ist möglich, da entstehende Myonen aus dem atmosphärischen Sektor keine Schauer bilden und einen scharfen Ring aus Čerenkov-Licht in

¹¹ Kamiokande: Kamioka Nucleon Decay Experiment

¹² Durch einen Unfall im Jahr 2001 wurden etwa die Hälfte der PMTs zerstört. Die übrigen wurden anschließend gleichmäßig verteilt und die Messung fortgesetzt. Seit 2007 sind die fehlenden PMTs ersetzt und somit wieder alle in Betrieb.

den PMTs bilden. Auswertungen von Super-Kamiokande, insbesondere die der ${}^8\text{B}$ -Neutrino-flüsse, haben die Neutrino-defizite gegenüber dem SSM bestätigt [Abe⁺11b]. Außerdem wurden im atmosphärischen Sektor den Erwartungen entsprechend genügend Elektron-Neutrinos gefunden [Kaj01], während der Fluss der Myon-Neutrinos niedriger ausfiel, was einer Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in einem Disappearance-Experiment entspricht. Dazu wurden winkelabhängige Messungen durchgeführt und der ν_μ -Fluss im Zenitbereich mit dem der Myonen, die erst vom Entstehungsort eine weite Strecke durch die Erde gelangen müssen, verglichen. Durch einen breiten Bereich des Verhältnisses der Oszillationslänge zur Strahlenergie (L/E) konnte Super-Kamiokande auch die entsprechenden Oszillationsparameter bestimmen. Durch einen großen Satz von gemessenen Daten konnten auch erwartete Tag-Nacht- sowie jahreszeitliche Schwankungen gemessen werden.

MACRO Das am Gran-Sasso-Labor installierte MACRO¹³-Experiment nahm 1994–2000 Daten und hatte als Hauptaufgabe, magnetische Monopole zu suchen, konnte aber auch Neutrinos aus kosmischer Strahlung messen und so in Echtzeit Supernovae-Neutrinos überwachen [Dem⁺86]. Aufgebaut waren dazu *Streamertubes*¹⁴ und 550 t Flüssigszintillator. Eine hohe Winkelauflösung ermöglichte, die Hinweise auf Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ zu untermauern [Gia05].

Soudan2 In der gleichnamigen Mine in Minnesota (USA) wurden in einem Gas-Kalorimeter¹⁵ zwischen 1998 und 2001 Daten genommen [Thr89]. Hauptaufgabe war wie bei Kamiokande die Vermessung des Protonenzerfalls. Es konnten aber auch atmosphärische Neutrinos gemessen werden. Dabei wurde unter anderem die Rate von gemessenen Neutrino-Flavours (Elektron- und Anti-Elektron- im Vergleich zu Myon- und Anti-Myon-Flavour) zu den erwarteten Werten in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Super-Kamiokande bestimmt [All⁺99, San⁺03].

3.3 Reaktorexperimente

In vielen Reaktorexperimenten dienen laufende Kernreaktoren als Neutrinoquelle. Da die Energie der erzeugten Anti-Elektron-Neutrinos geringer ist als die Ruhemassen von Tauonen oder Myonen, können an Reaktoren keine *Appearance*-Experimente stattfinden.

Alle Reaktorexperimente haben ein ähnliches Messprinzip. Es wird das durch inverse Betazerfälle entstehende Positronenspektrum vermessen. Daraus kann dann

¹³ MACRO: Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

¹⁴ Streamertubes sind Detektoren, die mit Gas gefüllt sind und unter Hochspannung stehen, so dass es durch geladene Teilchen zu Entladungen kommt, die nachgewiesen werden können.

¹⁵ Kalorimeter sind Messinstrumente zur Bestimmung der Energie von Teilchen. Eindringende Teilchen werden dazu abgebremst und die freiwerdende Energie bestimmt.

auf das Neutrinospektrum zurückgeschlossen werden. Die Messungen erfolgen dann entweder mit mehreren Detektoren in unterschiedlichen Entfernungen, wobei die Detektoren dann entsprechend Nah- oder Ferndetektor genannt werden, oder das gemessene Neutrinospektrum muss mit bekannten Vorhersagen verglichen werden.

Kamland An der Stelle des ehemaligen Kamiokande-Detektors (vergleiche Abschnitt 3.2) steht seit 2002 das Experiment Kamland¹⁶. Der mit 1 kt Flüssigszintillator gefüllte und von 1900 PMTs überwachte Tank ist der größte Detektor zur Messung von Reaktor-neutrinos. Umgeben ist dieser von Wasser und weiteren PMTs als Veto¹⁷ [Det05]. Nachgewiesen werden $\bar{\nu}_e$ von mehreren Kernreaktoren in der Umgebung mit einem mittleren Abstand von 180 km über den inversen Betazerfall ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$). Durch den kugelförmigen Detektoraufbau und Messung in alle Raumrichtungen können auch solare Neutrinos sowie sogenannte Geo-Neutrinos, die im Erdmantel bei radioaktiven Zerfällen entstehen, nachgewiesen werden. Bei Kamland konnten $\bar{\nu}_e$ -Oszillationen gezeigt und der solare Mischungswinkel aus früheren Experimenten bestätigt werden. Kamland hat damit einen wichtigen Beitrag zur Bestimmung von Δm_{21}^2 und $\sin^2 \theta_{12}$ geleistet [Abe⁺08, Gan⁺11].

Chooz Auf dem Gelände des Kernkraftwerkes Chooz in Frankreich führte das gleichnamige Experiment mithilfe von etwa 5 kt Flüssigszintillator Messungen mit Reaktor-neutrinos durch [Apo⁺03]. Zwischen April 1997 und Juli 1998 wurden Daten aufgenommen. Der Nachweis erfolgt über den inversen Betazerfall. Während das entstehende Positron Szintillationslicht erzeugt, das in etwa 200 PMTs nachgewiesen werden kann, ist für eine bessere Einfangrate der Neutronen Gadolinium (Gd) beigefügt worden. Unter Aussendung von Gammastrahlung geht Gadolinium in den Grundzustand über. Mit Chooz wurde das bis dahin genaueste Limit für θ_{13} gemessen [Apo⁺99].

Das Nachfolgeprojekt **Double Chooz** hat die präzisere Bestimmung des Mischungswinkels zum Ziel [Ard⁺06]. Dazu werden zwei nahezu identische Detektoren in einem Abstand von 400 m und 1050 m vom Kernreaktor gebaut, von denen einer bereits in Betrieb ist. Etwa 500 PMTs für einen Targetbereich und 200 PMTs für einen Vetobereich nehmen Daten in den Flüssigszintillatordetektoren. Die Datennahme begann 2010 und soll etwa 5 Jahre dauern. Im November 2011 konnten erste Ergebnisse mit $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,085 \pm 0,051$ veröffentlicht werden [Kuz11].

¹⁶ Kamland: Kamioka Liquid-Szintillator Anti-Neutrino Detector

¹⁷ Veto (lat. ich verbiete) ist ein Detektorteil, mit dem Fehlinterpretationen durch andere von außen in einen Detektor eindringende Teilchen wie beispielsweise kosmische Strahlung vermieden werden kann.

Palo Verde An der *Palo Verde Nuclear Generating Station* in Arizona waren drei Reaktoren in 750–890 m Entfernung zu einem 12 t Flüssigszintillator in Betrieb. Auch bei Palo Verde konnten im Einklang mit Chooz keine Hinweise auf das Verschwinden von $\bar{\nu}_e$ gefunden werden [Boe⁺01].

Daya Bay An den chinesischen Kernkraftwerken Daya Bay und LingAo nehmen seit Sommer 2011 drei Detektoren Daten [Wan11]. Neben den zwei bestehenden Kernkraftwerken ist mit LingAo II das dritte mit auch jeweils zwei Reaktoren 2010 ans Netz gegangen. Mit dann 17,4 GW Gesamtleistung ist dies einer der größten Kernkraftwerkkomplexe der Welt. Zwei Nah- und ein Ferndetektor haben einen Abstand zu den Reaktoren zwischen 250 m und 2,5 km. Wichtigstes Ziel ist die präzise Vermessung von θ_{13} [Guo⁺07]. Im März 2012 veröffentlichte die Kollaboration den Wert des Mischungswinkels mit $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,092 \pm 0,017$ und schloss dabei die Nichtoszillationshypothese mit $5,2\sigma$ aus [An⁺12].

RENO Das kürzlich gestartete RENO¹⁸-Experiment ist ein Neutrino-Experiment in Korea mit dem Ziel, θ_{13} mit einem Limit von $\sin^2(2\theta_{13}) < 0,02$ zu bestimmen. Das benachbarte Yonggwang Kernkraftwerk hat sechs Reaktoren und eine thermischen Leistung von 16,4 GW. Zwei – wie bei Chooz mit Gadolinium optimierte – Flüssigszintillator-Detektoren im Abstand von 290 m und 1,4 km nehmen Daten [Ahn⁺10]. Die für 3 Jahre geplante Datennahme begann im August 2011 [Jan11]. Als erstes Ergebnis konnte im April 2012 $\sin^2(2\theta_{13}) = 0,103 \pm 0,013$ (stat.) $\pm 0,011$ (syst.) veröffentlicht werden [Kim⁺12].

3.4 Beschleunigerexperimente

Neutrinos können in Teilchenbeschleunigern systematisch erzeugt werden. Beim Experiment OPERA dient dazu der CNGS-Neutrinostrahl, der in Abschnitt 4.2 genauer erklärt wird. Allgemein werden Protonen auf ein festes Target geschossen, wobei andere Teilchen entstehen, die am Ende unter anderem in die schwach wechselwirkenden Neutrinos zerfallen.

Aus Gleichung 2.24 für die Oszillationswahrscheinlichkeit wird deutlich, dass keine Oszillation stattfindet, wenn der Faktor

$$\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4 E}\right)$$

Null wird. Strahlenergie E und Oszillationslänge L müssen demzufolge so gewählt werden, dass dieser Term beim jeweils zu untersuchenden Massenquadrat Δm^2 maximiert wird.

¹⁸ RENO: Reactor Experiment for Neutrino Oscillations

Bei den Beschleunigerexperimenten unterscheidet man zwischen *Long-Baseline*- und *Short-Baseline*-Experimenten¹⁹. Bei Entfernungen zwischen Neutrinoquelle und Detektor von $L \leq 1$ km handelt es sich um ein *Short-Baseline*-Experiment, bei $L \gg 1$ km um ein *Long-Baseline*-Experiment. Aber auch bei Reaktorexperimenten ist diese Unterscheidung sinnvoll und so wird beispielsweise Kamland mit einer mittleren Entfernung zwischen Produktion und Detektion der Neutrinos von 180 km (vergleiche Abschnitt 3.3) als *Long-Baseline*-Experiment eingeordnet. Bei Beschleunigerexperimenten findet man oft auch die Bezeichnung *On*- oder *Off-Peak*²⁰ und *On*- beziehungsweise *Off-Axis*²¹. Die erste Bezeichnung gibt an, ob das Experiment im jeweiligen Oszillationsmaximum liegt oder nicht, die zweite, ob der Detektor auf der Strahlachse positioniert ist oder abseits davon.

Im Folgenden werden die bekanntesten Beschleunigerexperimente neben OPERA aus der Neutrino-physik zusammengestellt.

MINOS Das Experiment MINOS²² ist ein *Long-Baseline*-Experiment zur Vermessung der Oszillation von Myon-Neutrinos. Dazu wird der reine Myon-Neutrinostrahl NuMI²³ in Richtung eines Nah- und eines Ferndetektors geschickt. Der Nahdetektor steht in etwa 1 km vor dem NuMI am Fermilab, während der Ferndetektor erst in 735 km Abstand in der Soudan Mine Daten nimmt [Amb⁺98]. Der NuMI ist ähnlich dem CNGS aufgebaut, allerdings ist die Strahlenergie variabel einstellbar und es können Neutrinos und Anti-Neutrinos produziert werden. Die beiden Detektoren sind abwechselnd aus magnetisierten Stahlplatten und Szintillatorstreifen modular aufgebaut und funktional identisch. Der Nahdetektor ist mit etwa 1 kt in 282 Schichten aber kleiner als der Ferndetektor mit 486 Schichten und einem Gesamtgewicht von 5,4 kt. Seit 2005 werden mit beiden Detektoren im Strahlbetrieb Daten genommen. Durch Vergleich der Energiespektren, die am Ferndetektor gemessen werden und denen, die aus den Messungen des Nahdetektors zu erwarten sind, kann auf Massenquadratdifferenz und Mischungswinkel des atmosphärischen Sektors geschlossen werden [Mic⁺06, Ada⁺11b].

NO ν A Das Experiment NO ν A²⁴ wird den gleichen Strahl nutzen wie MINOS und untersucht sowohl ν_e -Appearance als auch ν_μ -Disappearance. In 810 km Abstand ist ein Ferndetektor 12 km von der Strahlachse entfernt positioniert und damit im *Off-Axis*-Bereich. Dadurch gibt es eine schmalere Energieverteilung. Der Off-Axis-Nahdetektor hat eine Gesamtmasse von 222 t mit 145 t aktivem

¹⁹ Long/Short Baseline, engl. lange/kurze Grundstrecke

²⁰ On-/Off-Peak, engl. auf/neben dem Maximum

²¹ On-/Off-Axis, engl. auf/neben der Achse

²² MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search

²³ NuMI: Neutrinos at the Main Injector

²⁴ NO ν A: NuMI Off-Axis ν_e -Appearance Experiment

Volumen in 130 Lagen [Dav11]. Er ist $3,5 \text{ m} \times 5 \text{ m} \times 9 \text{ m}$ groß. Der Ferndetektor hat 15 kt Masse und die Ausmaße $15 \text{ m} \times 15 \text{ m} \times 132 \text{ m}$ in fast 2000 Lagen mit 24 kt Flüssigszintillator. Beide sind modular aufgebaut und können dadurch nach und nach in Betrieb gehen. Die Datennahme soll 2013 beginnen und etwa sechs Jahre andauern [Reb11].

K2K Das Experiment K2K²⁵ war das erste *Long-Baseline*-Experiment. Ein reiner Myon-Neutrino-Strahl wurde dazu vom KEK²⁶ zum etwa 250 km entfernten Super-Kamiokande-Detektor (vergleiche Abschnitt 3.2) geschickt [Wil08]. Ein zusätzlicher Wasser-Čerenkov-Detektor ist 300 m vor dem Strahltarget als Nahdetektor installiert. Die Datennahme lief 1999–2004. K2K zeigt eindeutig ein Neutrino Defizit. Als Appearance-Experiment war K2K nicht geeignet, da die mittlere Energie des Strahls mit etwa 1 GeV nicht ausreicht, um Tauonen zu erzeugen [Ahn⁺06].

T2K Die Abkürzung T2K steht für *Tokai to Kamioka*. Es handelt sich dabei um ein Beschleunigerexperiment mit einem ν_μ -Strahl vom Forschungszentrum J-Park im japanischen Tokai zum 295 km entfernten Super-Kamiokande-Detektor. Zusätzlich gibt es einen Nahdetektor in etwa 280 m Entfernung. Der Neutrinostrahl ist $2\text{--}3^\circ$ *Off-Axis*. Zum einen hat man dadurch weniger Hintergrund durch hochenergetische ν_e und zum anderen einen höheren Fluss im der Baseline entsprechend für eine große Oszillationswahrscheinlichkeit optimalen Energiebereich. Hauptziele von T2K sind die Untersuchungen zur Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ und ν_μ -Disappearance [Abe⁺11a]. Erste Ergebnisse aus der Datennahme von Januar bis Juni 2010²⁷ haben einen Kandidaten für ein Elektron-Neutrino und acht weitere für Myon-Neutrinos hervorgebracht, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von MINOS steht [Abe⁺11c, Izm11].

LSND Das Flüssigszintillatorexperiment LSND²⁸ in Los Alamos nahm 6 Jahre lang (1993–1998) Daten. Insgesamt 167 t Mineralöl-Szintillatormaterial wurden von gut 1200 PMTs überwacht. Die Suche nach Oszillationen $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ war das Hauptziel von LSND [Ath⁺97].

Die $\bar{\nu}_\mu$ wurden mit einem Protonenstrahl der LAMPF²⁹, der auf Wasser als Target geschossen wurde, erzeugt. Entstehende Pionen zerfallen in Neutrinos und Myonen. Diese Myonen zerfallen wiederum in weitere Neutrinos (vergleiche Gleichung 3.2). Die Neutrinos werden anschließend im 30 m entfernten Detektor nachgewiesen. LSND hat gezeigt, dass Oszillationen stattfanden und mit seinen

²⁵ K2K: KEK to Kamioka

²⁶ KEK: ko-enerugi kasokuki kenkyu-kiko ist ein Forschungszentrum für Hochenergiephysik in Japan.

²⁷ Erdbebenbedingt ist T2K noch nicht wieder im Datennahbetrieb.

²⁸ LSND: Liquid Scintillator Neutrino Detector

²⁹ LAMPF: Los Alamos Meson Physics Facility

Daten aufgrund der Häufigkeit der Elektron-Neutrinos ein viertes, sogenanntes steriles Neutrino als Lösung vorgeschlagen.

KARMEN Das Experiment KARMEN³⁰ konnte die Ergebnisse von LSND nicht bestätigen. Untersucht wurde das Auftreten von Anti-Elektron-Neutrinos aus Zerfällen von ruhenden Anti-Myonen [Kre94]. Die Datennahme lief 1990–2001. Zur besseren Untergrundreduktion konnte eine gepulste Neutrinoquelle genutzt werden. Der Detektor bestand aus insgesamt 56 t Flüssigszintillator in einem modularen Aufbau. Weitere Hinweise auf sterile Neutrinos konnten nicht gezeigt werden [Arm⁺02].

MiniBooNE Mit dem Experiment MiniBooNE gelang es 2007, die Ergebnisse von KARMEN zu untermauern und sterile Neutrinos weiter in Frage zu stellen. Als Mini Booster Neutrino Experiment ist es die erste Phase von weiteren BooNE-Experimenten. Ein Neutrinostrahl am Fermilab, der hauptsächlich aus ν_μ besteht, ist dabei auf ein Szintillatortarget im Abstand von 540 m gerichtet, das von 1280 PMTs umgeben ist. Untersucht werden Oszillationen $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Die Messungen laufen seit 2002 [Agu⁺09, Dju11].

DONUT Das Experiment DONUT³¹ diente im Jahr 2000 dem Nachweis des Tau-Neutrinos [Ram00]. Ziel war dazu der erste direkte Nachweis von Tau-Neutrinos in CC-Reaktionen. Ein 800 GeV Protonenstrahl am Fermilab wurde zur Erzeugung eines Neutrinostrahls genutzt. Dieser bestand aus allen Flavours. Er wurde auf ein Target aus vier Wänden mit unterschiedlichen Emulsionsmodulen aus Stahl, Plastik und Emulsionsschichten sowie Szintillationsfasern zur Vertexfindung geschossen [Kod⁺94].

3.5 Zukünftige Experimente

Während die Oszillationsexperimente sich im Ergebnis auf die Massenquadratdifferenzen und die Mischungswinkel beschränken, versuchen weitere Experimente die übrigen Fragen der Neutrinophysik nach absoluten Neutrinomassen, nach der Massenhierarchie, ob Neutrinos Majorana-Teilchen sind und CP-Verletzung im leptonen Sektor vorkommt, zu beantworten. Exemplarisch werden dazu die drei folgenden Experimente vorgestellt.

KATRIN Das Experiment KATRIN³² befindet sich zurzeit am KIT³³ in Karlsruhe im Aufbau und soll ab 2012 die Masse des Elektron-Neutrinos

³⁰ KARMEN: Karlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino Experiment

³¹ DONUT: Direct Observation of NU Tau

³² KATRIN: Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment

³³ KIT: Karlsruher Institut für Technologie

bestimmen [Osi⁺01]. Dazu wird, wie bei den früheren Experimenten in Mainz und Troizk, das Betaspektrum beim Zerfall von Tritium vermessen [Kra⁺05, Bel⁺08]. Der experimentelle Aufbau umfasst im Wesentlichen eine Tritiumquelle, ein Transportsystem, ein Spektrometer und einen Detektor. Das Transportsystem ist so konzipiert, dass nur die Elektronen, aber keine Moleküle zum Spektrometer gelangen können. Das Spektrometer dient anschließend als Elektronenfilter, mit dem der interessante Energiebereich abgetastet werden kann. Ein folgender Silizium-Detektor zählt am Ende die herauskommenden Elektronen. KATRIN wird voraussichtlich ab 2012 etwa 5–6 Jahre lang Daten nehmen [Stu11].

COBRA Bei COBRA³⁴ wird der sogenannte neutrinolose Doppelbeta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$) untersucht werden. Dieser ist nur möglich, wenn Neutrinos Majorana-Teilchen sind, das heißt, die Teilchen gleichzeitig ihre Antiteilchen sind. Dazu wird der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in ^{116}Cd gesucht. COBRA befindet sich in der Planungs- und Entwicklungsphase. Angedacht sind kleine würfelförmige CdZnTe-Detektoren. In der letzten Ausbaustufe sollen 64 000 Detektoren Daten nehmen [Zub01].

GERDA Auch das Projekt GERDA³⁵ wird der Frage nach dem Majorana-Charakter der Neutrinos, ebenfalls am LNGS, nachgehen. Die GERDA-Detektoren bestehen aus hochreinen Germanium-Einkristallen (^{76}Ge). Sie sind damit gleichzeitig Quelle und Detektor [Abt⁺04, Kno08]. Umgeben sind sie von einem Kryostaten mit flüssigem Argon, der wiederum von einem Wasser-Čerenkov-Detektor als Myon-Veto und zusätzlicher Abschirmung umgeben ist. Anders als beim neutrinobehafteten Betazerfall mit einem kontinuierlichen Energiespektrum, sucht man als Indiz für den neutrinolosen Zerfall eine diskrete Linie des monoenergetischen Elektrons. Da die Zerfälle sehr selten sind, ist die Kenntnis des Untergrunds von großer Bedeutung. Die Datennahme begann im Sommer 2010.

3.6 OPERA im Gesamtbild der Neutrinoexperimente

Das Experiment OPERA ist ein Beschleunigerexperiment zum Nachweis der Neutrinooszillation. Es ist das erste *Appearance*-Experiment im Sektor $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. In einem reinen Myon-Neutrinostrahl werden entstehende Tau-Neutrinos detektiert.

OPERA arbeitet *On-Axis* und *Off-Peak*. Der Detektor ist ein Hybriddetektor, da er aus aktiven Komponenten zur Datennahme in Echtzeit und einem passiven Blei-Emulsion-Target besteht, das erst mit Zeitverzögerung analysiert wird. Die Emulsionen sind hochauflösend, damit hier – wie vorher bei DONUT erfolgreich eingesetzt – die Tauonen detektiert werden können [Aga⁺09].

³⁴ COBRA: Cadmium-Telluride 0-neutrino double-Beta Research Apparatus

³⁵ GERDA: Germanium Detector Array

Diese speziellen Anforderungen an den Detektor führen – vor allem im Vergleich zu anderen Beschleunigerexperimenten wie MINOS – zu Einschränkungen in den Möglichkeiten weitere physikalische Analysen durchzuführen. Gut eignet sich das Myonspektrometer aber zu Analysen der kosmischen Myonen, die den Detektor erreichen.

Hauptaufgabe von OPERA bleibt aber die direkte Bestätigung der Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Dazu wurde der Detektor in zwei funktional identischen Supermodulen bis 2006 aufgebaut [Pes09, Aga⁺11]. Erste Daten aus dem CNGS konnten 2006 gemessen werden [Acq⁺06]. Regulärer Strahlbetrieb bisher war 2008–2011 und ist aktuell nur noch für das Jahr 2012 geplant.

Ein erster Kandidat für das gesuchte Tauon konnte im Sommer 2010 gefunden werden [Aga⁺10b]. Es handelt sich dabei um ein myonloses Ereignis mit der Nummer 9234119599, das am 22. August 2009 um 19:27 UTC³⁶ aufgenommen wurde. Ein zweiter Tau-Kandidat wurde im Sommer 2012 vorgestellt. Vom Stand der Analyse und den theoretischen Erwartungen her liegt OPERA damit gut im Zeitplan.

Durch den relativ großen Wert des Mischungswinkels θ_{13} , der von Daya Bay und zuvor schon von Double Chooz und RENO gemessen werden konnte (vergleiche Abschnitt 3.3), wird auch mit OPERA im untergeordneten Oszillationskanal ν_e -Appearance beobachtet werden können. Wegen der Kontamination des CNGS-Strahls mit Elektron-Neutrinos (vergleiche Tabelle 4.2) ist anders als beim Tau-Nachweis keine hintergrundfreie Messung möglich.³⁷

Alle Details des Experimentes und insbesondere die technischen Grundlagen von OPERA werden in Kapitel 4 genauer beschrieben.

³⁶ UTC: Universal Time Coordinated, die koordinierte Weltzeit.

³⁷ Die vorläufige Analyse der Neutrinoereignisse mit den Daten von 2008–2009 zeigt 19 ν_e -Ereignisse. Nach einer Energieselektion ($E_\nu < 20$ GeV) verbleiben 4 ν_e -Ereignisse, wobei 1,1 oszillierte und 3,7 Elektron-Neutrinos aus dem Strahl erwartet werden.

Kapitel 4

Das OPERA-Experiment

Der grundlegende theoretische Hintergrund des OPERA-Experiments, nämlich die Theorie der Neutrinooszillationen, wurde bereits in Kapitel 2 erläutert und die Relevanz von OPERA in der Menge aller Experimente innerhalb der Neutrinophysik in Kapitel 3 dargestellt. Dieses Kapitel stellt nun vor allem die technische Seite des OPERA-Experiments vor.

Dazu wird zunächst die physikalische Motivation des Experiments zusammengefasst. Anschließend werden die Leistungsmerkmale von OPERA erklärt. Der Neutrinostrahl, speziell auch seine Erzeugung und seine Eigenschaften, sowie der OPERA-Detektor in den einzelnen Komponenten, werden vorgestellt. Abschließend wird die Datenanalyse, insbesondere die Funktionsweise des Nachweises der Tauonen, skizziert.

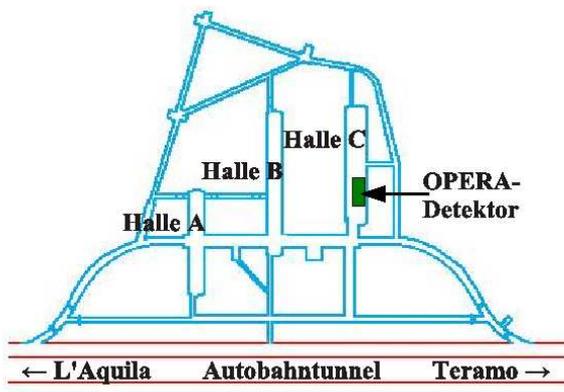


Abbildung 4.1: Plan des LNGS-Untergrundlabors, das sich unter einem Berggipfel im Gran Sasso Gebirgsmassiv in den italienischen Abruzzen befindet (Quelle: LNGS).

4.1 Physikalische Grundlagen

Der OPERA-Detektor wurde gebaut, um die Oszillation von Myon-Neutrinos in Tau-Neutrinos direkt nachzuweisen. Da zuvor in diesem Bereich lediglich die Defizite von Neutrinoströmen gezeigt wurden, ist dies das erste sogenannte *Appearance*-Experiment im $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Sektor.

Dazu ist ein nahezu reiner Myon-Neutrinostrahl notwendig, in dem dann entstehende Tau-Neutrinos detektiert werden können. Dieser Strahl wird am CERN in Genf erzeugt und auf das 730 km entfernte LNGS in den italienischen Abruzzen gerichtet. Hier befindet sich der OPERA-Detektor in Halle C des Untergrundlabors vom LNGS, wie in Abbildung 4.1 gezeigt wird. Das Labor wird abgeschirmt durch etwa 1300 m Fels, was äquivalent ist zu 3400 m Wasser. Die Zahl der kosmischen Myonen, die das Labor erreichen, beträgt etwa ein Myon pro Quadratmeter und Stunde [Fer⁺07b]. Aus Gleichung 2.24 erhält man für OPERA eine Vereinfachung der Oszillationswahrscheinlichkeit zu:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2 \left(1,27 \Delta m^2 [\text{eV}^2] \cdot \frac{L[\text{km}]}{E_\nu[\text{GeV}]} \right). \quad (4.1)$$

Die Oszillationswahrscheinlichkeit hängt neben der Strahlenergie E_ν von der Entfernung L zwischen Quelle und Detektor, dem Mischungswinkel θ und dem Quadrat der Massendifferenzen Δm^2 ab.

Bei Betrachtung der Oszillationskurve aus Gleichung 4.1, stellt man fest, dass bei der Strahlgrundlänge von 730 km und einer mittleren Energie von 17,8 GeV und dem bekannten Wert für das Quadrat der Massendifferenzen sowie dem entsprechenden Mischungswinkel ($\Delta m^2 = (2,32^{+0,12}_{-0,08}) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ und $\sin^2(2\theta) > 0,90$ (90 % C.L.) aus [Ada⁺11c]) das Oszillationsmaximum noch weit entfernt ist. Es sind somit erst wenige Myon-Neutrinos oszilliert. Man spricht daher auch von einem *Off-Peak*-Bereich (vergleiche Abschnitt 3.4). Mit größerem Abstand zwischen Quelle und Detektor nimmt zwar die Oszillationswahrscheinlichkeit zu, gleichzeitig aber weitet sich der Strahl auf, so dass die beobachtete Oszillationsrate praktisch nicht vom Abstand abhängt.

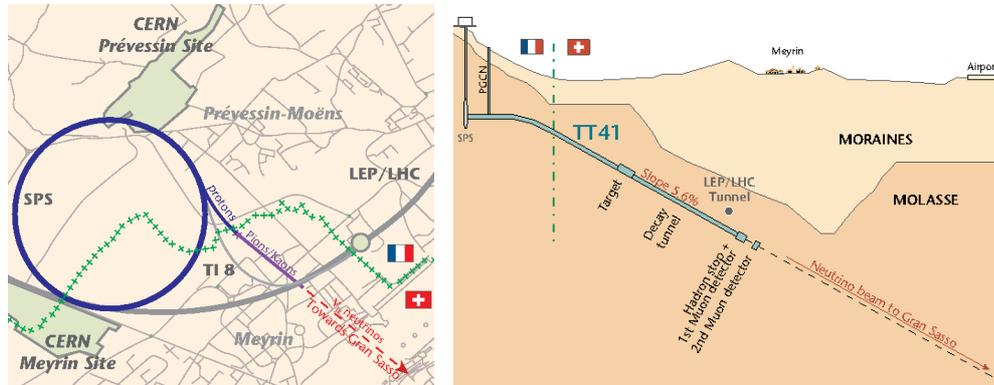
4.2 CNGS-Neutrinostrahl

Der für das OPERA-Experiment erforderliche Myoneneutrinostrahl wird mithilfe des SPS¹-Beschleunigers am CERN in Genf erzeugt. Abbildung 4.2 zeigt das Schema des CNGS in der Draufsicht sowie in der Seitenansicht. Den schematischen Aufbau des CNGS im Bereich der Strahlerzeugung verdeutlicht Abbildung 4.3.

Zunächst werden Protonen mit einer Energie von etwa 400 GeV erzeugt. Der Protonenstrahl wird bereits auf das LNGS-Labor in Italien ausgerichtet. Das aufgrund der Erdkrümmung notwendige Gefälle von etwa 6 % ist in Abbildung 4.2(b) zu erkennen. Die Protonen werden auf ein Target² aus Graphit geschossen. Es entsteht anschließend ein Sekundärstrahl, der im Wesentlichen aus Pionen und Kaonen besteht. In den beiden, Horn und Reflektor genannten, magnetischen Linsen werden die positiven Teilchen im Strahl fokussiert. Negative,

¹ Super Proton Synchrotron

² Target, engl. Ziel



(a) Draufsicht.

(b) Seitenansicht.

Abbildung 4.2: Schematischer Aufbau des CNGS-Neutrinostrahls: (a) Die Draufsicht verdeutlicht die Lage und Einbindung des SPS-Beschleunigers am CERN. (b) In der Seitenansicht wird die durch die Erdkrümmung notwendige Neigung der CNGS-Anlage sichtbar (Quelle: CERN).

Tabelle 4.1: Die wahrscheinlichsten Zerfälle der π^+ und K^+ des Sekundärstrahls, Quelle: [Nak⁺10].

Zerfallskanal	Wahrscheinlichkeit [%]
$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$99,98770 \pm 0,00004$
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$63,44 \pm 0,14$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$20,92 \pm 0,12$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,590 \pm 0,031$
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,757 \pm 0,024$
$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$	$4,98 \pm 0,07$
$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,32 \pm 0,06$

Tabelle 4.2: Kontamination des Neutrinostrahls, Quelle: [Fer⁺07a].

ν_e/ν_μ	0,89 %
$\bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$	2,4 %
$\bar{\nu}_e/\nu_\mu$	0,06 %
ν_τ/ν_μ	vernachlässigbar

Tabelle 4.3: Strahlenergie und integrierte Strahlintensität in p.o.t. (protons on target) des CNGS-Neutrinostrahls während der Datennahme, Quelle: [Kos11].

$\langle E_p \rangle$	400 GeV
p.o.t. 2008	$1,78 \cdot 10^{19}$
p.o.t. 2009	$3,52 \cdot 10^{19}$
p.o.t. 2010	$4,04 \cdot 10^{19}$
p.o.t. 2011	$4,74 \cdot 10^{19}$
Nominell p.o.t. pro Jahr	$4,5 \cdot 10^{19}$
Gesamt p.o.t. (erwartet)	$22,5 \cdot 10^{19}$

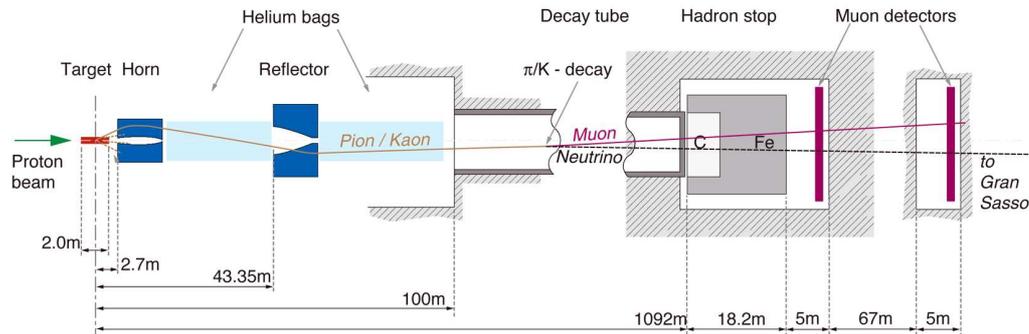


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Strahlerzeugung des CNGS-Strahls: Der Protonenstrahl (links) wird auf ein Target geschossen. Horn und Reflektor fokussieren den Sekundärstrahl, der hauptsächlich aus Pionen und Kaonen besteht. Am Ende des Zerfallstunnels werden übrige Hadronen gestoppt. Myondetektoren helfen bei der Justierung des Strahls. Zum Gran Sasso fliegen ausschließlich die Neutrinos (Quelle: CERN).

geladene Teilchen werden herausgestreut. Im etwa 1 km langen und evakuierten Zerfallstunnel entstehen vor allem Myonen und Myon-Neutrinos. Nicht zerfallene Protonen, sowie Pionen und Kaonen werden im *Hadron Stop* aufgefangen. Dieser besteht aus etwa 2 kt Eisen und Graphit. Myonen durchdringen diesen Absorber nahezu ungehindert. Sie werden in zwei Myon-Detektoren, einem direkt hinter dem Hadron Stop und einem weiteren in etwa 70 m Abstand, nachgewiesen. Hierdurch wird die Intensität des Neutrinostrahls bestimmt sowie die Justierung von Protonenstrahl und Magnetlinsen optimiert. Die Myonen werden anschließend im Gestein absorbiert, so dass nur Neutrinos weiter bis zum Untergrundlabor im Gran Sasso gelangen. Die Flugzeit beträgt etwa 2,5 ms. Die mittlere Energie der Neutrinos liegt bei etwa 17,8 GeV [Els00, Ges⁺07].

Die Zerfallskanäle beim CNGS sind in Tabelle 4.1, die Kontamination des Neutrinostrahls in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Der Strahl setzt sich demnach aus etwa 97 % Myon-Neutrinos zusammen. Die Zahl der Tau-Neutrinos ist vernachlässigbar. Die Reinheit des Strahls ist essentiell, da bei im Detektor nachgewiesenen Tauonen nicht unterschieden werden kann, ob die Tau-Neutrinos aus dem Strahl kommen oder durch eine Oszillation entstanden sind. Im Laufe der Datennahme konnte die Intensität des CNGS-Strahls immer weiter verbessert werden (Siehe Tabelle 4.3). Während der gesamten Projektlaufzeit werden etwa $22 \cdot 10^{19}$ p.o.t.³ erwartet. Nach den Läufen 2008 bis 2011 ist eine weitere Strahlzeit im Jahr 2012 geplant [Esp11]. Anschließend wird am CERN für Wartungsarbeiten bei anderen Beschleunigern auch der CNGS-Strahl ausgeschaltet.

³ protons on target

4.3 OPERA-Detektor

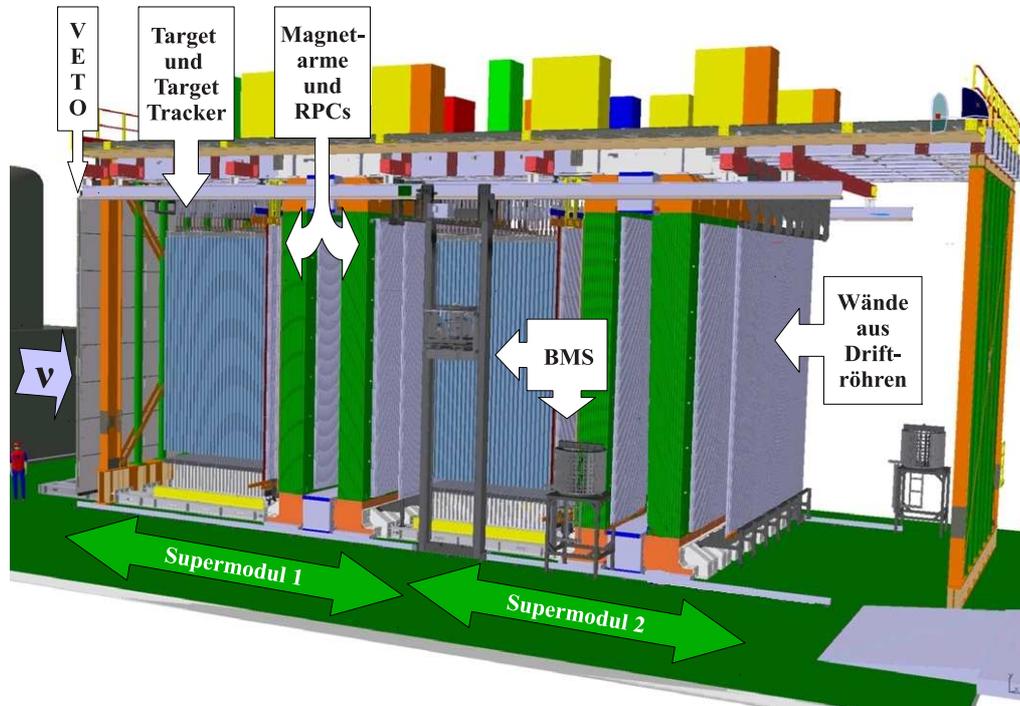


Abbildung 4.4: Grafik des OPERA-Detektors: Die beiden annähernd identischen Supermodule beinhalten jeweils einen Target Bereich (*Target* und *Target Tracker*) sowie ein Myonspektrometer, das aus Magnet, RPCs und den PT-Driftrohrwänden aufgebaut ist. Aus Strahlrichtung gesehen ist vorne eine RPC-Wand als VETO. Das *Brick Manipulation System* (BMS) zu beiden Seiten des Detektors dient dem Ein- und Aussortieren der Target Bricks (Quelle: LNGS).

Der OPERA-Detektor steht in Halle C des LNGS-Untergrundlabors. Er besteht aus zwei nahezu identischen Supermodulen, die jeweils einen Target-Bereich und ein Myonspektrometer beinhalten, die in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 genauer beschrieben werden. Abbildung 4.4 verdeutlicht den Aufbau des Detektors. Im Target befinden sich Bleiziegel mit Fotoemulsionen, die nach Entwicklung die Teilchenspuren speichern und sichtbar machen. Zwischen den Wänden aus Ziegeln sind die *Target Tracker*, Szintillatorwände, untergebracht, mit denen ermittelt wird, in welchen Ziegeln eine Teilchenreaktion stattgefunden hat. Zur Entwicklung der Fotoemulsionen in den Bleiziegeln müssen diese aus dem Detektor extrahiert werden. Hierfür gibt es zwei Roboter an beiden Seiten des Detektors, das sogenannte *Brick Manipulation System* (BMS).

Die Myonspektrometer bestehen aus jeweils einem Magnet mit zwei Magnetarmen mit gegenläufigen Feldlinien. Innerhalb der Magnete zeichnen sogenannte *Resistive Plate Chambers* (RPCs) die Teilchenspuren auf. Vor, zwischen und hinter den



Abbildung 4.5: Fotografie des OPERA-Detektors kurz nach der endgültigen Fertigstellung: Im vorderen Bereich sind die beiden letzten PT-Wände gut zu erkennen, daran anschließend folgt der Magnet des zweiten Supermoduls sowie der Targetbereich (schwarz). Die Plattform auf dem Detektor, die durch gelb-rote Geländer gesichert ist, bietet Platz für die Elektronik aller Detektorkomponenten. Im hinteren Bereich der Halle ist das Experiment Borexino zu sehen (Foto: M. Chabior).

Magnetarmen befinden sich jeweils zwei Wände aus Driftröhren, die zusammen den sogenannten *Precision Tracker* (PT) bilden. Zur Illustration des Gesamtaufbaus zeigt Abbildung 4.5 eine Fotografie des OPERA-Detektors. Hier ist die gesamte Messanlage aus Richtung des Eingangsbereiches der Halle zu sehen, das heißt entgegen der Strahlrichtung. Im vorderen Bereich sind entsprechend die letzten Wände des PT zu erkennen.

Während die Bleiziegel im Target mit Zeitverzögerung analysiert werden, nehmen die Myonspektrometer Daten in Echtzeit. Weil es sich somit bei Targetanalyse und Myonspektrometer um eine Kombination von elektronischen und passiven Komponenten handelt, spricht man bei OPERA auch von einem Hybrid-Detektor.

4.3.1 Target und Target Tracker

Der aus Neutrinostrahlrichtung gesehene vordere Bereich beider Supermodule besteht im Wesentlichen aus dem *Target* und den *Target Trackern*. Im Target, das

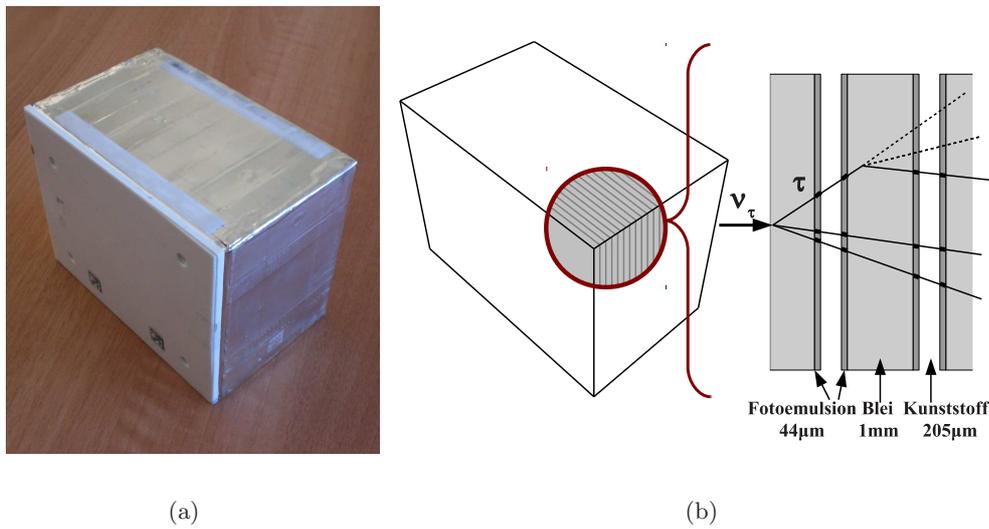


Abbildung 4.6: Der OPERA Brick: (a) Die Fotografie zeigt den lichtdicht verpackten Bleiziegel (Quelle: OPERA/LNGS), (b) die Skizze verdeutlicht den Aufbau und exemplarisch eine Reaktion mit einem Tau-Neutrino.

aus Bleiziegeln, sogenannten Bricks, zusammengesetzt ist, findet die eigentliche Reaktion der Tau-Neutrinos statt. Die Bricks, deren Aufbau Abbildung 4.6 verdeutlicht, bestehen aus 57 doppelten, 0,3 mm dicken Fotoemulsionsschichten und entsprechend 56 Bleiplatten von je 1 mm Stärke dazwischen. Die Fotoemulsionen haben eine Grundfläche von $12,7 \text{ cm} \times 10,2 \text{ cm}$. Der Brick ist 7,5 cm hoch. Insgesamt gibt es etwa 150 000 Bricks im OPERA-Detektor. Man nennt sie auch die *Emulsion Cloud Chambers* (ECC). Jeder einzelne wiegt etwa 8,3 kg, so dass die Gesamtmasse des Targets etwa 1,35 kt beträgt. Eine hohe Ortsauflösung der lichtdicht verpackten Bricks ist wichtig, um die Tauonen nachweisen zu können, die eine mittlere Zerfallslänge von nur $600 \mu\text{m}$ haben. Der Zusammenbau der OPERA-Bricks erfolgte in der eigens dafür entwickelten *Brick Assembly Machine* (BAM), die sich ebenfalls im Untergrundlabor befand. Wenn in einem Brick aus der Datennahme eine Signatur erwartet wird, müssen dieser Brick aus dem Detektor entnommen und dessen Fotoemulsionen entwickelt werden. Auf jedem Brick sind auf der Rückseite jeweils zwei Fotoemulsion angebracht, die sogenannten *Changeable Sheets* (CS), die immer zuerst untersucht werden. Lassen diese CS keine Rückschlüsse auf ein Ereignis im Brick zu, wird dieser mit neuem CS wieder in den Targetbereich eingefügt.

Welcher Brick überhaupt zur Analyse herausgenommen werden soll, entscheiden die *Target Tracker* (TT). Diese bestehen aus Plastiksintillatoren. In jedem Supermodul sind 31 solcher TT-Wände, die horizontal und vertikal ausgelesen werden. Abbildung 4.7 zeigt die *Target Tracker*, wobei auch die Einschübe mit den Bricks gut zu erkennen sind. Insgesamt 64 knapp 7 m lange sowie 26,3 mm breite

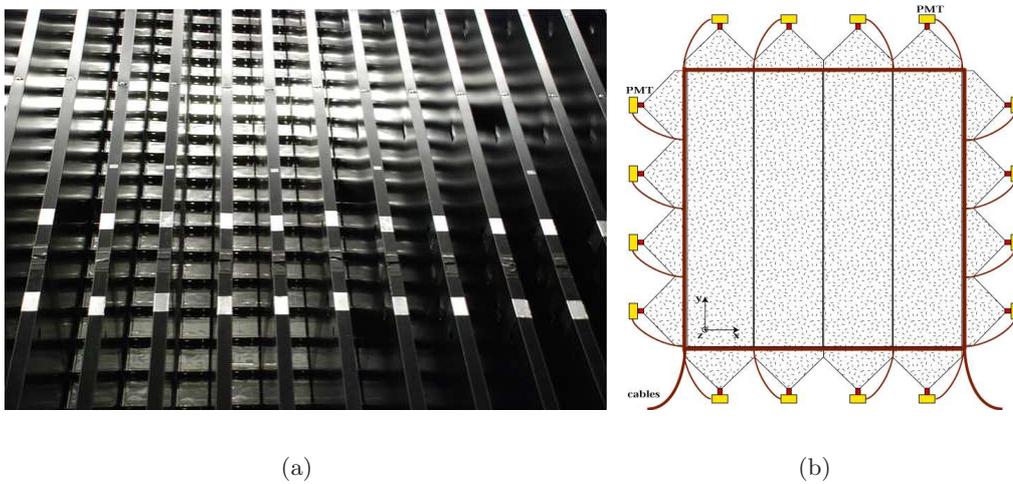


Abbildung 4.7: Der OPERA *Target Tracker*: (a) Auf der Fotografie sieht man die Szintillatorflächen, den sogenannten *Target Tracker*, sowie die dazwischen in ein Raster eingefügten Bricks in der Seitenansicht (Foto: M. Chabior). (b) Die Skizze verdeutlicht den Aufbau mit jeweils vier senkrecht aufeinanderliegenden Szintillatormodulen in der Draufsicht (Quelle: OPERA/LNGS).

und 10,6 mm dicke Plastikszintillatorstreifen bilden ein Modul. Acht Module, zur einen Hälfte vertikal und zur anderen horizontal angeordnet, setzen eine TT-Wand zusammen. Die Auslese erfolgt über Photomultiplier. Die Genauigkeit, mit der die Koordinaten eines Vertex gemessen werden können, liegt bei etwa 1 cm. Die Effizienz, den Brick mit dem korrespondierenden Vertex zu finden, liegt bei etwa 60–70 % [Hie12]. Durch die Funktionalität der CS, die falsch aussortierte Bricks erkennen, spielt dies aber keine wesentliche Rolle.

Zur kontrollierten Handhabung der Bricks wurde das *Brick Manipulation System* (BMS) entwickelt. Dieses ist ein Robotersystem auf beiden Seiten des Detektors, der die Bricks ein- und aussortieren und in einem Karussell zwischenlagern kann. Der Aufbau des BMS ist auch in Abbildung 4.4 zu erkennen. Mit dem BMS wurde der Detektor vor Betriebsbeginn gefüllt. Während der Datennahme sortiert das BMS die zu analysierenden Bricks aus und gegebenenfalls wieder ein. Endgültig entnommene Bricks werden nicht wieder ersetzt, so dass die Targetmasse mit der Zeit geringfügig abnimmt.

4.3.2 Myonspektrometer

Zur kinematischen Analyse der Teilchen befindet sich in jedem Supermodul ein Myonspektrometer hinter dem Targetbereich. Jedes Spektrometer besteht im Wesentlichen aus einem Dipolmagnet sowie den RPCs⁴ und XPCs⁵

⁴ RPC: *Resistive Plate Chamber*, engl. Widerstandsplattenkammer

⁵ XPC: *crossed RPC*, das heißt verkreuzte RPCs

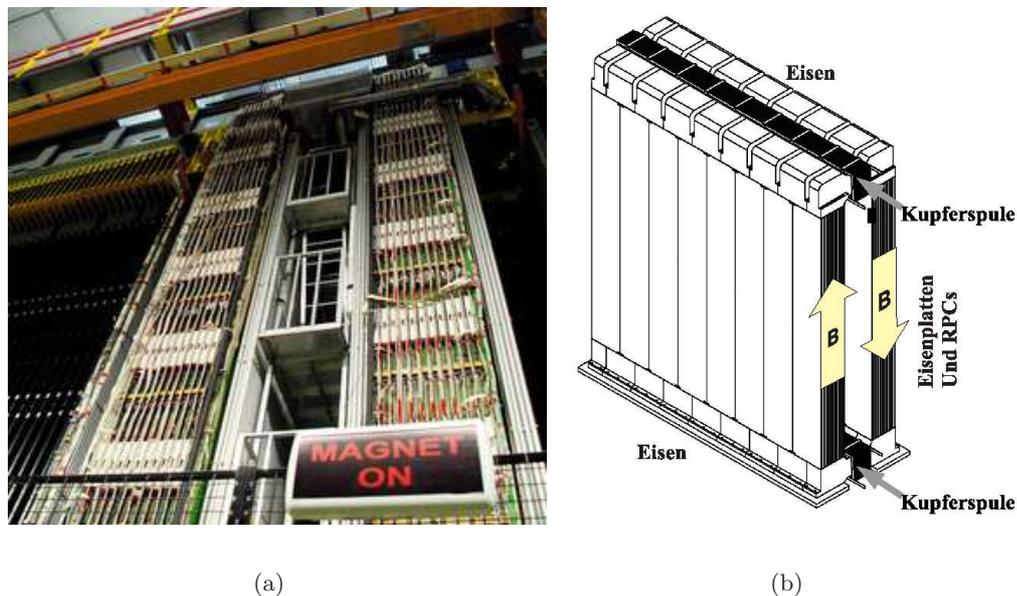


Abbildung 4.8: Die OPERA Magnete: (a) Die Fotografie zeigt die beiden Magnete. Sie bestehen aus Eisenplatten und werden durch Kupferspulen oben und unten betrieben. In den beiden Armen existiert jeweils ein entgegengesetztes Feld (Foto: M. Chabior), wie auf der Skizze (b) deutlich wird (Quelle: OPERA/LNGS).

sowie dem *Precision Tracker*. Zusammen mit den *Target Trackern* bilden die Myonspektrometer den gesamten elektronischen Detektor. Die folgenden Abschnitte gehen auf die einzelnen Komponenten der Myonspektrometer ein.

Magnete

Eine der wichtigsten Aufgaben des Myonspektrometers ist die Ladungs- und Impulsbestimmung der Myonen. Das hierzu benötigte magnetische Feld wird durch zwei Dipol-Eisenmagnete erzeugt (siehe Abbildung 4.8). Durch Kupferspulen im oberen und unteren Bereich der Magnete, die mit einer Stromstärke von 1600 A bedient werden, wird ein homogenes Feld von 1,53 T erzeugt. Die Feldlinien verlaufen im vorderen Magnetarm entgegengesetzt zu denen im hinteren (siehe Abbildung 4.8(b)). Jeder der beiden senkrecht zum Neutrinostrahl liegenden Magnetarme setzt sich aus zwölf 5 cm dicken Eisenplatten zusammen. Dazwischen bleibt je 2 cm Platz für die im folgenden Abschnitt beschriebenen RPCs. Es wird eine Fläche von 8 m in der Höhe und 8,75 m in der Breite abgedeckt.

RPCs, XPCs und VETO

Zur Spuranalyse innerhalb der Magnete sind die sogenannten RPCs installiert. Diese Widerstandsplattenkammern befinden sich in den Zwischenräumen der

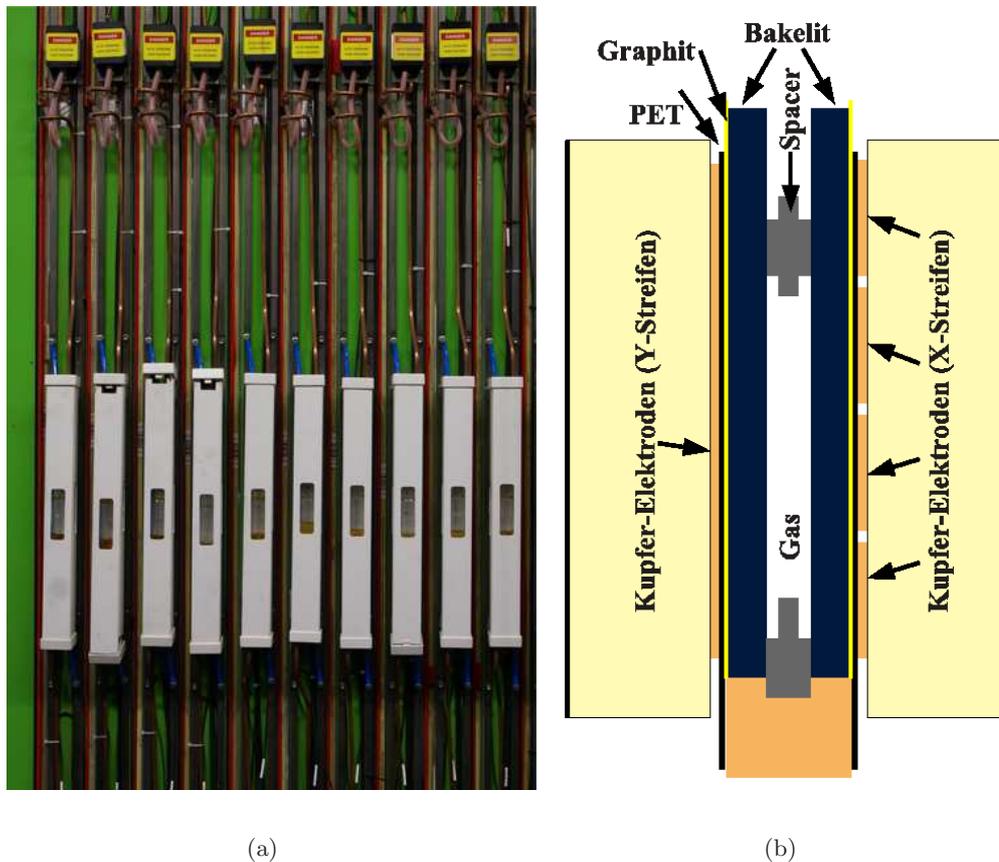


Abbildung 4.9: Die OPERA RPCs: (a) Die Fotografie zeigt einen Ausschnitt, auf dem die Gas- und Spannungsversorgung gut zu erkennen ist (Foto: M. Chabior). (b) Die Skizze verdeutlicht den Aufbau mit den Widerstandsplatten aus Bakelit und dem Driftgas in der Mitte sowie den Auslesestreifen aus Kupfer am Rand.

Eisenplatten. In Abbildung 4.9(a) ist eine Fotografie der RPCs von der Seite zu sehen. Jeweils 21 RPC-Wände bedecken die komplette Fläche. Jede Wand ist $2,91\text{ m} \times 1,14\text{ m}$ groß.

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, RPCs zu realisieren. Bei OPERA sind die 2 mm dicken Elektroden aus dem Kunststoff Bakelit hergestellt. Durch sogenannte *Spacer* (Abstandshalter) haben sie einen gleichmäßigen Abstand von 2 mm. Der Aufbau der RPCs wird in Abbildung 4.9(b) verdeutlicht. Auf die Bakelitstreifen folgen außen dünne Graphitschichten, die mit einer Hochspannung von 5,8 kV versorgt werden. Hinter einer Kunststoffschicht zur Isolation sind die Auslesestreifen aus Kupfer montiert, zur einen Seite in x-Richtung, zur anderen in y-Richtung. Innerhalb der Bakelitelektroden befindet sich eine vierkomponentige Gasmischung. Hauptbestandteil ist Argon (75,4%).

Hinzu kommen Tetrafluorethan (20%), Isobutan (4%) und Schwefelhexafluorid (0,6%). Die Funktionsweise von Widerstandsplattenkammern folgt einem einfachen Prinzip: Geladene Teilchen, die die RPCs durchqueren, ionisieren die Gasmoleküle. Freie Elektronen und Ionen werden durch das angelegte Feld beschleunigt. Es findet eine Gasverstärkung statt (vgl. Kapitel 5.1). Diese ist so groß, dass ohne zusätzliche Verstärkung eine kurzzeitige Entladung entsteht und auf den Kupferstreifen ein genügend großes Signal ausgelesen werden kann. Da das Abfließen der Elektronen durch den großen Volumenwiderstand des Bakelits sehr langsam erfolgt, entsteht kurzzeitig ein Bereich, an dem keine weitere Gasverstärkung stattfindet, also kein weiterer Teilchendurchgang registriert werden kann.

Das Material der Widerstandsplattenkammern kann unterschiedlich sein. Neben dem Kunststoff Bakelit gibt es die Möglichkeit, diese aus Glas zu bauen. Bei OPERA findet auch diese teurere Technik ihre Anwendung in den sogenannten XPCs und im VETO.

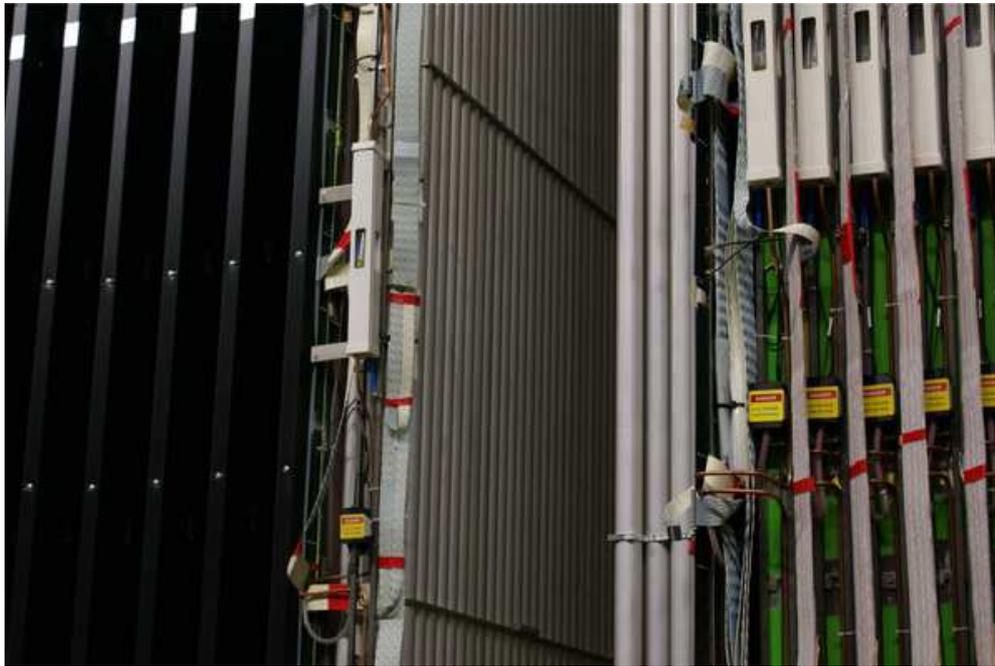
Wie in Abbildung 4.5 ersichtlich ist, befindet sich aus Strahlrichtung gesehen ganz am Anfang des Detektors das sogenannte VETO. Mit einer Fläche von $9,6\text{ m} \times 9,2\text{ m}$ deckt es den kompletten Detektor im Querschnitt ab und hilft so, geladene Teilchen, die bereits vor dem Detektor entstanden sind, von denen zu unterscheiden, die sich erst im Target oder Myonspektrometer herausbilden.

Bei den XPCs, also gekreuzten RPCs, sind die Auslesestreifen jeweils um etwa 42° gedreht. Dadurch hat die Auslese auf beiden Elektroden eine Höheninformation (y-Richtung) und es lassen sich somit Mehrdeutigkeiten bei der Spuranalyse vermeiden. Die Wände aus XPCs befinden sich in jedem Supermodul jeweils direkt hinter dem Targetbereich sowie direkt vor den Magneten.

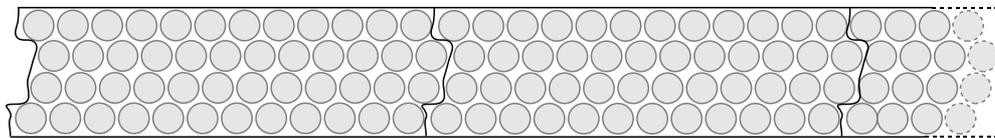
Hauptaufgabe der RPCs und XPCs ist die Spurrekonstruktion innerhalb der Magnete und in deren Umgebung. So können auch Teilchen, die innerhalb der Magnete gestoppt werden, auf Reichweite und Energie untersucht werden. Die RPCs und XPCs dienen außerdem als Trigger für den *Precision Tracker*, der in Abschnitt 5.3.2 in Aufbau und Funktionsweise genauer erläutert wird.

Precision Tracker

Der *Precision Tracker* (PT), Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit, ist ein wichtiger Bestandteil des Myonspektrometers. Seine Funktionsweise, sein Aufbau und die elektronischen Komponenten werden im folgenden Kapitel behandelt. An dieser Stelle sind die wesentlichen Merkmale zusammengefasst, um die Gesamtheit des Detektors besser zu verstehen. Der OPERA PT besteht aus gut 9500 Driftröhren, die sich in insgesamt zwölf Wänden, jeweils zwei vor, zwei



(a)



(b)

Abbildung 4.10: Der *Precision Tracker*: (a) Die Fotografie zeigt einen Ausschnitt, auf dem zwei Wände zwischen Targetbereich und Magneten zu erkennen sind. Die Wände sind in jeweils vier Lagen aus insgesamt 9504 Driftröhren in Modulen mit je 48 Röhren aufgebaut (Foto: M. Chabor). (b) Die Skizze zeigt einen Querschnitt von zwei Modulen, der verdeutlicht, wie die einzelnen Lagen gestaffelt sind, um bei strahlinduzierten Teilchendurchgängen möglichst viele Lagen zu treffen.

innerhalb und zwei hinter den Magneten befinden. Durch die Ablenkung der Teilchenbahnen im Magnetfeld kann durch seine gute Ortsauflösung eine genaue Impulsbestimmung erfolgen. In Abbildung 4.10 ist in der Fotografie exemplarisch ein Ausschnitt einer ersten doppelten Driftröhrenwand zu sehen. Direkt davor befinden sich ein XPC und der Targetbereich (links), dahinter folgt der erste Magnetarm mit darin liegenden RPCs. Im Schema der gleichen Abbildung wird die Staffelung der Driftröhren innerhalb der Driftröhrenwände deutlich.

Tabelle 4.4: Wesentliche Zerfallskanäle der Tauonen mit den Verzweigungsverhältnissen. Die übrigen gut 15 % entfallen auf Reaktionen mit mehreren Hadronen, Quelle: [Nak⁺10].

Reaktion	
$\tau^- \rightarrow h^- + \nu_\tau (+ n \cdot \pi^0)$	hadronisch (48,24 %)
$\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_e$	elektronisch (17,85 %)
$\tau^- \rightarrow \mu^- + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu$	myonisch (17,36 %)

4.3.3 Datenanalyse

Mit OPERA soll der Oszillationskanal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ durch den Nachweis der Tauonen direkt gezeigt werden. Die bei OPERA detektierten Ereignisse lassen sich grundsätzlich in drei Gruppen unterteilen:

$$\begin{aligned}
 \nu_l + N &\rightarrow l + X && \text{(CC)}, \\
 \nu_l + N &\rightarrow \nu_l + X && \text{(NC)}, \\
 \nu_l + n &\rightarrow l + p, && \text{(QE)}.
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

wobei CC (*Charged Current*) und NC (*Neutral Current*) angibt, ob ein geladener oder ungeladener Strom vorliegt, das heißt, die schwache Wechselwirkung über ein W^\pm -Boson oder Z^0 -Boson vermittelt wird (vergleiche Abschnitt 2.2). Bei der dritten Klasse handelt es sich um eine QE-Streuung (*quasi elastic*). ν_l steht für das reagierende Neutrino, l für das Lepton (bzw. die Leptonart) e , μ oder τ , N für das beteiligte Nukleon im Target, wie n das Neutron, und X für die übrigen entstehenden Teilchen.

Die bei OPERA gesuchte Reaktion ist also eine CC-Reaktion der Form

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X. \tag{4.3}$$

Der Zerfall des entstandenen Tauons erfolgt im Mittel bereits nach $290,6 \pm 1,1 \cdot 10^{-15}$ s [Nak⁺10], so dass die Zerfallslänge bei CNGS-Energien nur etwa 600 μm beträgt.

Welche Zerfallskanäle hauptsächlich vorkommen, gibt Tabelle 4.4 an. Es entstehen unter anderem Hadronen, aber auch Elektronen und Myonen.

Die Hadronen, im Wesentlichen Pionen, bilden Schauer im Target und geben ihre Energie hauptsächlich durch Ionisation ab:

$$E_h(x) = E_0 \cdot \left(1 - \frac{dE}{dx}x\right). \tag{4.4}$$

Tabelle 4.5: Erwartete Anzahl von Tau-Ereignissen für nominelle $22,5 \cdot 10^{19}$ p.o.t. und für den bisher analysierten Datensatz von 2008 und 2009. Quelle: [Acq⁺11].

Zerfallskanal	Anzahl der erwarteten Tau-Ereignisse	
	$22,5 \cdot 10^{19}$ p.o.t.	Analysierter Datensatz
$\tau \rightarrow \mu$	1,79	0,39
$\tau \rightarrow e$	2,89	0,63
$\tau \rightarrow h$	2,25	0,49
$\tau \rightarrow 3h$	0,71	0,15
Summe	7,63	1,65

Die Elektronen hingegen verlieren ihre Energie durch Bremsstrahlung:

$$E_e(x) = E_0 \cdot \exp\left(\frac{-x}{X_0}\right), \quad (4.5)$$

wobei E_0 jeweils die Anfangsenergie, $E_h(x)$ bzw. $E_e(x)$ die Energie nach der Strecke x und X_0 die Strahlungslänge⁶ bezeichnet. Die primären Elektronen bilden elektromagnetische Schauer. Die Unterscheidung von Hadronen und Elektronen ist durch unterschiedliche Energieprofile und Streuwinkel realisierbar [Arr⁺07, Tos⁺04].

Beim Leptonenzerfall entstehende Myonen durchdringen den Detektor aufgrund ihrer relativ langen Lebensdauer von $2,2 \cdot 10^{-6}$ s am weitesten und deponieren dabei nur wenig Energie. Impuls- und Energiebestimmung erfolgen durch das Myonspektrometer, während auf diese bei den Hadronen und Elektronen durch die Analyse der Schauer geschlossen werden kann.

Das jeweilige Zerfallsprodukt hat dabei einen Winkel zur ursprünglichen Flugrichtung des Ausgangsteilchens. Der charakteristische Knick, der dadurch entsteht, führt zu einer typischen Spur in den Emulsionen. Dies nennt man daher auch *kink*⁷-Topologie. Aufgrund der kurzen Zerfallslänge gibt es zwei Möglichkeiten des Tauzerfalls:

- Entstehung und der Zerfall des τ erfolgen in der gleichen Bleiplatte oder
- Entstehung und der Zerfall des τ erfolgen in zwei aufeinanderfolgenden Bleiplatten.

Abbildung 4.11 zeigt die beiden Möglichkeiten des Tauzerfalls in einem OPERA-Bleibrick (dunkelgrau sind die Fotoemulsionen und hellgrau die Bleiplatten wie

⁶ Die Strahlungslänge ist die typische Länge, innerhalb derer ein hochenergetisches Elektron seine Energie bis auf einen Anteil $1/e$ durch Bremsstrahlung verloren hat. Sie ist abhängig von Material und Dichte. Für Blei beträgt die Strahlungslänge etwa 5,6 mm.

⁷ kink, engl. Knick

in Abbildung 4.6), die auch als *long decay* und *short decay* bezeichnet werden. Beim *short decay* ist eine Winkelbestimmung nicht möglich, so dass über den sogenannten mit b bezeichneten *impact parameter*, den lotrechten Abstand zwischen Vertex⁸ und der Teilchenspur des Zerfallsproduktes, ein Tau-Ereignis verifiziert werden muss.

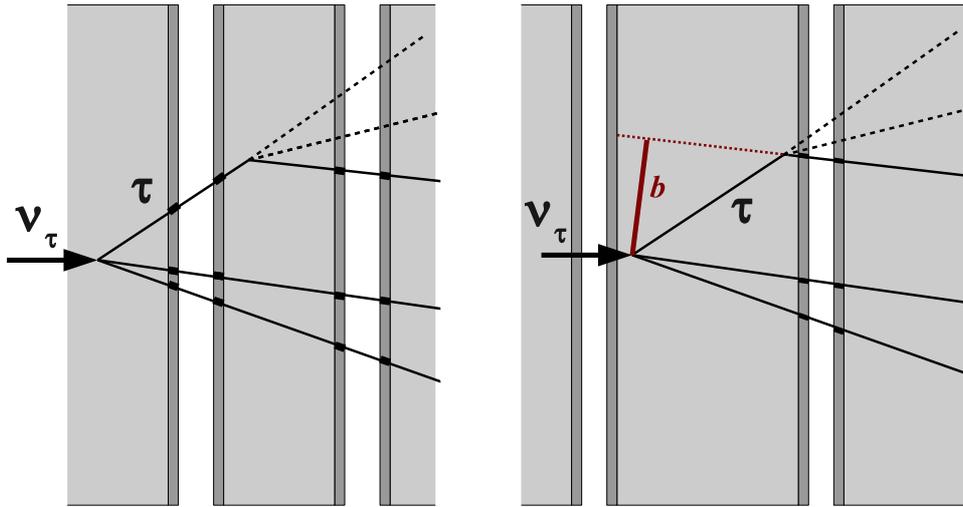


Abbildung 4.11: τ -Zerfall im Bleitarget: (a) als sogenannter *long decay* und (b) als *short decay* mit dem *impact parameter*, der hier mit b gekennzeichnet ist.

Da es sich bei OPERA um ein Niedrigratenexperiment handelt, muss man Untergrundereignisse, die eine ähnliche Signatur aufweisen, gut unterscheiden können. Zu solchen Untergrundereignissen zählen, neben der Produktion von Mesonen mit Charmanteil, Myonstreuung mit großen Winkeln und Sekundärreaktionen von Hadronen [Gul⁺00]. Alle Quellen liefern nach Durchlauf aller Analyseschritte keinen signifikanten Beitrag zum Tausignal mehr. Tabelle 4.6 gibt die Werte der erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen an. In Tabelle 4.5 ist die erwartete Anzahl von Tau-Ereignissen zusammengestellt.

Insgesamt erwartet man etwa 26 000 Neutrinoereignisse, wobei die meisten auf ν_μ CC und NC-Reaktionen (23 600) und weitaus weniger auf $\bar{\nu}_\mu$ CC- und NC- (520), $\nu_e + \bar{\nu}_e$ CC- (160) und $\bar{\nu}_\tau$ CC-Reaktionen (115) zurückzuführen sind [Hol10].

Allerdings ist hier noch die geringe Nachweiseffizienz des Detektors zu berücksichtigen (vergleiche [Zim06]). Zusätzlich ist die Anzahl der beobachteten

⁸ Der Vertex bezeichnet in der Teilchenphysik den Ursprung von Teilchenspuren; hier ist also der Punkt des τ -Zerfalls gemeint.

Tabelle 4.6: Erwartete Anzahl von Untergrundereignissen für nominelle $22,5 \cdot 10^{19}$ p.o.t. und für den bisher analysierten Datensatz von 2008 und 2009. Die angegebenen Fehler sind systematische Fehler, Quelle: [Acq⁺11].

Zerfallskanal	Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse					
	22,5 · 10 ¹⁹ p.o.t.			Analysierter Datensatz		
	Charm	Hadron	Myon	Charm	Hadron	Myon
$\tau \rightarrow \mu$	0,025	0,00	0,07	0,00	0,00	0,02
$\tau \rightarrow e$	0,22	0,00	0,00	0,05	0,00	0,00
$\tau \rightarrow h$	0,14	0,11	0,00	0,03	0,02	0,00
$\tau \rightarrow 3h$	0,18	0,00	0,00	0,04	0,00	0,00
Summe	0,55	0,11	0,07	0,12	0,02	0,02
Gesamtsumme	0,73 ± 0,15			0,16 ± 0,03		

Ereignisse von der Targetmasse und dem Mischungswinkel abhängig. Bei einer nominellen Strahlintensität von $4,5 \cdot 10^{19}$ p.o.t. pro Jahr ist in der gesamten Laufzeit mit 10,4 τ -Ereignissen bei einem Untergrund von 0,75 Ereignissen zu rechnen [Sta10]. Tabelle 4.6 gibt detailliert die Anzahl der erwarteten Untergrundereignisse an.

Während bei der physikalischen Betrachtung der OPERA-Datenanalyse vor allem das Wissen über die möglichen Untergrundereignisse wichtig ist, sind die Herausforderungen bei der technischen Umsetzung sehr vielseitig. Zu Beginn der gesamten Kette steht ein Signal im elektronischen Detektor. Die Target Tracker geben dabei an, in welchem Brick sich wahrscheinlich ein Vertex befindet. Wie bereits erklärt wurde, müssen aufgrund der geringen Ortsauflösung teilweise zwei oder mehrere Brick aus dem Detektor entnommen werden. Die Extraktion der Bricks erfolgt durch das *Brick Manipulation System* (BMS), zwei Roboter an beiden Seiten des Detektors (siehe Abbildung 4.4).

Nach der Extraktion wird noch vor Ort das *Changeable Sheet* (CS) untersucht, ohne gleich den gesamten Brick zur Analyse zu öffnen. Wenn die Analyse der Teilchenspuren im CS nicht auf eine Reaktion in dem zugehörigen Brick hindeuten, kann dieser wieder in den Targetbereich des Detektors eingefügt werden. Dazu wird ebenfalls das BMS genutzt.

Bei einer im CS erkannten Teilchenspur wird der gesamte Brick zur Analyse gegeben. Dabei wird der Brick zuerst eine Zeit kosmischer Strahlung ausgesetzt, mit der die einzelnen Emulsionslagen anschließend zueinander ausgerichtet werden können. Das *Changeable Sheet*, deren Position relativ zum Brick vorher mit Röntgenstrahlung markiert wird, hilft dabei, die Teilchenspuren aus der

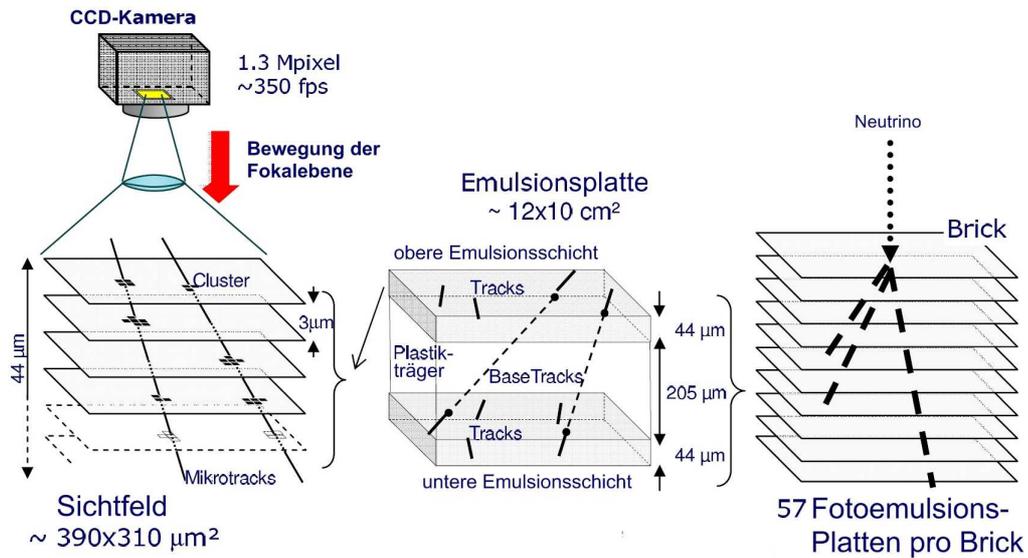


Abbildung 4.12: Brick Scanning Verfahren, Quelle: [Sir07]

Datennahme von diesen Spuren zur Spurausrichtung zu unterscheiden.

Das eigentliche Scannen der Emulsionen erfolgt in mehreren Scanning-Stationen in Europa und Japan, deren Verfahren sich voneinander leicht unterscheiden, unter anderem in den Mikroskopen und in der Anzahl der für die Analyse gescannten Filme. Abbildung 4.12 verdeutlicht den Ablauf der europäischen Variante nach [Sir07]. Zu sehen sind hier die Spuren, die mit der CCD-Kamera⁹, gescannt werden und die jeweiligen wichtigen technischen Daten sowie Spuren aus allen zusammengesetzten Emulsionen.

Es wird das *Scan-Back*-Verfahren genutzt. Dabei werden zunächst nur die Emulsionen gescannt, die nach der Analyse der CS-Emulsionen vermutlich Spuren enthalten. Die Spuren im CS werden dazu entsprechend zurückverfolgt. Die automatischen Mikroskope haben eine Scangeschwindigkeit von 20 cm^2 pro Stunde. Durch Verschieben der Fokalebene kann innerhalb einer Lage eine 3-dimensionale Spurrekonstruktion erfolgen. Die einzelnen Lagen werden mithilfe von Bilderkennungssoftware und dem Wissen der relativen Position zueinander zusammengesetzt.

Nach dem Scannen müssen die ermittelten Spuren sinnvoll separiert werden. Wenn Spuren in den beiden Emulsionsschichten einer Emulsionslage, sogenannte *Mikro Tracks*, auf einer Geraden liegen, fasst man sie als *Base Tracks* zusammen (vergleiche Abbildung 4.12). Abbildung 4.13 zeigt die Schritte, um in einem gescannten Volumen eines Bricks einen Vertex zu rekonstruieren. Aus diesen dreidimensional ermittelten Base Tracks (a) werden alle durchgehenden und

⁹ Kameras, die mit CCD-Sensoren, lichtempfindlichen elektronischen Bauelementen, funktionieren, die auf dem inneren Fotoeffekt beruhen. CCD steht dabei für Charge-coupled Device.

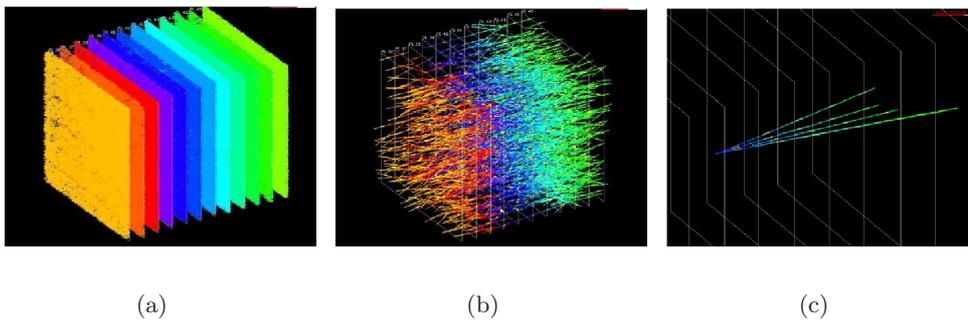


Abbildung 4.13: Schritte der Vertex-Rekonstruktion nach dem Brick Scanning, Quelle: [Acq⁺09].

niederenergetischen herausortiert (b) und anschließend ein möglicher Vertex rekonstruiert und nur noch dessen Zerfallsprodukte herausgefiltert (c).

Die Analyse der Kinematik bei den Reaktionen, insbesondere die Impulsbestimmung, erfolgt mithilfe des elektronischen Detektors und wird in Kapitel 5 näher erläutert.

Kapitel 5

Der OPERA Precision Tracker

Der *Precision Tracker* (PT) ist, wie im vorherigen Kapitel deutlich wurde, ein wesentlicher Teil des Myonspektrometers des OPERA-Detektors. Hauptaufgaben des *Precision Trackers* sind Impuls- und Ladungsbestimmung der gemessenen Teilchen. Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse beruhen hauptsächlich auf den Daten des PT. Der OPERA PT wurde von der Arbeitsgruppe Neutrinophysik der Universität Hamburg am Institut für Experimentalphysik entwickelt und gebaut, und wird während der gesamten Datennahmezeit von Hamburg aus betreut.

Der PT ist ein Driftröhrendetektor, der aus insgesamt 9504 Röhren besteht. Diese sind in zwölf Wänden, jeweils sechs in einem Supermodul, angeordnet. Jede Wand besteht aus vier Lagen, die mit einer bestimmten Staffelung angeordnet sind, um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu maximieren. Jeweils zwei Wände befinden sich vor, zwei innerhalb und zwei hinter den Magneten.

Dieses Kapitel umfasst das Gesamtobjekt OPERA *Precision Tracker*. Dabei werden zunächst die Grundlagen des Prinzips von Driftröhren aufgezeigt. Anschließend wird auf die Geometrie des PT eingegangen. Dabei wird sowohl der Aufbau im Einzelnen erläutert als auch die Prinzipien der auf geometrischen Überlegungen basierenden Analysen erklärt. Abschließend wird die Elektronik des PT dargestellt, wobei Schwerpunkte auf Aufbau und Umsetzung des Signalgebers (*Trigger*) sowie die Datennahmeelektronik gelegt werden. Die Slow Control wird separat in Kapitel 6 behandelt.

5.1 Das Prinzip einer Driftkammer

Zum Verständnis der Funktionsweise des *Precision Trackers* werden nun die Grundprinzipien von Driftkammern, in der speziellen Form auch Driftröhren genannt, erklärt.

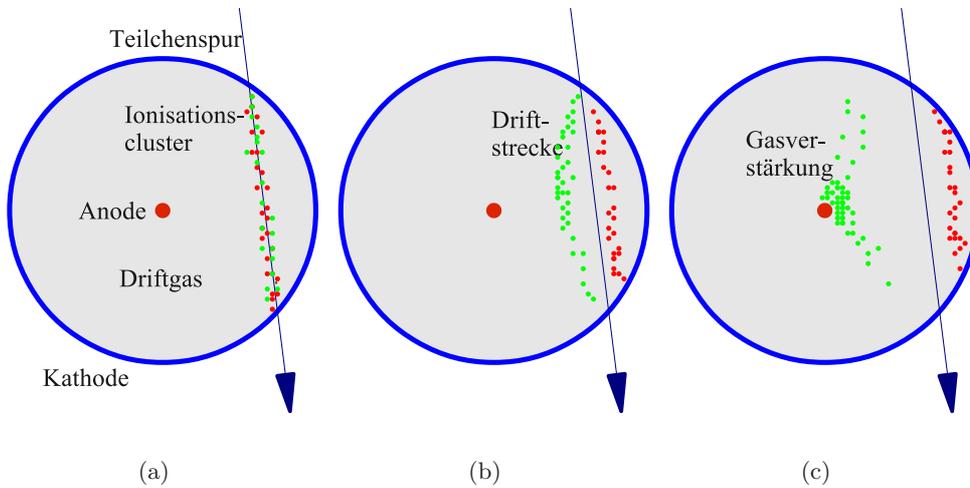


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Driftkammerprinzips: Ein geladenes Teilchen ionisiert das Driftgas beim Durchqueren der Driftrohre (a). Die negativen Elektronen werden zum positiv geladenen Hochspannungsdraht in der Mitte beschleunigt (b). Nahe am Draht wird das elektrische Feld immer größer und es findet Gasverstärkung statt (c).

Mit Driftkammern werden Spuren geladener Teilchen nachgewiesen und rekonstruiert. Die Kammern sind dazu mit einem Driftgas gefüllt und mit einem Hochspannungsdraht versehen. Wenn geladene Teilchen die Driftkammer durchqueren, wird das Gas ionisiert. Entstehende freie Elektronen und Ionen werden zum Hochspannungsdraht hin beschleunigt beziehungsweise von ihm abgestoßen. Abbildung 5.1 verdeutlicht diesen Vorgang.

Am Draht liegt hier eine positive Hochspannung von einigen kV an. Der Hochspannungsdraht fungiert als Anode, die Aluminiumröhre entsprechend als Kathode. Die Teilchenwechselwirkungen im Gas werden durch die Bethe-Bloch-Gleichung aus 5.1 beschrieben [Bet30]. Diese gibt den differentiellen Energieverlust dE pro Weglänge dx an:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi \frac{\alpha^2 \hbar^2}{m_e} N_0 \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} z^2 \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 \right], \quad (5.1)$$

- mit α Feinstrukturkonstante,
 m_e Elektronenmasse,
 N_0 Avogadrokonstante,
 Z Ordnungszahl des Materials,
 A Massezahl des Materials,
 ρ Massendichte,
 ze Ladung des bewegten Teilchens,

- β Geschwindigkeit des ionisierenden Teilchens und
- I effektives Ionisationspotential des Gases.

Bei einer Primärionisation werden energiereiche Elektronen freigesetzt. Angeregte Hüllenelektronen können den Atomverband verlassen. Diese durch direkte Stöße erzeugten Elektronen heißen δ -Elektronen. Durch das elektrische Feld driften die Elektronen zum Draht und die Ionen zur Außenwand der Röhre. Auf dem Weg werden weitere Gasmoleküle ionisiert. Entstehende Sekundärelektronen bilden Elektronengruppen, sogenannte Elektronencluster¹. Das angelegte elektrische Feld gehorcht der Gleichung

$$E(r) = \frac{V}{\ln(r_K/r_A)} \frac{1}{r}, \quad (5.2)$$

wobei r_K der Kathoden-, r_A der Anodenradius ist und V das Potential angibt. Nahe am Draht werden die Äquipotentiallinien des Feldes entsprechend immer dichter. Dadurch erfahren die Elektronen eine starke Beschleunigung und lawinenartige Vervielfältigung. Weitere Ion-Elektron-Paare werden gebildet. Dieser Prozess nahe am Draht wird Gasverstärkung genannt. Er ist wesentlich für die Funktionalität von Driftkammern, da das Signal der Primärelektronen zu gering wäre. Zur detaillierten Theorie der Teilchenwechselwirkungen im Gas sei auf [Sau77, Blu93] verwiesen.

Zur Rekonstruktion der Teilchenspuren bedarf es eines externen Signalgebers, mit dem der Zeitpunkt des Teilchendurchgangs bestimmt wird. Die Driftzeit entspricht der Zeitdifferenz zwischen diesem Teilchendurchgang und dem gemessenen Signal am Draht. Aus der Driftzeit kann die Driftstrecke ermittelt werden. Diese ist der Abstand zum Draht. Jeder getroffenen Driftröhre kann so ein Zylinder zugeordnet werden, der von der Teilchenbahn tangiert wird. Aus der zweidimensionalen Betrachtung wird dieser meist Driftkreis genannt. Es sind immer mindestens drei Röhren nötig, um eine eindeutige Spurrekonstruktion durchzuführen.

5.2 Aufbau des Precision Trackers

Die Driftröhren des OPERA PT bestehen aus Aluminium mit einem äußeren Durchmesser von 38 mm und einer Röhrenwanddicke von 850 μm . Der Signaldraht in der Mitte ist ein 45 μm dicker, vergoldeter Wolfram-Draht. Auf knapp 8 m Länge hat der Draht keine weitere Unterstützung. Er wird bei der Produktion mit einem Gewicht von 186 g gespannt, um die Position möglichst stabil zu halten [Zim⁺05].

In vier gestaffelten Lagen aus jeweils zwölf Röhren bilden insgesamt 48 Driftröhren ein Modul. Den Aufbau der Module und die Darstellung eines Teilchendurchgangs verdeutlicht Abbildung 5.2. Die Module wurden in Hamburg entwickelt und produziert und anschließend zur Installation nach Italien transportiert.

¹ Cluster, engl. Gruppe, Anhäufung

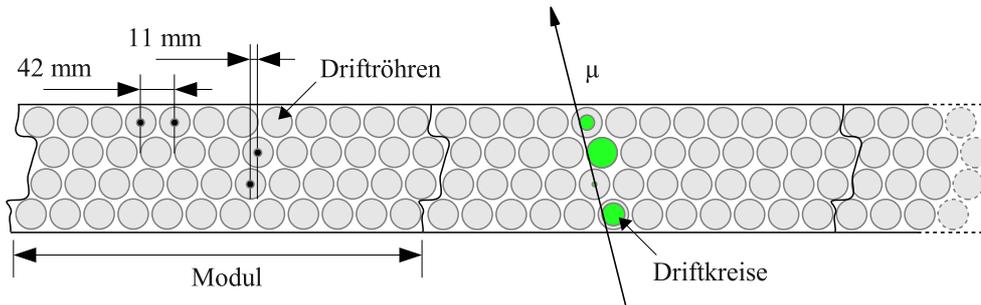


Abbildung 5.2: Die PT Module sind in vier Lagen mit je zwölf Röhren zusammengefasst. Die Lagen sind gestaffelt angeordnet, damit bei jedem Teilchendurchgang möglichst viele Röhren getroffen werden.

An der unteren Endplatte befinden sich die Anschlüsse für das Gassystem. Als Ionisationsgas dient beim PT das Gasgemisch Ar (80 %) CO₂ (20 %) [Fer06]. An der oberen Endplatte befindet sich die Steuerungs- und Ausleseelektronik. Dazu gehört die HV²-Verteilerplatine. Jede Lage von Röhren eines Moduls wird von einer solchen Platine mit Hochspannung versorgt. Beim OPERA PT wird mit einer Hochspannung von 2450 V gemessen. Gleichzeitig gibt die HV-Platine die von den Röhren ankommenden analogen Spannungssignale weiter an die eingesteckten Vorverstärker- und Diskriminatorplatinen, die von den HV-Platinen auch mit Niederspannung versorgt werden. Auf Details zur Steuerung dieser Komponenten geht Kapitel 6 ein.

Der gesamte Precision Tracker besteht aus insgesamt zwölf Wänden. Abbildung 5.3 zeigt die Zusammenstellung aller PT-Module im ersten Supermodul. In jedem Supermodul gibt es sechs Wände. Jede Wand beinhaltet 17 Module. Da das BMS (vergleiche Abschnitt 4.3) den Platz benötigt, sind im ersten SM die aus Strahlrichtung gesehen vorderste und hinterste Wand (PT 1 und PT 6) sowie die erste Wand im zweiten Supermodul (PT 7) auf nur 15 Module reduziert. Damit sind insgesamt 9504 PT-Driftröhren im OPERA-Detektor verbaut. Jeweils zwei Wände befinden sich vor, zwei innerhalb und zwei hinter den Magnetarmen im jeweiligen Supermodul. Diese zwei jeweils benachbarten Wände werden *Doublet* genannt. Beim OPERA PT werden 7,9 m lange Driftröhren verwendet. Die Driftröhren innerhalb der Magneten sind aus Platzgründen um 15 cm verkürzt. So decken die PT-Wände senkrecht zur Strahlrichtung eine Fläche von etwa 7,9 m × 8,5 m bzw. 7,9 m × 7,5 m ab.

In den eingebauten Magnetarmen verlaufen die Feldlinien wie bereits in Abschnitt 4.3.2 erwähnt entgegengesetzt. Durch diese Felder werden die geladenen Teilchen

² HV: High Voltage, engl. Hochspannung

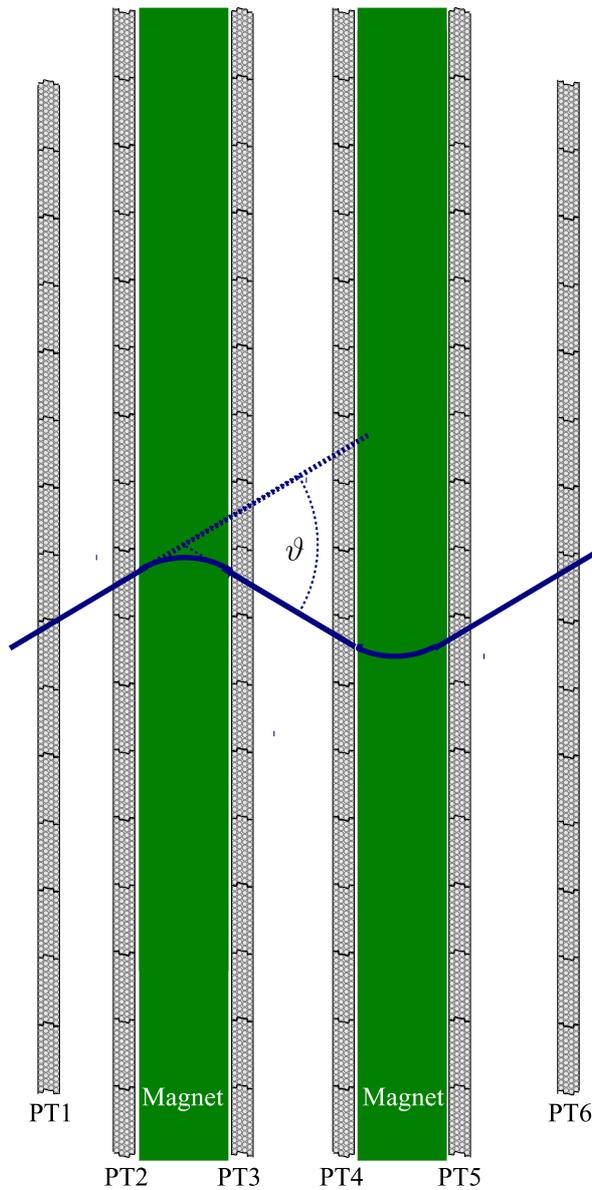


Abbildung 5.3: Maßstabsgetreue Zusammenstellung aller PT-Module im ersten Supermodul (SM). Das zweite SM ist im Wesentlichen identisch, außer, dass die aus Strahlrichtung gesehen hinterste PT-Wand (rechts) 17 statt 15 Module beinhaltet.

Exemplarisch ist eine Teilchenspur mit einem übertrieben groß gezeichneten Winkel ϑ eingezeichnet. Durch die Magnetfelder durchläuft diese eine s-förmige Spur. Über den Winkel kann der Impuls bestimmt werden.

zweimal abglenkt und durchlaufen eine s-förmige Spur. Über den Ablenkwinkel kann der Impuls der Teilchen bestimmt werden. Für den Ablenkwinkel ϑ geladener Teilchen im Magnetfeld, der durch die Lorentzkraft entsteht, gilt generell:

$$\vartheta = \frac{qBd}{p}, \quad (5.3)$$

wobei B den magnetischen Fluss, q die Teilchenladung, d die Dicke des durchlaufenden Magnetfeldes und p den Impuls des Teilchens angibt.

Um diesen Winkel zu bestimmen und daraus den Impuls ermitteln zu können, muss aber zunächst eine zuverlässige Rekonstruktion der Teilchenspuren aus den

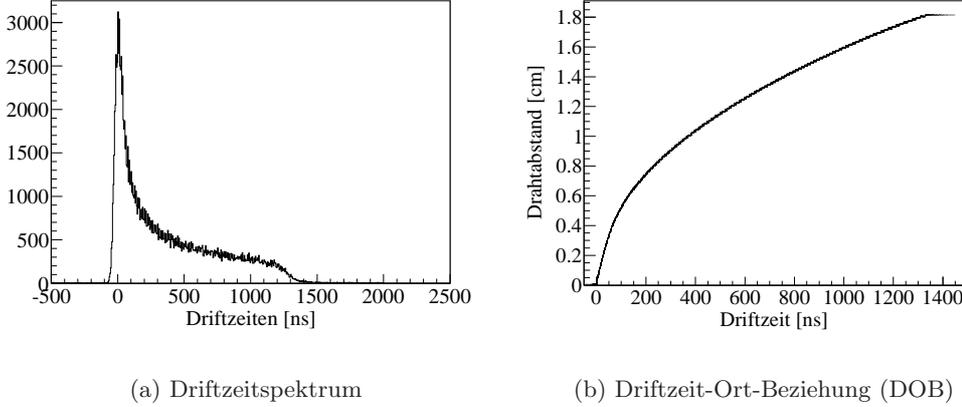


Abbildung 5.4: Exemplarisch dargestellt sind die Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten, das sogenannte Driftzeitspektrum (a) sowie die Driftzeit-Ort-Beziehung (DOB), die den Zusammenhang zwischen der Driftzeit und dem Ort des Teilchendurchgangs herstellt (b).

Driftrohrinformationen gewonnen werden. Die Zeitinformationen, die man bei den Messungen erhält und deren hardwareseitige Auslese in Abschnitt 5.3.1 erklärt wird, müssen dazu in Ortsinformationen umgerechnet werden. Die Driftzeit der Elektronen in einer Driftröhre t_D lässt sich dazu mit der Driftgeschwindigkeit $v_D(t)$ in Zusammenhang zum Ort der Spur d_{Spur} bringen [Zim99]:

$$d_{\text{Spur}}(t_D) = \int_0^{t_D} \underbrace{v_D(t)}_{dr/dt} dt. \quad (5.4)$$

Um eine direkte Beziehung von Driftzeit und Ort zu erhalten, betrachtet man zunächst eine homogen durch Teilchenspuren durchsetzte Driftröhre. Hier ist die Anzahl der Spuren N in jedem Abstandsintervall mit dem Abstand r zum Draht in der Mitte konstant und es gilt:

$$\frac{dN}{dr} = \frac{N_{\text{Spur}}}{r_{\text{Röhre}}}. \quad (5.5)$$

N_{Spur} ist dabei die Anzahl aller Spuren in der entsprechenden Röhre mit dem Radius $r_{\text{Röhre}}$. Für die Driftgeschwindigkeit ergibt sich daraus:

$$v_D(t) = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{dN} \cdot \frac{dN}{dt} = \underbrace{r_{\text{Röhre}}/N_{\text{Spur}}}_{\text{konst.}} \cdot \frac{dN}{dt}. \quad (5.6)$$

Die Häufigkeitsverteilung $\frac{dN}{dt}$, die man auch Driftzeitspektrum nennt, wird anschließend integriert und auf den Faktor $r_{\text{Röhre}}/N_{\text{Spur}}$ normiert. Abbildung 5.4(a) zeigt exemplarisch ein solches Driftzeitspektrum.

Eine erste Näherung für die Driftzeit-Ort-Beziehung (DOB), wie sie exemplarisch in Abbildung 5.4(b) zu sehen ist, ist dann

$$d_{\text{Spur}}(t_{\text{D}}) = r_{\text{Röhre}}/N_{\text{Spur}} \cdot \int_0^{t_{\text{D}}} \frac{dN}{dt} dt. \quad (5.7)$$

Iterativ wird die DOB über die Differenz vom geometrisch berechneten Abstand d_c zwischen der Teilchenspur und dem Draht und dem aus der Driftzeit berechneten Abstand d_m angepasst. Diese Differenz nennt man die Residuen ϵ :

$$\epsilon(t_{\text{D}}) = d_c - d_m. \quad (5.8)$$

Der RMS³-Wert der Residuenverteilung ist ein Maß für die mittlere Auflösung der Driftröhren. Eine exemplarische Residuenverteilung ist in Abbildung 6.9 im folgenden Kapitel gegeben.

Die gesamte Spurrekonstruktion wird in [Zim07] beschrieben und deren genaue Umsetzung im OPERA PT in [Won07] detailliert behandelt.

Zur Beschreibung einer Geraden als Ergebnis einer Spurrekonstruktion eignet sich die Normalform nach Hesse:

$$d_0 = x \sin \phi - z \cos \phi, \quad (5.9)$$

wobei d_0 den lotrechten Abstand zwischen Teilchenspur und Ursprung, ϕ den Winkel zwischen x-Achse und Spur sowie x und z die jeweiligen Drahtkoordinaten angibt. d_0 und ϕ sind auch die beiden wesentlichen Größen, die nach der Rekonstruktion gespeichert und genutzt werden (vergleiche Abschnitt 7.4.1).

Hauptaufgaben des PT sind die Impulsbestimmung sowie die Bestimmung des Ladungsvorzeichens der detektierten Teilchen. Für eine ausreichende Signifikanz dieser Ergebnisse ist eine Impulsauflösung des PT im gegebenen Energiebereich von $\Delta p/p \leq 0,25$ notwendig [Zim⁺05].

Nach Gleichung 5.3 spielen die Dicke des Magneten und die Magnetfeldstärke eine Rolle bei der Impulsbestimmung. Beim Fehler der Winkelmessung ist der Fehler in der Positionsbestimmung wesentlich. Die Vielfachstreuung, auf die in Abschnitt 7.4.1 noch genauer eingegangen wird, findet hierbei aber auch entsprechende Beachtung.

Mit den bekannten Kenngrößen aus dem Experiment wird die geforderte Impulsauflösung erreicht, wenn die Auflösung der Spuranalyse einen Wert von 636 μm nicht überschreitet. Nach Abschätzung des intrinsischen Fehlers aus der Driftzeitmessung und dem Fehler der Drahtpositionen, also der mechanischen Positionierung innerhalb der einzelnen Module, darf der Fehler aus der Positionsbestimmung (dem *Alignment*) der Detektor-Module einen Wert von etwa 250 μm nicht übersteigen [Zim⁺05].

³ RMS: Root Mean Square, engl. quadratischer Mittelwert

Die Datenauslese erfolgt beim PT nur einseitig an einem der Drahtenden. Der PT ist daher nur in x- und z- Richtung und nicht in y-Richtung entlang des Drahtes sensitiv, was für eine Impulsbestimmung ausreicht. Eine beidseitige Auslese mit OPERA Driftrohrmodulen wurde beispielsweise in [Büt11] umgesetzt.

5.3 Elektronik des Precision Trackers

Die Grundidee von Driftkammern ist einfach. In der technischen Umsetzung spielen die Details dieser Detektorkomponente aber eine große Rolle. Dazu gehören neben der Versorgung des PT mit Gas, Nieder- und Hochspannung alle elektronischen Platinen sowie die Elektronik zur Auslese der gewonnenen Daten.

Alle Teile, die der sogenannten *Slow Control*, also der Zusammenstellung der Steuerungs-, Regelungs-, und Überwachungssysteme, zugeordnet werden können, werden im folgenden Kapitel behandelt, insbesondere in Bezug auf die Umsetzung der Software. Dieser Abschnitt befasst sich mit den elektronischen Bestandteilen, die in der Datennahme für den Signalgeber (Trigger) und die eigentliche Auslese mittels TDCs⁴ notwendig sind.

Die gesamte PT Elektronik befindet sich auf dem Detektor. Die Elektronikplatinen der TDC-Datennahmeelektronik und des Triggers sowie die weiteren im folgenden Kapitel behandelten Platinen sind in Überrahmen, sogenannten Crates, eingesteckt. Die zwölf Wände des gesamten PT werden mit zwölf Crates versorgt. Dabei sind die ersten beiden Crates in jedem Supermodul der ersten und zweiten Wand zugeordnet. Aufgrund der seitlichen Verkabelung der PT-Wände innerhalb der Magneten und der Positionierung der weiteren Crates auf dem Detektor, sind diese immer zur Hälfte für eine PT-Wand zuständig⁵. Für das zweite Supermodul ist die Anordnung der Crates analog.

5.3.1 TDC-Datennahmeelektronik

Der TDC ist das wesentliche Zeitmessinstrument des OPERA PT. Hier werden die von Vorverstärkerplatinen an den Driftröhren erhaltenen Signale aufgenommen und digitalisiert. Zwölf Driftröhren in einer Reihe eines Moduls sind mit einer Vorverstärkerplatine bestückt. Auf dieser befinden sich drei sogenannte L3-Verstärker [Rew86], die ihren Namen vom beendeten L3-Experiment am CERN haben, bei dem diese Chips eingesetzt wurden [L3c⁺90]. Eine TDC-Platine bedient dabei bis zu zwei PT-Module. Die Platine wurde in Zusammenarbeit mit der Firma MSC⁶ eigens entwickelt. Zur Kommunikation zwischen dem TDC und der gesamten Datennahme des OPERA-Experiments dient das sogenannte Mezzanine-

⁴ TDC: Time-to-Digital-Converter, digitale Zeitauslese

⁵ Crate 3 und 5 bedienen dabei Wand 3 und 4 und Crate 4 und 6 die Wände 5 und 6

⁶ MSC Vertriebs GmbH

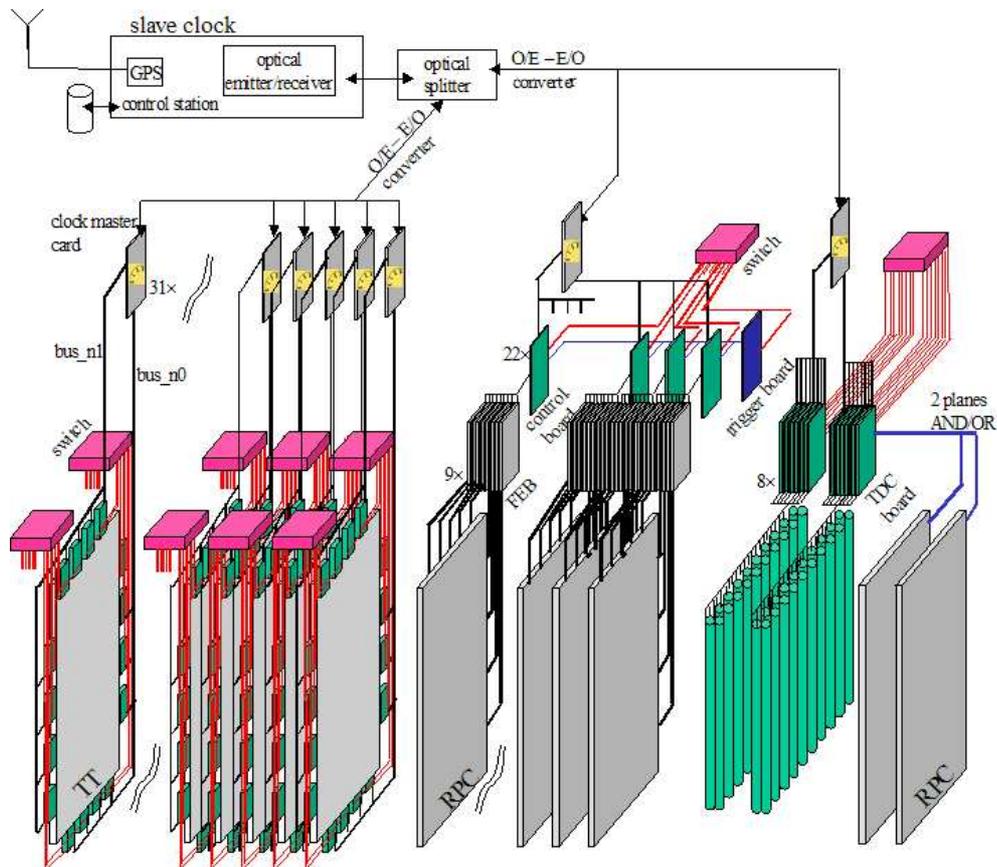


Abbildung 5.5: Schema der gesamten OPERA-DAQ, Quelle [Cha⁺02].

Board⁷ [Jan08b]. Dieses ist für alle Detektorkomponenten nahezu identisch, so dass ein einheitliches DAQ⁸-Konzept realisiert werden konnte [Mar10]. Abbildung 5.5 zeigt den gesamten Aufbau dieser Datenerfassungselektronik. Alle elektronischen Komponenten im OPERA-Detektor werden zentral in einer DAQ aufgezeichnet. Dazu gehören neben dem Precision Tracker die RPCs, XPCs und das Veto sowie die Target Tracker. Die Rohdaten werden zweimal am Tag aus der Datenbank extrahiert und im *ROOT*⁹-Format abgespeichert.

⁷ Mezzanine-Board, von ital. mezzo, halb, ist eine Elektronikplatine, deren Funktion darin besteht, Hardware einer vorhandenen Peripherie zu erweitern.

⁸ Data Acquisition, engl. Datenaufnahme.

⁹ ROOT ist ein Programmpaket, das für die Datenanalyse in der Hochenergiephysik entwickelt wurde, siehe auch root.cern.ch

5.3.2 Triggerlogik

Die TDCs des OPERA PT wurden so konzipiert, dass ein externer Signalgeber (*Trigger*) notwendig ist, der ein Stop-Signal¹⁰ liefert, das dafür sorgt, dass die TDCs ausgelesen werden. Ein zuverlässiges Triggersystem ist also essentiell für die erfolgreiche Datennahme. Wie schon in Abschnitt 4.3.2 erwähnt, dienen

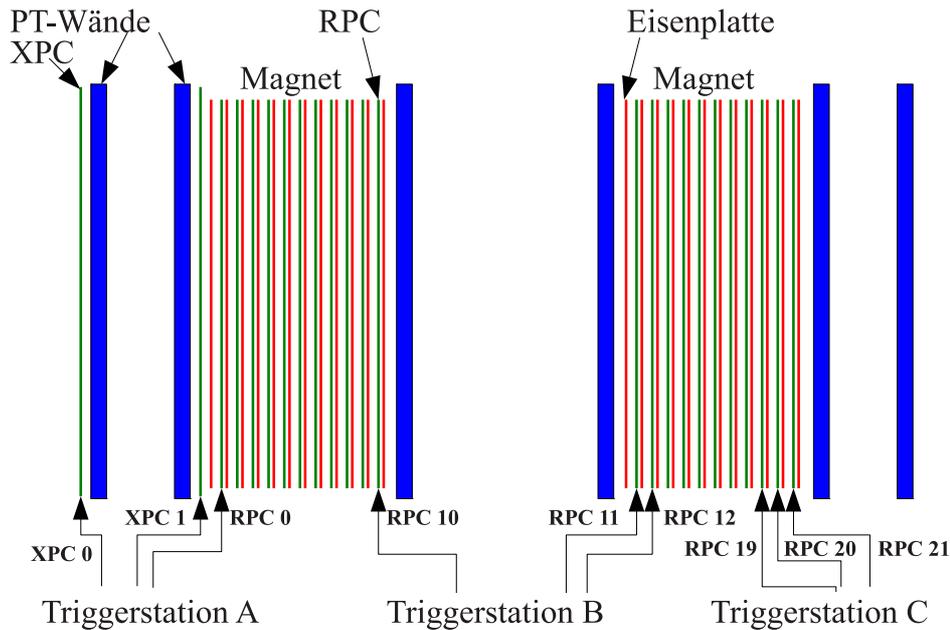


Abbildung 5.6: Triggerstationen des *Precision Trackers* beim ersten Supermodul. Beim zweiten Supermodul sind die Triggerstationen D, E und F analog aufgebaut und werden von den XPC 2, XPC 3 und RPC 22 (Station D), RPC 32, 33 und 34 (Station E) sowie RPC 41, 42 und 43 (Station F) bedient.

dazu einige Lagen der RPCs und XPCs. Neben der regulären Ausleseelektronik sind diese Lagen zusätzlich mit sogenannten Timing-Boards versehen. Über das angeschlossene OPE-Board (*Or Plane Electronics*) werden dessen Signale an die OPERA Trigger Boards (OTB) weitergegeben [Cor⁺09].

In jedem Crate befindet sich ein OTB. Dieses ist eingeteilt in *Master* und *Slave*. Jedes Master-OTB bildet zusammen mit dem eigenen Slave und dem Slave des benachbarten Crates eine Triggerstation. Es gibt also in den insgesamt zwölf Crates sechs Triggerstationen, so dass jedes zweite Master-Board ungenutzt bleiben kann. Abbildung 5.6 zeigt die Triggerstationen A, B und C im ersten Supermodul. Die Master von Station A werden dabei von den XPCs Nummer 0 und 1 sowie von RPC0 bedient. Für Station B sind die RPCs 10, 11 und

¹⁰ Dieser sogenannte *Common-Stop Modus* bedeutet, dass alle TDC-Kanäle gleichzeitig ihre Zeitmessung stoppen.

12 sowie für die Station C die RPCs 19, 20 und 21 zuständig. Triggerstation A sorgt also dafür, dass die ersten beiden PT-Wände ausgelesen werden, B für die beiden folgenden und C für die hinteren beiden. Die Triggerstationen im zweiten Supermodul (D, E, und F) sind im Wesentlichen analog aufgebaut. Es werden die entsprechenden Wände ausgelesen [Ste08].

Wenn ein Trigger ausgelöst wird, wird ein Stoppsignal vom Master generiert und über die beiden Slaves und über die rückseitige Leiterplatte der Crates (*Backplane*) weiter zu den TDCs geleitet [Fel⁺09].

Zur Verbesserung des Triggersystems wurde nachträglich das Overall Triggerboard (OVTB) entwickelt, mit dem alle drei Triggerstationen eines Supermoduls ausgelesen werden, sobald eine der entsprechenden Stationen ausgelöst wird [Jes09]. Es gibt also zwei OVTB, eines für die Stationen A, B und C, das zweite für D, E und F. Umgesetzt auf dem OVTB ist auch der sogenannte X-Trigger, mit dem die kreuzweise Auslese auch des jeweils anderen OVTB möglich ist. Dieser X-Trigger hat sich allerdings im Betrieb nicht als geeignet erwiesen und wird daher nicht genutzt.

Die Programmierung der Platinen für den Trigger inklusive des Overall Triggers werden in Kapitel 6 beschrieben. Die Implementierung des Triggersystems in den Datennahmebetrieb wird in [Ste⁺08] erläutert.

Kapitel 6

Precision Tracker Slow Control

In diesem Kapitel wird die Slow Control des Precision Trackers im Detail vorgestellt. Mit dem Begriff *Slow Control* bezeichnet man in der Hochenergiephysik das gesamte Steuerungs-, Regelungs-, und Überwachungssystem des Detektors, bei dem sich die Parameter im Vergleich zur Ereignisrate nur langsam ändern.

Wesentliche Teile der Slow Control, insbesondere die Programmierung der verschiedenen Steuerungsplatinen, sind Bestandteil dieser Arbeit. Ein allgemeiner Überblick der Precision Tracker Slow Control wurde bereits in [Göl06] gegeben.

Es werden im Folgenden die einzelnen Komponenten sowie deren Anbindung an die Slow Control Datenbank vorgestellt (Abschnitt 6.1).

Ein Schwerpunkt wird auf die Testpulsmessungen gelegt, die nach erfolgreicher Inbetriebnahme der Slow Control möglich waren (Abschnitt 6.2). Die Testpulsmessungen sind essentiell für den zuverlässigen Betrieb des OPERA PT. Mit dem Testpulssystem können neben dem generellen Test der einwandfreien Funktion der einzelnen Kanäle die Kabelllaufzeiten mit Hilfe der offiziellen Datennahmesoftware ermittelt werden.

Diese werden direkt von der Rekonstruktionssoftware verwendet, was im letzten Abschnitt (6.3) dieses Kapitels beschrieben wird.

6.1 Komponenten der PT Slow Control

Die PT Slow Control besteht neben der Slow Control Datenbank im Wesentlichen aus vier Komponenten [Göl09]. Diese sind neben der Hoch- und Niederspannungsversorgung, die verschiedenen Steuerungsplatinen sowie das Gassystem. Letztgenanntes wird ausführlich in [Fer06] und [Fer⁺08] beschrieben. Details zur Datenbankanbindung findet man auch in [Hie07]. Speziell die Datenbankanbindung des Gassystems, mit Erklärungen, wie die Variablen des Gassystems in die Datenbank geschrieben werden, ist in [Ort07] ausgeführt. Die

genannten Programme laufen auf einem PC am Detektor, der im folgenden Slow Control PC genannt wird und auch von Hamburg aus per Fernsteuerung bedient werden kann.

Die Auslese und Steuerung per CAN-Bus¹ wird von CAN-Adaptern der Firma PEAK² erledigt. Insgesamt sind fünf dieser Adapter im Einsatz, einer für die Leitung an den Niederspannungsgeräten (LV³), einer für die Spannungsgeräte der Überrahmen (Crates) der Firma WIENER⁴, in denen sich die Platinen befinden, sowie drei weitere für je eine Leitung, über welche die Platinen selber angeschlossen sind.

Der Aufbau der Slow Control, insbesondere die Verbindungen der einzelnen Komponenten, verdeutlicht Abbildung 6.1.

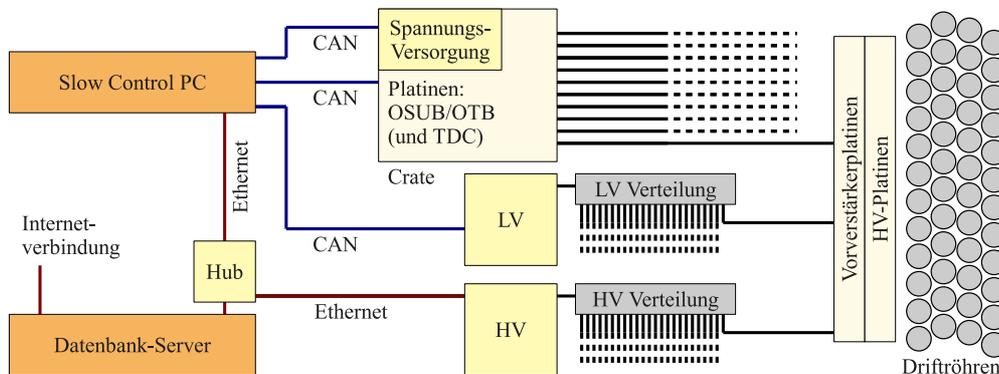


Abbildung 6.1: Übersicht über die PT Slow Control. Vom Slow Control PC aus werden die Spannungsversorgung der Crates, alle Steuerungsplatinen (OPERA Support Board (OSUB) und OPERA Trigger Board (OTB)) sowie die LV-Geräte gesteuert. Alle Werte vom Slow Control-PC und dem Hochspannungsgerät werden im Datenbank-Server gespeichert. Die weitere Versorgung der Vorverstärkerplatinen an den Driftröhren erfolgt über die HV- und LV-Verteilungen.

6.1.1 Hochspannung

Zur Datennahme mit Driftröhren muss die Versorgung der Drähte mit Hochspannung (HV⁵) gewährleistet sein. Die Hochspannungsversorgung der OPERA PT erfolgt durch ein Mehrkanalgerät der Firma CAEN⁶. Dieses kann per Ethernet gesteuert, ausgelesen und konfiguriert werden. Hierfür wurde ein

¹ CAN: Controller Area Network, ein von der Firma BOSCH ursprünglich für die Automobilindustrie entwickelter Feldbus-Standard

² PEAK PCAN-USB IPEH-002021

³ LV: Low Voltage, engl. Niederspannung

⁴ WIENER, Plein & Baus GmbH, Müllersbaum 20, D-51399 Burscheid

⁵ HV: High Voltage, engl. Hochspannung

⁶ CAEN SY Universal Multichannel Power Supply System

Programm entwickelt, das die aktuellen Werte (Spannung, Stromstärke etc.) vom Slow Control PC aus an die Datenbank sendet.

Die Hochspannung wird vom Gerät automatisch heruntergefahren, wenn der mittlere Strom auf den Drähten einen bestimmten regulierbaren Wert übersteigt (sog. *Trippen*). Da dies gerade auf bestimmten Kanälen regelmäßig vorkommt, ist in die Software ein automatisches Wiederhochfahren für getrippete Kanäle implementiert worden. Wenn dies dreimal durch ein erneutes Trippen erfolglos abgebrochen wird, ist ein manuelles Neustarten des Kanals über die Bedienoberfläche des HV-Gerätes erforderlich.

6.1.2 Niederspannung

Für die Versorgung der Vorverstärkerplatinen mit einer Betriebsspannung werden Geräte der Firma ZENTRO ELEKTRIK⁷ eingesetzt. Diese Versorgungsspannung ist unter anderem notwendig, um die Schwellenwerte auf den Diskriminatoren zu generieren. Nur Signale oberhalb dieser Schwelle werden weitergeleitet, so dass nur eine präzise Spannungsversorgung eine gute Rauschunterdrückung garantiert. Insgesamt sind vier Niederspannungsgeräte für den PT am Detektor im Einsatz. Über mehrere Stufen wird der Strom auf alle Module des PT verteilt.

Die Spannungsgeräte werden per CAN-Bus ausgelesen und gesteuert. Hierfür wurde auch im Rahmen dieser Arbeit ein Programm entwickelt, das permanent auf dem Slow Control PC läuft und dabei diese Aufgaben erfüllt. Es übermittelt Spannung, Strom, Temperatur des Gerätes sowie den eingestellten Status⁸. Diese Werte werden automatisch in die Slow Control Datenbank geschrieben. Zusätzlich ist es möglich, die LV-Geräte ein- und auszuschalten. Dies ist vor allem für längere Strahlpausen nutzbar.

6.1.3 Steuerungsplatinen

Für den OPERA PT wurden mehrere Steuerungsplatinen entwickelt, die wichtige Aufgaben am Driftröhrenspektrometer übernehmen. Die Entwicklung fand an der Universität Hamburg in der Abteilung Technische Entwicklung und Betrieb (TEB) in enger Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Neutrinophysik statt. Zu den Hauptaufgaben der Platinen gehören das Setzen von Diskriminatorschwellen, das Testpulssystem sowie das Triggersystem. Die Platinen werden OPERA Support Board (OSUB), OPERA Trigger Board (OTB) und OPERA Overall Trigger Board (OVTB) genannt. Alle werden per CAN-Bus gesteuert und ausgelesen. Für alle Boards wurde eine Software entwickelt, mit der alle Funktionen der Platinen ausgeführt werden können und die alle notwendigen Variablen an die Slow Control Datenbank sendet. Die Inbetriebnahme des Triggersystems wird auch ausführlich in [Ste08] und die des Overall Triggers in [Jes09] beschrieben. Für alle Platinen

⁷ Zentro Elektrik GmbH KG, Höhenstr. 7, D-75239 Eisingen

⁸ Der Status ist hierbei auf *Spannung konstant* eingestellt.

liegen Anleitungen der Entwickler vor, die insbesondere für die Programmierung von Nutzen sind.

OPERA Support Board OSUB Mit dem OSUB werden die Vorverstärkerplatinen gesteuert beziehungsweise ausgelesen. Je ein OSUB bedient zwei PT Module. Sie befinden sich in den gleichen Crates jeweils neben den TDCs (vgl. Abschnitt 5.2). Insgesamt sind 104 OSUBs im Einsatz. Jedes OSUB erfüllt vier Funktionen:

1. Temperaturmessung
An den Vorverstärkern angeschlossene Temperatursensoren vom Typ KTY-81-110 können ausgelesen werden. Insgesamt sind 116 Sensoren im Einsatz. Die Lage der Sensoren im Detektor ist dokumentiert. Alle Werte werden einmal pro Minute in die Slow Control Datenbank geschrieben.
2. Diskriminatorschwellen einstellen
Zur Minimierung des Hintergrundrauschens werden Diskriminatorschwellen gesteuert. Hierbei können einzelne Röhren (1), einzelne Lagen der von einer Platine bedienten Module (2) oder alle Kanäle der Platine (3) bedient werden. So ist es möglich, mit der dritten Option sämtliche Schwellen des PT zu setzen.
3. Testpulse
Testpulse können generiert werden, um die Kanalfunktion zu überprüfen und die Laufzeit der Signale auf dem gesamten Weg in der Elektronik zu bestimmen. Es werden jeweils alle geraden beziehungsweise alle ungeraden Kanalnummern einer Platine gemeinsam angesprochen.
4. Status
Der Status gibt an, ob eine Verbindung zwischen OSUB und Vorverstärker besteht. Hiermit kann überprüft werden, ob die Anschlüsse korrekt sind.

OPERA Trigger Board OTB In jedem Crate befindet sich ein OTB, das die Triggereinstellungen regelt. Die Grundlagen des PT Triggers sind in Abschnitt 5.3.2 beschrieben. Umgesetzt werden diese Ideen mit dem OTB, das ebenfalls per CAN-Bus über die gleiche Leitung gesteuert wird. Folgende Funktionen können durch das OTB ausgeführt werden:

1. Delay
Unterschiedliche Zeitverzögerungen auf dem OTB können eingestellt werden.
2. Pulsweite
Die Pulsweite auf dem OTB ist variabel einstellbar.

3. Testpulse

Direkt auf dem OTB können Testpulse gesendet werden, um so manuell einen Trigger auszulösen. Diese Funktion ist gerade für die Testphasen essentiell, wenn beispielsweise kein externer Trigger vorliegt.

4. Platineneigenen TDC auslesen

Ein direkt auf der OTB-Platine angebrachter TDC misst die Zeitdifferenz zwischen eingehenden Signalen und Ausgangssignal. Die gesamte Laufzeit durch die Elektronik des OTB wird so bestimmt und ausgelesen.

5. Schreiben der Konfiguration

Verschiedene Konfigurationen des OTB können eingestellt werden. Diese sind die Maskierung sowie die Trigger-Koinzidenzeinstellungen. Die Maskierung gibt an, welche Kabel am Eingang des OTB eingesteckt sind und berücksichtigt werden sollen. Bei der Koinzidenz ist es möglich zwischen *2 aus 3*, *3 aus 4*, *4 aus 5* und *random* zu wählen, je nachdem, welche Kondition gewünscht ist. Der *random* Trigger löst aus, wenn ein beliebiger Triggerkanal ein Signal gibt. Daher ist er gut für Testzwecke geeignet.

6. Lesen der Konfiguration

Alle diese Konfigurationen können zur Kontrolle ausgelesen werden.

7. Status

Der Status des OTB kann angezeigt werden.

OPERA Overall Trigger Board OVTB Für jedes Supermodul existiert je ein OVTB. Mit dieser Platine wird der Overall Trigger umgesetzt, der bereits in Abschnitt 5.3.2 erklärt wurde. Die beiden OVTB-Platinen befinden sich in den Crates 2 für das erste und Crate 6 für das zweite Supermodul. Folgende Funktionen erfüllt das OVTB:

1. Setzen und Lesen der Maskierung

Diese Funktion gibt an, welche Kabel eingesteckt sind und berücksichtigt werden sollen.

2. Delay

Eine Verzögerung auf der Platine kann eingestellt werden.

3. Pulsweite

Die Pulsweite der Triggersignale am Ausgang der Platinen können eingestellt werden.

4. Zähler lesen

Der Zähler der Triggersignale kann digital ausgelesen werden.

5. Counter Mode

Bei der Funktion Counter Mode wird zwischen *Zähler* und *Frequenz* ausgewählt, je nachdem, was auf dem Display der Platine angezeigt werden soll. So ist es möglich, auch vor Ort schnell die Funktion des Triggers zu überprüfen.

6. Setzen und Lesen der Inhibit Time

Für den X-Trigger (vergleiche Abschnitt 5.3.2) kann eine Sperrzeit (*Inhibit*) eingestellt werden, um eine Rückkopplung zwischen den Platinen zu verhindern.

7. Status, Reset

Bei der letzten Funktion wird der Status der Platinen ausgelesen und alle Werte können auf die Voreinstellungen zurückgesetzt werden.

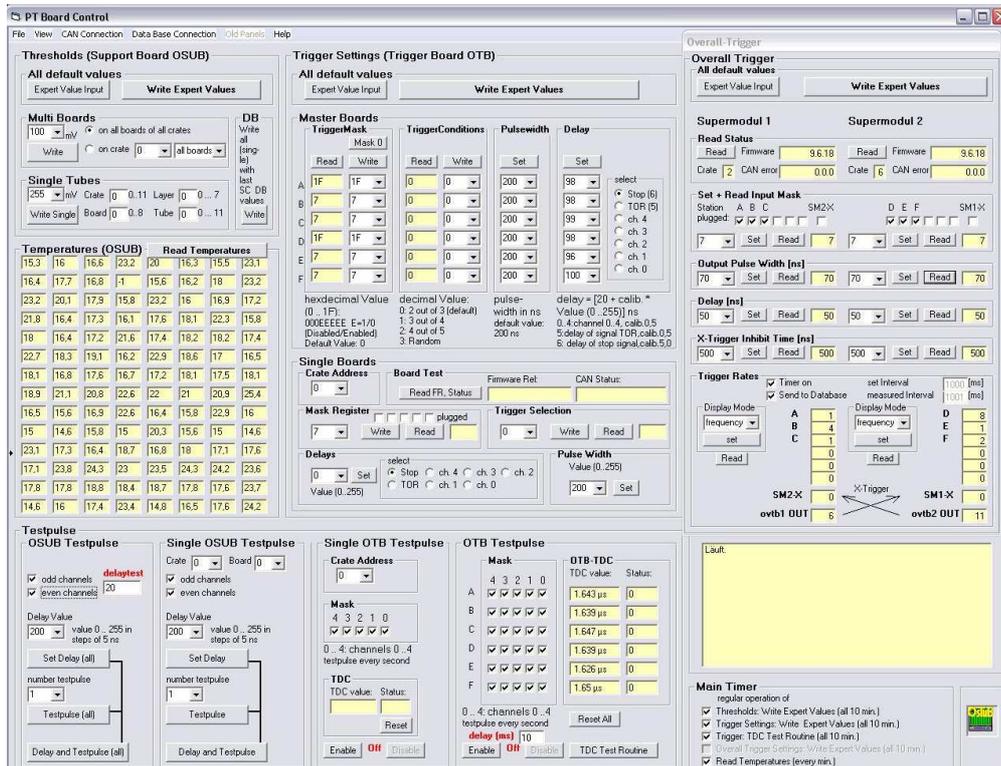


Abbildung 6.2: Benutzeroberfläche des Slow Control Programms *Board Control*, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Mit dem Programm können alle Funktionen aller Slow Control Platinen des OPERA PT gesteuert werden. Dazu gehören neben dem Setzen von Schwellwerten, dem Generieren von Testpulsen und dem Auslesen der Temperatursensoren sämtliche Triggereinstellungen.

Programmierung der Platinen Für die drei unterschiedlichen Platinen gibt es die Software *Board Control*, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und in *Visual Basic 6.0* umgesetzt wurde. Die Verbindung zu den Platinen erfolgt mit dem Bus-Standard CAN. Für die bereits erwähnten CAN-Adapter muss ein Treiber installiert sein. Dieser kann in *Visual Basic* mit einem sogenannten Modul innerhalb der Software eingebunden und angesprochen werden. Bei der Fehlersuche beispielsweise auf den CAN-Linien helfen Programme des Adapterherstellers PEAK (*CAN Stat* und *CAN View*). Zum Einstellen der Netze bei Verwendung mehrerer Adapter an einem PC, wie es hier notwendig ist, um alle Platinen, die Niederspannungsgeräte des PT sowie die Spannungsgeräte der Crates zu steuern beziehungsweise auszulesen, gibt es das Program *NetConfig*. Hier wird einmalig die Zuordnung der Adapter definiert, die von den jeweiligen Programmen oder Programmteilen angesprochen werden sollen.

Abbildung 6.2 zeigt die grafische Oberfläche zu dem Slow Control Programm *Board Control*. Die einzelnen Schaltflächen sind beschriftet und dadurch selbsterklärend. Darüber hinaus gibt es eine Anleitung zur Slow Control, die auch auf alle Funktionen dieser Benutzeroberfläche zu den Platinen genauer eingeht.

Im oberen Bereich der Bedienoberfläche kann man die wichtigsten Werte einstellen, die regelmäßig neu gesetzt werden sollen. Dazu gehören neben den Schwellenspannungen (links) alle Triggereinstellungen (mitte und rechts). Diese Einstellungen erfolgen automatisch. So werden alle 10 Minuten die Schwellenspannungen und Triggereinstellungen neu gesendet, um bei einem kurzzeitigen Stromausfall oder Spannungsschwankungen immer die gewünschten Werte gesetzt zu haben. Die Temperaturwerte der installierten Sensoren werden jede Minute ausgelesen. Alle Werte werden, wenn sie sich geändert haben, an die Slow Control Datenbank gesendet. Beim Starten von *Board Control*, also beispielsweise auch beim Neustart nach einem längeren Stromausfall, erfolgt diese Automatik in der Reihenfolge erst Schwellenwerte schreiben und dann Triggereinstellungen setzen, damit erst die Rauschunterdrückung funktioniert, bevor mit dem laufenden Trigger Daten genommen werden.

Slow Control Datenbank Die Slow Control Datenbank wurde in MySQL geschrieben. Der genaue Aufbau wird in [Hie07] erklärt. In der Datenbank werden alle wichtigen Parameter des Netzwerk-Status, des Gassystems, von HV und LV, des Triggers sowie der Datenqualität gespeichert. Allen diesen Werten sind Nominalwerte zugeordnet. Dadurch können bei Abweichungen in einem Online-Display sofort Warnmeldungen angezeigt werden. Dieses Display zeigt die aktuellen Slow Control Daten und wird auch permanent im Schichtdienst überwacht. Es wird durch die Erfahrungen im Betrieb kontinuierlich erweitert und optimiert. So ist mittlerweile jede Fehlermeldung mit einem Hilfebutton versehen, der direkt zu einer Kurzanleitung führt. In der Slow Control Datenbank werden

außerdem alle Werte aus dem Positionsüberwachungssystem gespeichert, das in Kapitel 7 eine Rolle spielt und dort im Abschnitt 7.3 erklärt wird.

6.2 Funktionsweise der Testpulsmessungen

Die Möglichkeit, Testpulse auf die Driftröhren zu senden, ist bereits in der Entwicklung der Elektronikplatinen berücksichtigt worden. Zweck dieser Implementierung ist primär das Überprüfen der einwandfreien Kanalfunktion. Außerdem ist es dadurch möglich, die Laufzeiten in den Kabeln genau zu bestimmen. Im folgenden Abschnitt wird der Aufbau der Testpulselektronik detailliert erklärt sowie die Datennahme der Testpulse beschrieben.

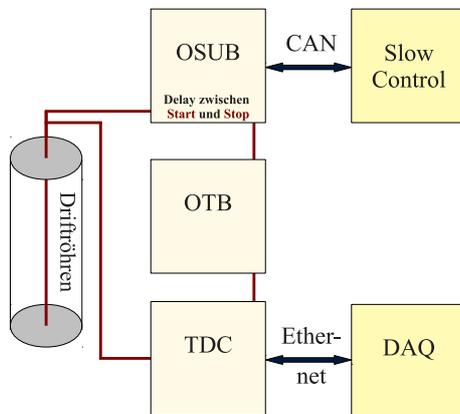


Abbildung 6.3: Funktionsweise der Testpulsmessungen. Das OSUB, das per CAN-Bus vom Slow Control PC gesteuert wird, sendet Testpulse (Start) auf die Driftröhren und Stop-Signale über das OTB zum TDC. Der Delay zwischen Start und Stop ist variabel einstellbar. Die TDCs werden per Ethernet mit der regulären OPERA DAQ (Data Acquisition) ausgelesen.

6.2.1 Aufbau der Testpulselektronik

Beim Ablauf der Testpulsmessungen sind alle wesentlichen Komponenten der Slow Control und der Datennahme involviert. Abbildung 6.3 zeigt den Ablauf der Testpulsmessungen.

Jedes OSUB sendet Testpulse zu den Driftröhren. Dabei kann man entweder die geraden oder die ungeraden Kanäle einer Platine wählen. Die Möglichkeit, nur einzelne Kanäle anzusprechen, ist bei der Entwicklung nicht vorgesehen gewesen. Über die Rückseite der Crates werden Stop-Signale über die Triggerplatinen zu den TDCs gesendet. Die Crates wurden dafür entsprechend verkabelt. Zwischen den Start- und den Stop-Signalen können Zeitverzögerungen eingestellt werden. Hier sind Werte in Schritten von 5 ns zwischen 0 und 1275 ns möglich. Um bei den Testpulsmessungen keine Überlagerung von Rauschen zu bekommen, muss auch hier eine Schwellenspannung aktiviert sein. Daher muss entsprechend auch die Niederspannungsversorgung eingeschaltet sein. Im Programm *Board Control* kann außerdem die Anzahl der Testpulse eingestellt werden. Für anfängliche Tests ist es ratsam, diesen Wert klein zu wählen, da die Messung nicht unterbrochen werden kann.

6.2.2 Datennahme mit Testpulsen

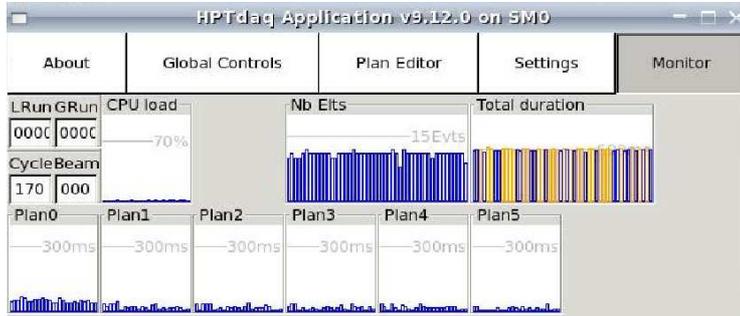


Abbildung 6.4: Grafische Oberfläche der DAQ-Software während der Datennahme mit Testpulsen.

Bei den Testpulsmessungen am OPERA PT wird die in der Kollaboration offizielle DAQ⁹-Software verwendet. Abbildung 6.4 zeigt die grafische Oberfläche dieses Programms während der Datennahme mit Testpulsen. Gut zu erkennen ist hier (unter *Nb Elts*¹⁰) der in etwa konstante Eingang der Testpulse, was dem gleichmäßigen Senden durch die Slow Control Software entspricht. Die Bedienung der DAQ-Software beschreibt [Jan08a] ausführlich.

Es ist darauf zu achten, dass die DAQ-Version benutzt wird, bei der keine festen Filter einprogrammiert sind. Bei den Versionen für die normale Datennahme, beispielsweise beim Strahlbetrieb, werden die TDC-Einträge mit kurzen Signalweiten herausgefiltert. Die TDC-Software des Herstellers MSC misst den Zeitabstand zwischen den beiden Flanken des Driftröhrenssignals. Diese werden in vier Bereiche eingeteilt: 0 (keine Breite), 1 (<13 ns), 2 (13–82 ns) oder 3 (>82 ns) [Msc04]. Da die Testpulse kleine Signalweiten haben, werden diese bei einer filterbehafteten Version nur dann aufgezeichnet, wenn gleichzeitig auch Einträge aus dem Bereich 2 oder 3 auftreten, beispielsweise durch kosmische Teilchen. Dies ist beim normalen Strahlbetrieb sinnvoll, da bei kleinen Signalbreiten das Rauschen überwiegt [Won07]. Beim Testpulsbetrieb konnte dieser Filter zunächst nicht deaktiviert werden, so dass eine geeignete Programmversion von den Entwicklern angefordert werden musste. Desweiteren muss beachtet werden, dass die Daten nicht im ROOT-Format, sondern im Textformat *ASCII* gespeichert werden. Dies liegt daran, dass die DAQ mit der hohen Ereignisrate bei den Testpulsmessungen nicht zurechtkommt. Die Testpulsdaten im ASCII-Format erfordern ein eigenes Auswertungsprogramm, das zuerst in [Fra07] beschrieben wurde und für die Messung der Kabellaufzeiten, die im folgenden Absatz erläutert werden, entsprechend erweitert wurde. In den ASCII-Dateien aus der DAQ werden die sogenannte *cycle*-Nummer, die Ereignisnummer, der Zeitwert (*timestamp*), Modulnummer 1 und 2 (da im allgemeinen zwei Module an einem TDC angeschlossen sind), PT-Wandnummer (*plane*), SM-Nummer sowie die Anzahl der Hits in einer Zeile gespeichert. Falls diese letztgenannte Anzahl nicht Null

⁹ Data Acquisition, engl. Datenaufnahme.

¹⁰ Number of Elements, die momentane Anzahl der Einträge in die DAQ.

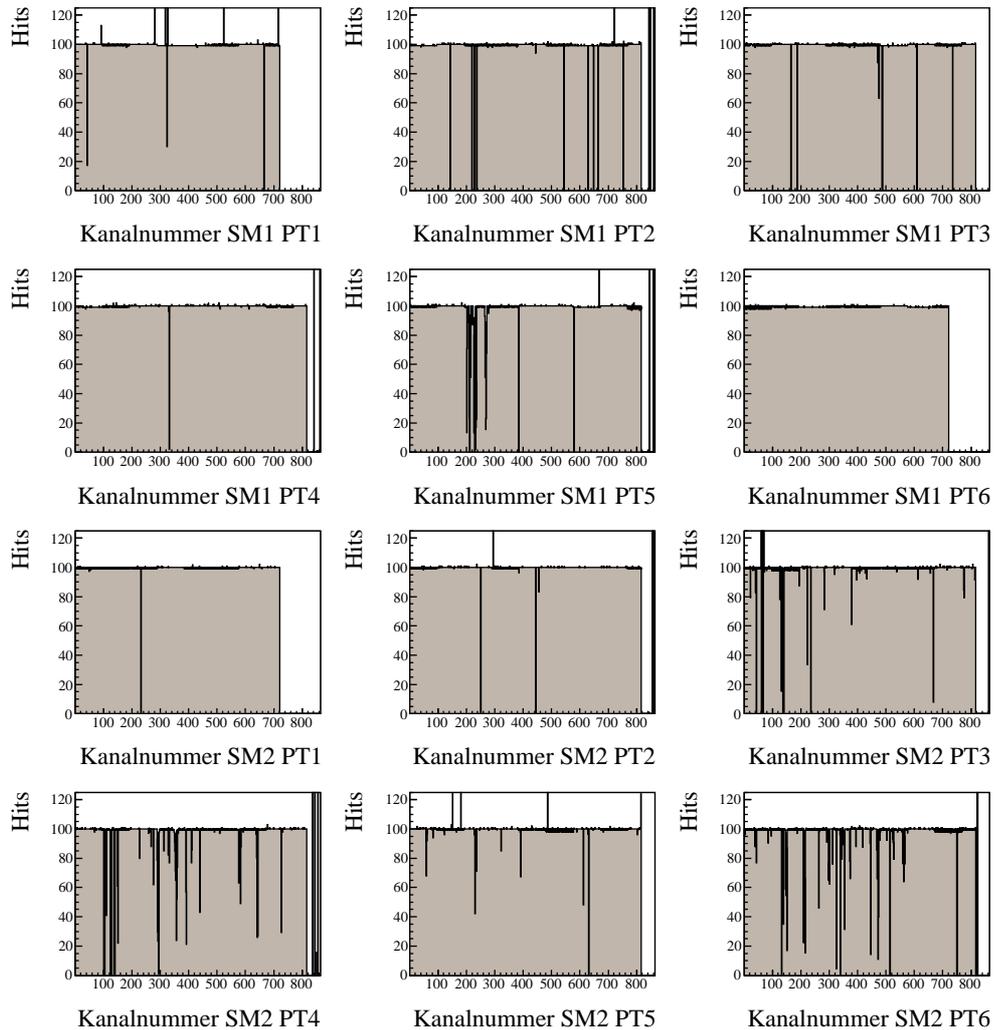


Abbildung 6.5: Die Hitmaps der Testpulsmessungen: Auf jeden Kanal wurden hierbei jeweils 100 Testpulse gesendet. Für alle Kanäle aller PT-Wände und beider Supermodule (SM) ist die Anzahl der dabei aufgezeichneten Hits aufgetragen.

ist, folgen zusätzlich die Kanalnummer, der Hitstatus, die Signalbreite sowie die TDC-Zeiten. Zur Zuordnung, welche Röhre ein Signal geliefert hat, sind die Modulnummern, SM-Nummer sowie die Kanalnummer erforderlich. Zur genauen Auswertung der Testpulsdaten ist zusätzlich die TDC-Zeit wichtig. Die Bedeutung der weiteren genannten Größen werden in [Fra07] und [Jan08a] ersichtlich, spielen aber in diesem Abschnitt keine weitere Rolle.

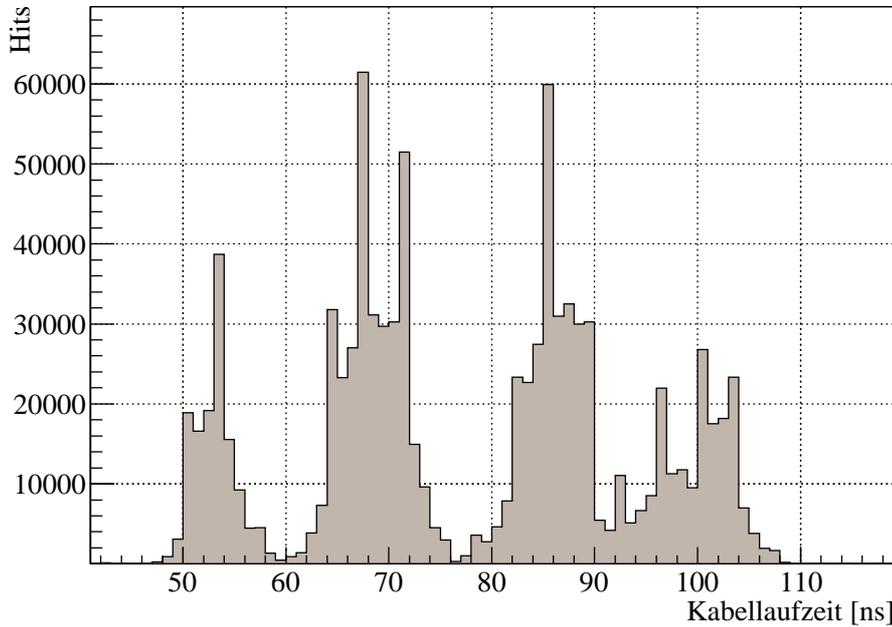


Abbildung 6.6: Die Kabellauflzeiten aller Kabel, ermittelt durch Testpulsmessungen.

6.3 Messung der Kabellauflzeiten

Wie bereits erwähnt wurde, ist es möglich, mit dem Testpulssystem des PT auch die Laufzeiten der Signale in den Kabeln zu bestimmen. In diesem Abschnitt wird auf die Ergebnisse der Testpulsmessungen eingegangen sowie anschließend der Einfluss auf die Spurrekonstruktion erläutert. Abbildung 6.5 zeigt erste Testpulsmessungen mit dem gesamten OPERA PT. Dargestellt sind die Hitmaps der einzelnen Kanäle, also die Anzahl der Treffer in jedem Kanal. Gesendet wurden hierbei jeweils 100 Testpulse. Zu erkennen sind auch einzelne Lücken, wobei es sich meist um tote Kanäle handelt. Einträge in einem Kanal mit einer Nummer größer 816 sind für das Triggersystem ausgelesene RPC-Informationen, die hier keine Rolle spielen. Die übrigen, vereinzelt auftretenden Peaks sind auf Rauschen zurückzuführen.

6.3.1 Ergebnisse der Testpulsmessungen

Die Auswertesoftware schreibt die Ergebnisse in eine Textdatei. Dabei wird zeilenweise die Supermodulnummer, PT-Nummer, Modul, Kanal sowie die jeweilige Kabellauflzeit gespeichert. Die Kabellauflzeiten lassen sich mit

$$t_{\text{Kabel}} = 1/2 (t_{\text{delay}_{\text{OSUB}}} - t_{\text{gemessen}}) \quad (6.1)$$

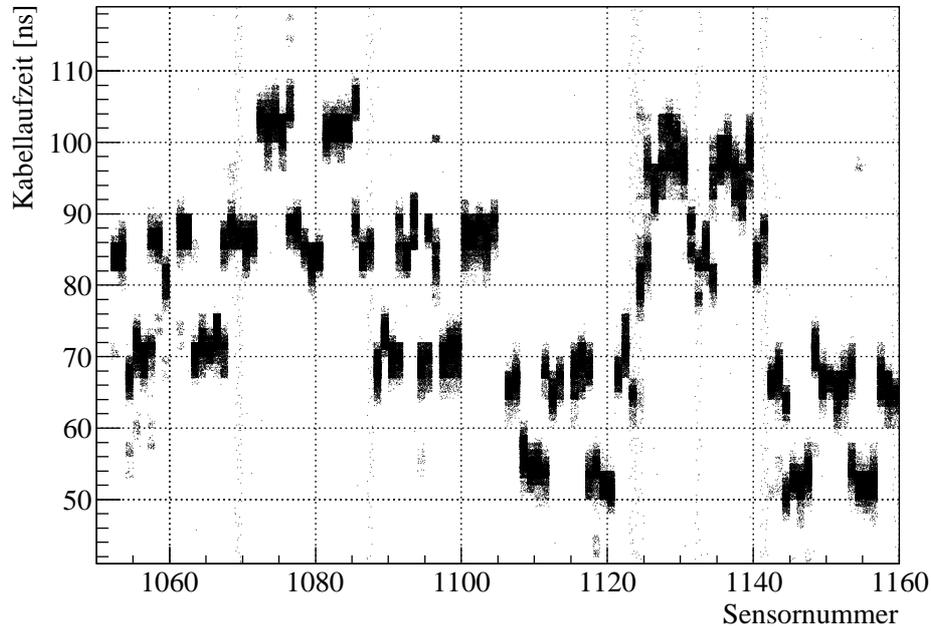


Abbildung 6.7: Die Kabelllaufzeiten auf den einzelnen Sensoren. Die Sensoren im Bereich von 1052 bis 1159 bedienen den OPERA PT.

bestimmen, wobei t_{Kabel} die Laufzeit durch alle Kabel inklusive der gesamten Elektronik, $t_{gemessen}$ die gemessene Zeit und $t_{delay_{OSUB}}$ die eingestellte Verzögerung auf dem OSUB ist.

Abbildung 6.6 zeigt das Histogramm mit allen ermittelten Kabelllaufzeiten. Gut zu erkennen sind die Peaks, die jeweils für eine Kabellänge stehen. Es sind insgesamt fünf verschiedene Kabellängen im Einsatz: 7,5 m, 10,5 m, 13,5 m, 15,0 m und 16,0 m. Eine einheitliche Kabellänge war bei der Installation nicht möglich, da die Module innerhalb des Magneten über die Seiten verkabelt werden mussten und dort deutlich längere Kabel notwendig waren. Eine komplett einheitliche Verkabelung hätte zu einem unnötig großen Kabelverbrauch geführt.

In Abbildung 6.7 sind die Kabelllaufzeiten gegen die einzelnen Sensoren aufgetragen. Da jeder Sensor zwei benachbarte Module bedient, die jeweils mit gleichlangen Kabeln versehen sind, sind entsprechend die Kabellaufzeiten jedes Sensors im gleichen Bereich.

Die Auswertung der Testpulsmessungen ergibt außerdem die Anzahl der toten Kanäle. Bei den gezeigten Messungen (siehe Abbildung 6.5), die im November 2009 stattfanden, sind 55 Kanäle, die keine Signale geben, zu sehen. Hierbei sind deutlich fünf Gruppen von jeweils vier benachbarten Röhren zu erkennen gewesen. Dies lässt auf einen Defekt im jeweiligen L3-Verstärker schließen

(vergleiche Kapitel 5), so dass diese entsprechend ausgetauscht und die Zahl der toten Kanäle weiter reduziert werden konnte.

6.3.2 Einfluss auf die Spurrekonstruktion

Die Laufzeit und somit die genaue Länge der Kabel hat direkten Einfluss auch auf die Spurrekonstruktion. Bei den in der Datenauslese verwendeten Breitbandkabeln gibt es durch eine Verdrillung eine große Ungenauigkeit in der Kabellänge. Der Kabelhersteller 3M gibt die Ungenauigkeit mit bis zu 18 mm auf 500 mm Kabellänge an¹¹. Die daraus berechneten Werte für die Laufzeiten sind entsprechend ungenau. In der Rekonstruktionssoftware werden daher die durch das Testpulssystem ermittelten Werte verwendet. Im OPERA-Softwarepaket erledigt dies das Programm-Modul *DTubeCableCorrections.cpp* innerhalb von *OpRec*. Hier werden die Textdateien mit den Ergebnissen der Testpulsmessungen eingelesen und berücksichtigt.

Abbildung 6.8 zeigt für alle Kabel die Differenz der gemessenen Kabellaufzeiten und den aus der Kabellänge berechneten Laufzeiten.

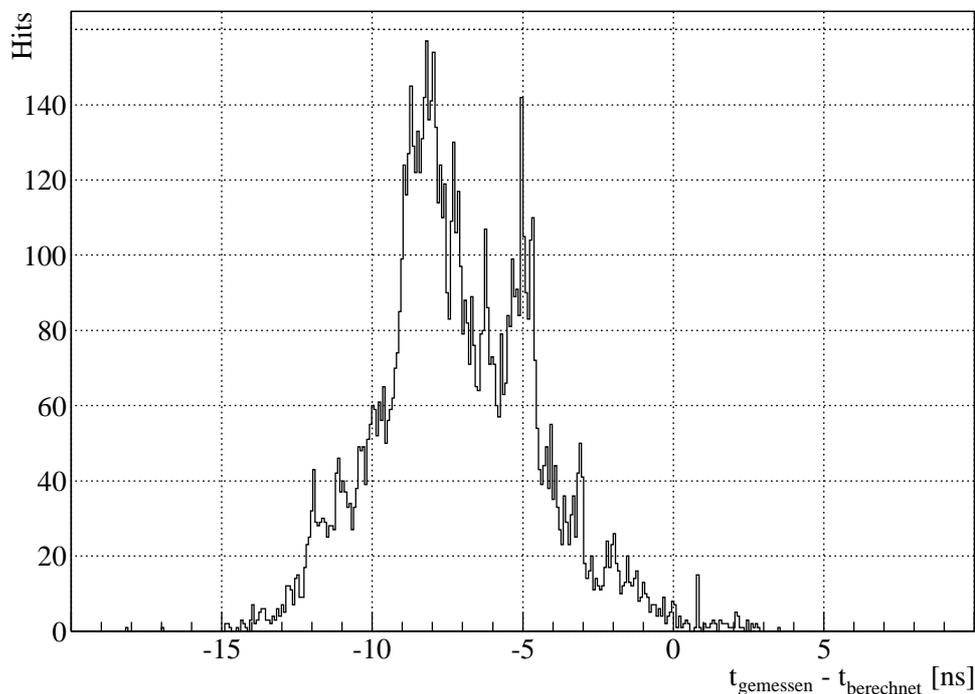


Abbildung 6.8: Testpulsmessung: Differenz zwischen den gemessenen Kabellaufzeiten und den aus der jeweiligen Kabellänge berechneten Laufzeiten.

¹¹ Das entsprechende Datenblatt ist unter 3m.com bei den Kabeln der 2100-Serie zu finden.

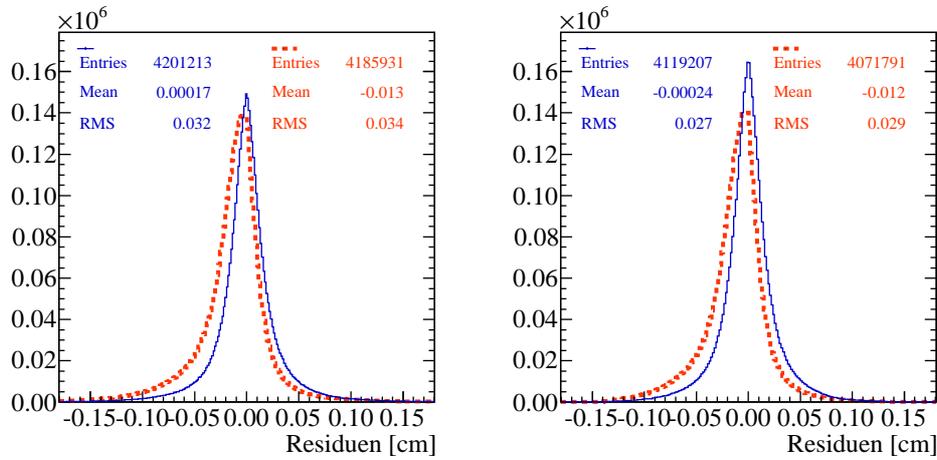


Abbildung 6.9: Residuen aller im Jahr 2009 im Strahlbetrieb aufgenommenen Daten mit (blau) und ohne (rot) Kabelkorrektur für Supermodul 1 (links) und 2 (rechts).

Abbildung 6.9 zeigt die Residuen rekonstruierter Daten mit korrigierten Kabelllaufzeiten (blau) und ohne diese (rot), wobei beim Histogramm ohne Korrekturen die aus den Kabellängen berechneten Werte für die Laufzeiten verwendet, aber keine weitere verbessernde Kalibration durchgeführt wurde. Exemplarisch sind hier alle verfügbaren Daten aus dem Jahr 2009 gezeigt. Klar zu erkennen ist eine Verbesserung, die durch die Korrekturen der Kabelllaufzeiten mit den Testpuls-messungen erzielt werden konnte.

Kapitel 7

Alignment-Methoden

Mit dem Begriff Alignment¹ bezeichnet man in der Teilchenphysik die gesamte Prozedur, bei der die geometrischen Positionen der Detektorkomponenten möglichst exakt ermittelt werden. Man nennt das Alignment daher oft auch *geometrische Kalibration*. Im Deutschen, vorwiegend im technischen Bereich, wird gelegentlich auch der Begriff *Alignierung* verwendet. In dieser Arbeit wird stets der englische Begriff benutzt, da er im physikalischen Umfeld eindeutig seine gesamte Bedeutung umschreibt.

Im vorliegenden Kapitel wird die Prozedur des Alignments am OPERA PT erklärt (Abschnitt 7.1). Diese lässt sich grob in Hardware- und Software-Alignment unterteilen.

Beim *Hardware-Alignment* handelt es sich um eine geometrische Vermessung des Detektors. Diese fand bereits kurz nach der jeweiligen Installation der PT-Wände mit Hilfe eines Theodoliten statt. Die Funktionsweise dieses Gerätes und die Ergebnisse der Messungen werden in Abschnitt 7.2 behandelt.

Seit April 2010² werden die Positionsänderungen der Wände des OPERA PT, die beispielsweise durch thermische Ausdehnung vorkommen können, auch durch das neu installierte Positionsüberwachungssystem in die Slow Control Datenbank geschrieben. Das Positionsüberwachungssystem und die ersten mit ihm erzielten Ergebnisse werden in Abschnitt 7.3 diskutiert und spielen in den folgenden Abschnitten vor allem dann eine Rolle, wenn mit Daten gearbeitet wird, bei denen der Magnet ausgeschaltet war, da der Magnet im Betrieb eine Wärmequelle darstellt.

Abschnitt 7.4 behandelt die Theorie des *Software-Alignments*. Hierbei werden mit Hilfe der Spurrekonstruktion bei geraden Spuren die Translations- und Rotationskorrekturen am PT ermittelt. Die mathematischen Grundlagen sowie die Umsetzung in der OPERA-Software werden erklärt.

¹ Alignment, engl. Abgleich, Anordnung, Ausrichtung

² Das Positionsüberwachungssystem wurde in mehreren Etappen, die letzten Sensoren im März 2011, installiert.

Anschließend werden verschiedene Korrekturen ganzer PT-Wände sowie einzelner Module vorgestellt (Abschnitt 7.5) und die Alignment-Ergebnisse zusammengefasst (Abschnitt 7.6). Alle mathematischen Methoden werden mit Monte-Carlo-Simulationen getestet, um die generelle Funktionsweise zu zeigen. Eine genauere Analyse und Bewertung der Alignment-Ergebnisse auch unter Betrachtung verschiedener Detektoreigenschaften erfolgt in Kapitel 8.

7.1 Die Alignment-Prozedur

Die gesamte Alignment-Prozedur umfasst die geometrische Vermessung des Detektors, das spätere iterative Anpassen der Detektorposition mit Hilfe von gewonnenen Spurdaten sowie die Überprüfung und Auswertung der Ergebnisse. Das Flussdiagramm in Abbildung 7.1 verdeutlicht den gesamten Ablauf der Alignment-Prozedur. Zu Beginn steht die Messung mit einem Theodoliten³

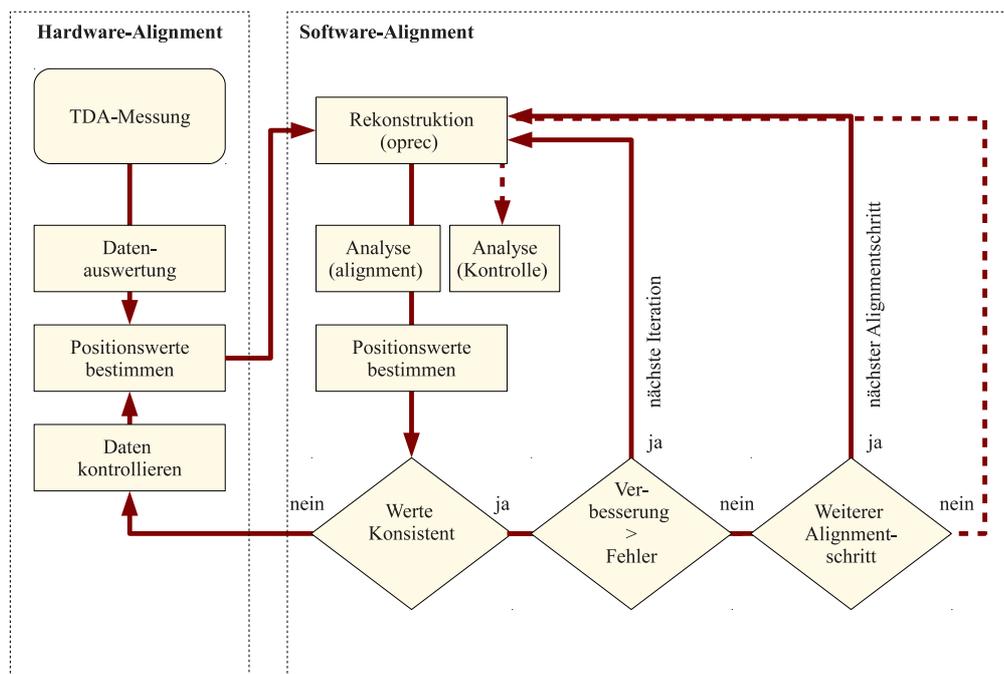


Abbildung 7.1: Flussdiagramm der Alignment-Prozedur.

der Marke LEICA⁴. Dessen Daten werden ausgewertet und in das OPERA-Koordinatensystem umgerechnet. Diese Werte bilden dann die Basis für die Positionswerte bei den ersten Spurrekonstruktionen. Die Analyse der ersten Daten dient unter anderem der Überprüfung des Theodoliten-Alignments und kann

³ Ein Theodolit ist ein Messinstrument zur Winkel- und Distanzmessung.

⁴ LEICA Geosystems, S.p.A. Via E.L. Cerva 110, 00143, Roma, Italy

im weiteren Verlauf für die nächsten, rein softwarebasierten, Alignmentschritte verwendet werden.

7.2 Alignment mittels Theodolit

Direkt nach jeder Installation einer kompletten PT-Wand wurden die Positionen aller Wände mit Hilfe eines Theodoliten vermessen. Als Messinstrument beim Precision Tracker diente eine LEICA TDA 5005 [Lei10]. An allen Modulen des PT sind entsprechende Verankerungen vorbereitet. Dabei gibt es ein Netz aus Messpunkten an jeder PT-Wand, vertikal jeweils an den Rändern und zwischen den Modulen sowie horizontal an Lochblechen im Abstand von etwa einem Meter [Acq⁺09]. Für die PT-Wände mit 15 Modulen ergeben sich daraus 135 und bei 17 Modulen 153 Messpunkte, die symmetrisch über jede Wand verteilt sind. Durch den Detektoraufbau bedingt, insbesondere den engen Zwischenraum zwischen den Komponenten, und oft auch das Vorhandensein von Gerüsten zur Installation, konnten bei den Theodolitmessungen nicht immer alle Messpunkte verwendet werden [Ebe10].

Zum Vergleich der Positionen mit allen anderen Detektorkomponenten gibt es in der Halle C am LNGS, in der das OPERA-Experiment aufgebaut ist, über 100 Referenzpunkte, die bei jeder Messung berücksichtigt werden und eine Verankerung im Gesamtsystem bilden.

Die eigentliche Messung erfolgt mit Hilfe eines kugelförmigen Reflektors. Dieser wird an den PT-Wänden nacheinander an den genannten Messpunkten fixiert und so nach und nach die gesamte Wand abgetastet, indem der Laser des Theodoliten auf den Reflektor ausgerichtet wird. Der Theodolit verfügt über hochpräzise vertikale und horizontale Winkelkodierer zur Winkelmessung und ein Interferometer zur genauen Distanzmessung. Auf diese Weise lassen sich die Positionen aller Detektorkomponenten bestimmen. Für jede PT-Wand werden dabei die drei Raumrichtungskomponenten sowie drei Verkippungen (Rotation um x-, y- und z-Achse) bestimmt. Diese Werte beziehen sich jeweils auf die äußerste Röhre jeder Wand von Gangseite und Strahlrichtung aus gesehen. Die Datenauswertung der Theodolitdaten ist detailliert in [Ebe10] beschrieben.

Da in der Software jeder PT-Wand drei Werte der Raumrichtungen und drei Rotationskorrekturen (vgl. Abschnitt 7.4.2) zugeordnet sind, werden die Rotationswerte hier aus den Verkippungen und der Geometrie der jeweiligen Wand (Länge und Breite) berechnet. Diese Werte werden anschließend direkt in der Software benutzt.

Da die Signaldrähte in der Produktion gut gespannt wurden (vergleiche Abschnitt 5.2) und somit in gerader Linie innerhalb der Röhren verlaufen, kommt es vor allem auf die gemessenen Endpositionen der Drähte und nicht auf Durchbiegungen der Driftröhren an. Die Auswirkungen von Durchbiegungen auf die Auflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit der PT Driftröhren wurden in [Göl06] untersucht und

können im Bereich der vorliegenden Durchbiegungen vernachlässigt werden. Die Korrekturen, die in den folgenden Schritten, insbesondere im Software-Alignment erfolgen (vgl. Abschnitt 7.4), aber auch die ersten Ergebnisse des Positionsüberwachungssystems (vgl. Abschnitt 7.3), zeigen, dass eine erneute Ermittlung der Positionswerte mit einem Theodoliten am Detektor im Betriebszustand sinnvoll sein kann. Die Theodolitdaten bilden eine gute Basis für das Alignment des PT und die weiteren Analyseschritte.

7.3 Das PT-Positionsüberwachungssystem

Das Positionsüberwachungssystem des PT ist nachträglich im laufenden Experimentbetrieb während Strahlpausen installiert⁵ worden. Es besteht aus 48 digitalen Messuhren, die die x-Koordinaten aller PT-Wände an den Rändern erfassen. Jede Wand besitzt vier Messuhren, an jeder Seite je eine oben und unten. Abbildung 7.2 verdeutlicht den Aufbau für ein Supermodul. Bei den Messuhren handelt es sich um präzise Positionsmesser der Firma KÄFER. Abbildung 7.3 zeigt exemplarisch eine solche Messuhr.

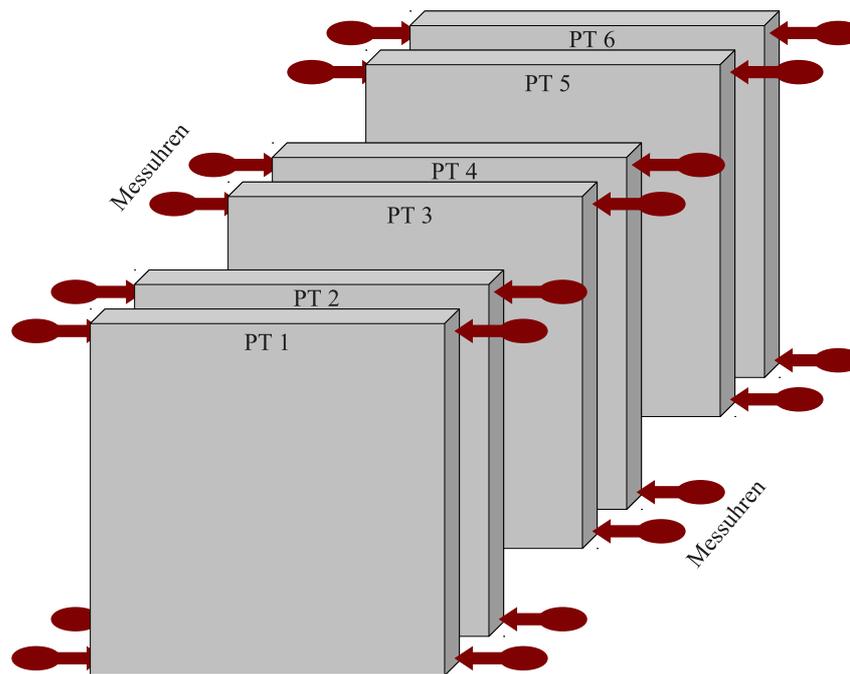


Abbildung 7.2: Skizze des PT-Positionsüberwachungssystems zur Verdeutlichung der Positionen der Messuhren, exemplarisch aufgezeichnet für ein Supermodul.

⁵ Die Installationen fanden im April und Juni 2010 sowie im März 2011 statt. Wann welche Messuhr ihren Betrieb aufgenommen hat, ist in der Slow Control Datenbank ersichtlich.



Abbildung 7.3: Fotografie einer Messuhr des Positionsüberwachungssystems, die unten an der Seite einer PT-Wand positioniert ist und die zeitlichen Änderungen der Positionen digital protokolliert (Foto: H.-J. Ohmacht).

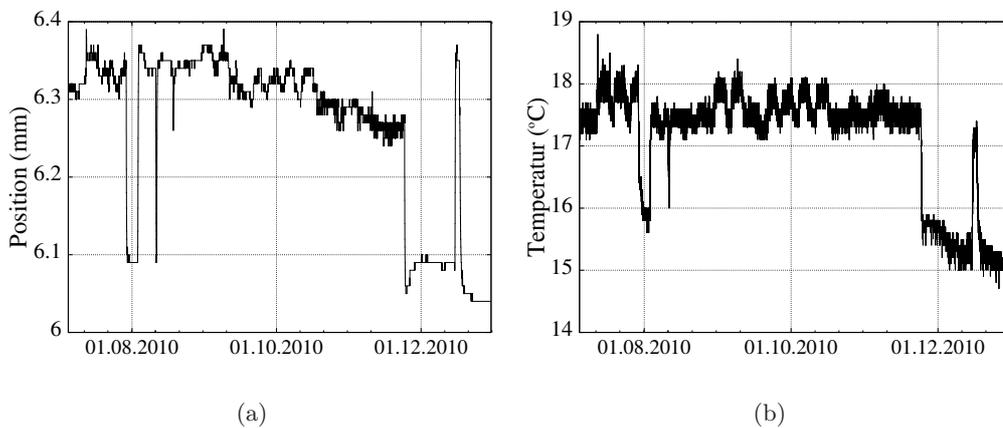


Abbildung 7.4: Beispiele für die zeitliche Änderung von (a) Position und (b) Temperatur aufgenommen im zweiten Halbjahr 2010.

Alle Positionswerte werden in der Slow Control Datenbank, die schon in Abschnitt 6.1.3 eingeführt wurde, aufgezeichnet. Hierzu läuft ein Programm auf dem Datenbankservers, das alle Uhren im 10-Sekunden-Takt ausliest und die Werte speichert. Die Verbindung zwischen Server und Messuhren verläuft über einen Verteiler mit 48 seriellen Schnittstellen, an denen die Uhren angeschlossen sind. Die Positionswerte können, wie alle anderen Parameter, die in der Slow Control Datenbank gespeichert werden, auch in einer grafischen Oberfläche abgerufen werden. Erste Auswertungen dieser Positionswerte haben gezeigt, dass die Werte der PT-Wände 1, 2, 5 und 6 in beiden Supermodulen annähernd konstant bleiben. Die Wände innerhalb der Magneten hingegen zeigen einen signifikanten Unterschied zwischen dem Betriebszustand mit eingeschaltetem und mit ausgeschaltetem Magneten.

Abbildung 7.4(a) zeigt exemplarisch die zeitliche Veränderung der mittels der unteren Messuhr an PT3 aufgezeichneten Werte. In Abbildung 7.4(b) ist der Temperaturverlauf eines benachbarten Temperatursensors sowie der Verlauf der x-Position, während der Magnet ein- beziehungsweise ausgeschaltet wurde, dargestellt. In dieser Zeit trägt das Gerät zur Spannungsversorgung des Magneten sowie die Spulen entsprechend zur Aufwärmung der Umgebung bei. Es ist davon auszugehen, dass die Positionsänderungen innerhalb der Magneten auf einen Temperatureffekt zurückzuführen sind.

Die Verwertbarkeit der Ergebnisse des Positionsüberwachungssystems ist aufwändig, da dieses System erst nachträglich finanziert und installiert werden konnte, so dass für den zuvor aufgenommenen Datenbestand keine Positionsdaten vorliegen. Außerdem sind nicht alle Messuhren sofort installiert und in Betrieb gegangen, so dass einige Auswertungen nur partiell nutzbar sind. Hinzu kommt, dass – wie bereits erwähnt – von jeder PT-Wand nur die vier Eckpositionen aufgezeichnet werden, bei Veränderungen also beispielsweise eine lineare Korrektur errechnet werden muss (vergleiche Abschnitt 8.1.1).

Die Abbildungen 7.5 und 7.6 zeigen die Positionsverläufe an allen unteren Messuhren von SM1 beziehungsweise SM2 innerhalb der Magneten. Dargestellt ist der Zeitraum während der Magnet nach Ende des Strahlbetriebs 2010 ausgeschaltet wurde (Ende November 2010) sowie während eines kurzen Magnettests⁶ im Dezember 2010. Gut zu erkennen ist die temperaturabhängige Positionsdifferenz zwischen Magnet-An- und Magnet-Aus-Betrieb. Außerdem sieht man, dass dieser Verlauf bei PT4 bergseitig nicht zutrifft, was durch eine zusätzliche Feststellschraube zu erklären ist, die ein Ausdehnen in diese Richtung verhindert hat. Mit *bergseitig* ist in Strahlrichtung gesehen die linke Seite des Detektors gemeint, da diese dichter am Felsen gelegen ist als die rechte Seite, an der sich der Gang befindet. Alle Messuhren außerhalb der Magneten zeigen über den gesamten Beobachtungszeitraum keine signifikanten Änderungen. Die Verwendung der Ergebnisse des Positionsüberwachungssystems wird in Kapitel 8 diskutiert.

7.4 Alignment durch Spurrekonstruktion

Der wesentliche Schritt des Alignments ist rein softwarebasiert und nutzt die Spurrekonstruktion aus, mit der durch den Detektor verlaufende gerade Spuren zum gegenseitigen Abgleich von Detektorkomponenten analysiert werden. Dabei werden die Positionswerte aus den Theodolitmessungen als Basis verwendet und – wie in Kapitel 5 dargestellt – zunächst die Rekonstruktion der Teilchenspuren durchgeführt.

⁶ Details zum Status der Magneten sind für die gesamte Zeit der Datennahme dem offiziellen Experiment-Logbuch unter <http://opera.lngs.infn.it:8007/Shift/> zu entnehmen.

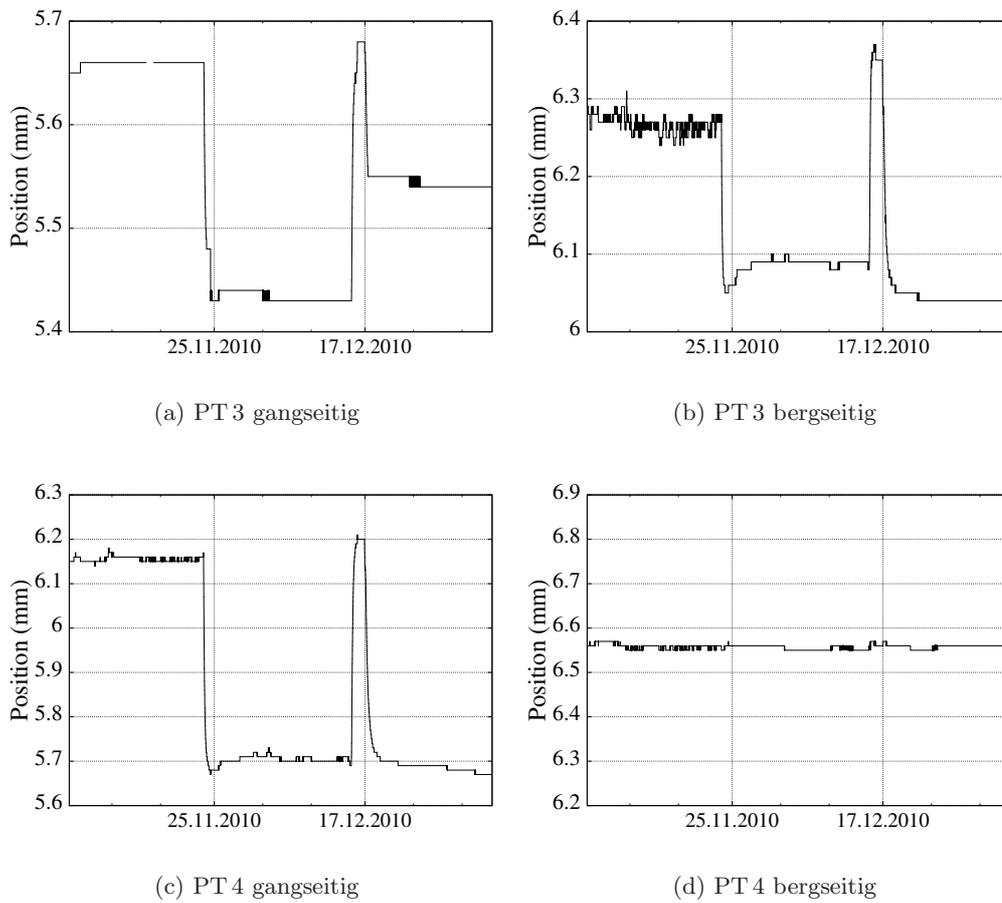


Abbildung 7.5: Positionsänderungen an den unteren Messuhren von SM1 innerhalb der Magneten. Deutlich erkennbar sind die sprunghaften Änderungen während des Ausschaltens der Magneten um den 25.11.2010 sowie bei einem Magnettest gut zwei Wochen später. Nur die durch eine verklemmte Schraube fixierte Seite an PT 4 verändert die Position kaum.

Die Skizze in Abbildung 7.7 verdeutlicht das Grundprinzip. Eine Teilchenspur, die durch mehrere Detektorkomponenten verläuft, wird genutzt, um die Komponenten gegeneinander auszurichten. Dabei wird die Spur aus der ersten Komponente verlängert und so mit der Spur im zweiten Teil verglichen. Der OPERA PT besteht aus zwölf Wänden, die aus jeweils 15 beziehungsweise 17 Modulen zusammengesetzt sind. Zwei benachbarte Wände, jeweils vor, im und hinter den Magnetarmen, bilden ein Doublet. Beim Alignment hat man also verschiedene Möglichkeiten. Man kann zwischen benachbarten Doublets, innerhalb der Doublets zwischen den Wänden sowie modulweises Alignment zwischen benachbarten oder gegenüberliegenden Modulen Korrekturen vornehmen.

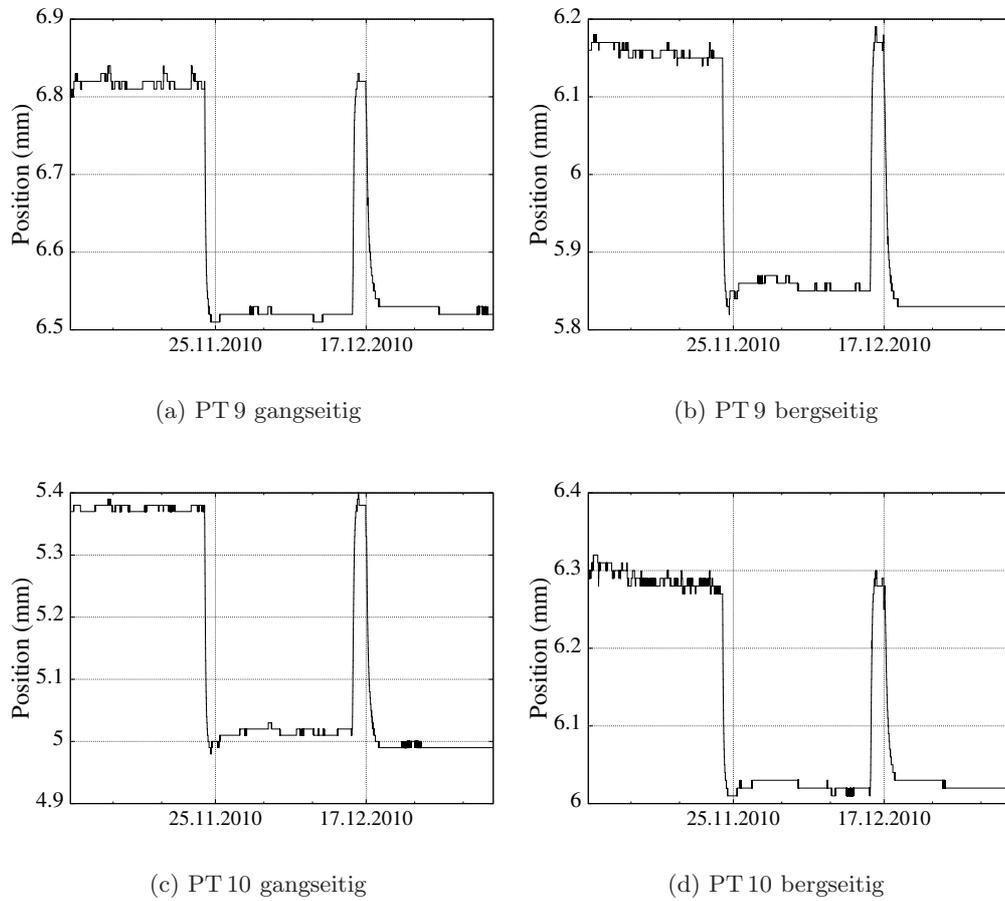


Abbildung 7.6: Positionsänderungen an den unteren Messuhren von SM2 innerhalb der Magneten während des Ausschaltens der Magneten um den 25.11.2010 sowie bei einem Magnettest etwa zwei Wochen später.

Speziell für das Alignment, aber auch zur jeweiligen Wiederinbetriebnahme des Detektors, gab es in den Jahren 2008, 2010 und 2011 Datennahmeläufe mit ausgeschaltetem Magneten. Generell wird im Datenformat angegeben, ob der Magnet ein- oder ausgeschaltet ist, allerdings erfolgt dies über das Auslesen des Stromes bei der Spannungsversorgung der Magnetspulen. Da der Magnet nach dem Ausschalten eine Restmagnetisierung aufweist und erst entmagnetisiert werden muss, ist es sinnvoll, nur die Datenextraktionen zu verwenden, die sicher Magnet-Aus-Daten beinhalten. Als Quelle dient dabei das offizielle OPERA-Logbuch. Die Extraktionen 718–22 und 726–38 aus dem Jahr 2008 sowie 10186–10211 (2010) und 11120–11138 (2011) sind Testläufe mit ausgeschaltetem Magneten. Ein invertiertes Magnetfeld lag bei 954–971 sowie 10376–10391 vor.

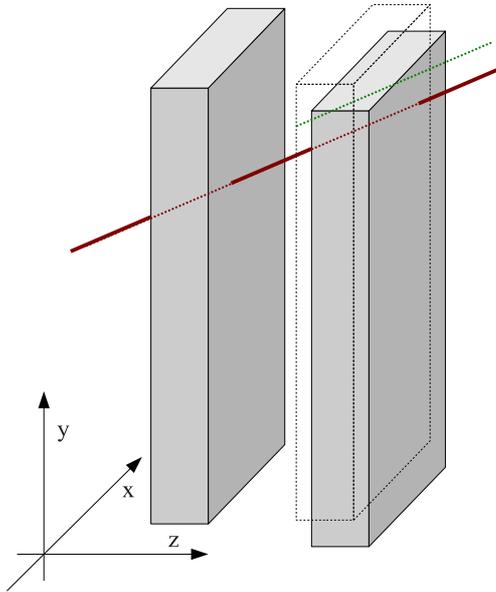


Abbildung 7.7: Alignment zweier Detektorkomponenten: Eine Spur aus dem linken Modul wird bis zum rechten Modul verlängert. Die so ermittelte Spur im rechten Modul wird mit der dort gemessenen verglichen.

Bei den übrigen Daten⁷, die während der Strahlzeiten aufgenommen wurden, muss der eingeschaltete Magnet berücksichtigt werden.

Das Alignment ist bei einem Niedrigratenexperiment wie OPERA eine große Herausforderung, da eine Vielzahl von Analyseschritten erledigt werden muss. Insbesondere die Zahl von kosmischen Teilchen, die in einem großen Winkelbereich den Detektor durchdringen und für das Alignment essentiell sind, ist im Untergrundlabor gering.

Das Positionsüberwachungssystem hat gezeigt, dass sich die Positionen der PT-Wände innerhalb der Magneten nicht unwesentlich zwischen Magnet-An- und Magnet-Aus-Betrieb unterscheiden. Alle Spuren, die durch die Magnetarme verlaufen, sind darüber hinaus durch Vielfachstreuung bedingt mit einem größeren Fehler behaftet.

Da dieser Abschnitt alle Grundlagen des Alignments und die generelle Umsetzung beim OPERA PT, die im Rahmen dieser Arbeit zusammengestellt und durchgeführt wurden, umfasst, werden im folgenden Abschnitt die mathematischen Grundlagen erläutert, die für die einzelnen Schritte notwendig sind. Anschließend wird ausgeführt, wie dies in der Software von OPERA umgesetzt wird.

7.4.1 Mathematische Grundlagen des PT Alignment

Für das softwarebasierte Alignment ist es wichtig, zunächst die mathematischen Grundprinzipien zusammenzustellen, die bei der Umsetzung notwendig sind. Ein

⁷ Für die Analysen wurden folgende Daten-Extraktionen für eingeschaltete Magneten genutzt: 680–715, 740–952, 9006–9353, 10213–10627 sowie ab 11154 die aktuell vorliegenden Daten.

einheitliches Koordinatensystem wird genutzt, bei dem die z-Achse durch die Strahlrichtung gegeben ist⁸. Senkrecht dazu verläuft in horizontaler Richtung die x-Achse und entsprechend in vertikaler Richtung die y-Achse (Abbildung 7.7). Da die PT-Driftröhren vertikal im Detektor hängen, sind sie bezüglich ihrer Ortsinformation nur in x- und z-Richtung sensitiv.

Um neue Positionsdaten zu bestimmen, ist eine Koordinatentransformation nötig, die auch die Rotationskoeffizienten beinhaltet:

$$\begin{aligned}x' &= a_{xx}x + a_{xy}y + a_{xz}z, \\y' &= a_{yx}x + a_{yy}y + a_{yz}z, \\z' &= a_{zx}x + a_{zy}y + a_{zz}z.\end{aligned}\tag{7.1}$$

Der Vektor der gemessenen Koordinaten $\vec{\xi}_M \equiv (x, y, z)_M$ wird mit dem Vektor $\vec{\xi}_R$ der Referenzkoordinaten aus einer PT-Wand davor verglichen (siehe Abbildung 7.8). Dabei können die ganze Wand oder auch nur einzelne Module berücksichtigt werden. Generell gilt:

$$\vec{\xi}_R = A \vec{\xi}_M + \vec{\Delta},\tag{7.2}$$

mit der Rotationsmatrix A mit $a_{ii} \approx 1$ und $a_{ij} \approx -a_{ji}$ für $i \neq j$. Neue Koordinaten innerhalb der PT-Wand, die Translation und Rotation berücksichtigen, werden ermittelt:

$$\begin{aligned}x_N &= x_M + a_{xy}y_M + a_{xz}z_M + \Delta x, \\y_N &= y_M + a_{yz}z_M + a_{yx}x_M + \Delta y, \\z_N &= z_M + a_{zx}x_M + a_{zy}y_M + \Delta z.\end{aligned}\tag{7.3}$$

Da der PT nicht in y-Richtung sensitiv ist, bleibt die zweite Gleichung unberücksichtigt. Mit $t_i = \tan(\beta_i)$ (siehe Abbildung 7.8) gilt für jede Spur s die einfache lineare Gleichung

$$x_i^s = t_i \cdot z_i^s + b_i.\tag{7.4}$$

Verschiebt man nun die neue Spur (N) auf die Referenzspur (R),

$$\begin{aligned}x_N &= x_R \\ \Rightarrow x_M + a_{xy}y_M + a_{xz}z_M + \Delta x &= t_R(z_M - a_{xz}x_M + a_{zy}y_M + \Delta z) + b_R,\end{aligned}$$

erhält man

$$(x_R - x_M) = \underbrace{\Delta x - t_R \Delta z}_{\text{Translation}} + \underbrace{(a_{xz}(t_R x_M + z_M) + a_{xy}y_M - a_{zy}t_R y_M)}_{\text{Rotation}}.\tag{7.5}$$

⁸ Die z-Achse liegt parallel zum Erdboden und ist aufgrund der Neigung des CNGS-Strahls (vergleiche Abbildung 4.2(b)) um etwa 6% zum Teilchenstrahl geneigt.

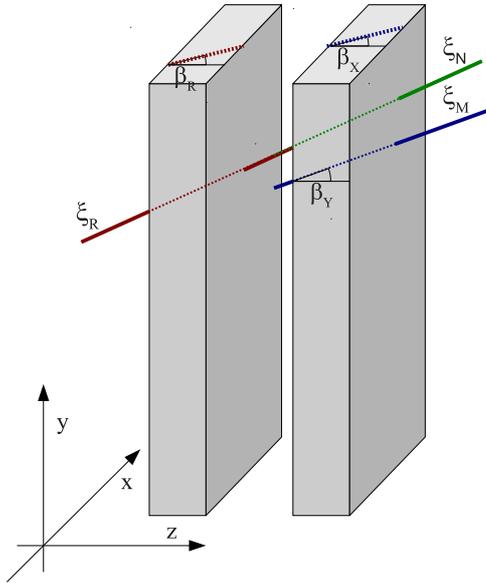


Abbildung 7.8: Grundprinzip des PT-Alignments mit den verwendeten Winkel- und Koordinatenbezeichnungen.

Auf diese Weise lassen sich die Korrekturen durch Translation und Rotation separat betrachten. Mit zwei beliebigen Punkten (1) und (2) auf der Referenzspur (siehe Abbildung 7.8) kann man den Zusammenhang

$$t_R = \frac{x_N^{(1)} - x_N^{(2)}}{z_N^{(1)} - z_N^{(2)}} \quad (7.6)$$

durch Einsetzen der linearen Gleichung 7.4 in die ausgeschriebenen Terme der Transformationen aus Gleichung 7.3 umrechnen. Man erhält:

$$t_X + t_X t_R a_{xz} = t_R - a_{xz} + t_R t_Y a_{zy} - t_Y a_{xy}. \quad (7.7)$$

Die Koeffizienten a_{ij} gehen hier linear ein. Die Darstellung

$$\underbrace{a_{xz}}_{x \cdot A} + \underbrace{\frac{t_Y}{(t_X t_R + 1)} \cdot a_{xy}}_{y \cdot B} - \underbrace{\frac{t_R t_Y}{(t_X t_R + 1)} \cdot a_{zy}}_{z \cdot C} - \underbrace{\frac{t_R - t_X}{(t_X t_R + 1)}}_{D} = 0 \quad (7.8)$$

kann als Koordinatengleichung einer Ebene interpretiert und die Rotationskoeffizienten a_{ij} mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt werden. Der mathematische Fehler ist in einer Varianzmatrix V gegeben mit $a_m = \alpha$ und $a_n = d_0$:

$$\begin{aligned} \Delta x_i &= \sum_{mn} \frac{\partial x_i}{\partial a_m} \frac{\partial x_i}{\partial a_n} V_{mn} \\ &= \frac{1}{\sin(\alpha^2)} V_{00} - 2 \frac{z_i + d_0 \cos(\alpha)}{\sin(\alpha)^3} V_{01} + \left[\frac{z_i + d_0 \cos(\alpha)}{\sin(\alpha)^2} \right]^2 V_{11}, \quad (7.9) \end{aligned}$$

wobei $V_{01} = V_{10}$.

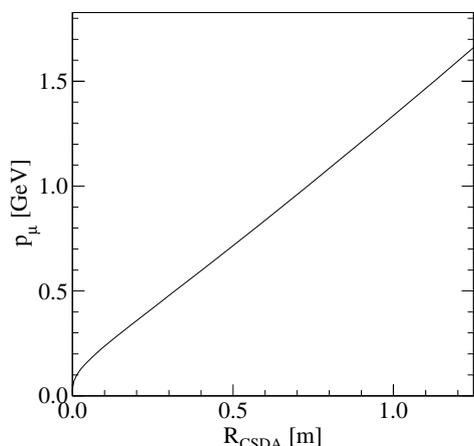


Abbildung 7.9: Reichweite von Myonen in Eisen in Abhängigkeit der Teilchenenergie nach [Gro01].

Bei der Betrachtung von Spuren, die den Magnetarm durchqueren, also beim Alignment der Doublets zueinander, muss zusätzlich die Vielfachstreuung Beachtung finden.

Durchqueren geladene Teilchen Material, werden sie im Coulomb-Feld der Kerne oft mehrfach gestreut, so dass man auch von Vielfachstreuung spricht [Rut11, Bet53, Sco63]. Diese wird durch die Molière-Theorie beschrieben und lässt sich durch eine Gauß-Verteilung approximieren. Die mittlere Breite der Streuwinkelverteilung ist näherungsweise

$$\Theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \quad (7.10)$$

wobei βc die Teilchengeschwindigkeit, p den Impuls, z die Ladungszahl, x die Dicke des durchquerten Mediums und X_0 die Strahlungslänge angibt [Lyn⁺91, Hig75].

Der Fehler des Winkels vergrößert sich entsprechend zu:

$$\sigma_{\Delta\phi} = \sqrt{\sigma_{\phi_1}^2 + \sigma_{\phi_2}^2 + \left(\frac{0,0136}{p[\text{GeV}/c]} \right)^2 \frac{d}{X_0}}. \quad (7.11)$$

Die Streuung ist somit auch abhängig vom Impuls. Je kleiner der Impuls, desto größer ist die Ablenkung. Teilchen mit kleinen Impulsen durchdringen allerdings den Magneten im OPERA-Detektor nicht, da sie vorher im Magnetarm stecken bleiben. Der Fehler kann also durch den kleinsten Impuls, bei dem die Teilchen noch den Detektor durchdringen, abgeschätzt werden. Das wird genutzt, wenn für die genutzten geraden Spuren der Teilchenimpuls ohne Magnetfeld nicht bestimmt werden kann. Aus dieser Abschätzung, aus dem Streuwinkel und den weiteren bekannten Kenngrößen des Detektors kann für jede Spur der Fehler der x-Position ermittelt werden.

Abbildung 7.9 zeigt die Reichweite R_{CSDA} ⁹ von Myonen in Eisen nach [Gro01].

⁹ R_{CSDA} : continuous-slowing-down-approximation ranges.

Bei der Dicke eines Magnetarmes bei OPERA von 60 cm ergibt sich ein minimaler Impuls von etwa 840 MeV senkrecht durchdringender Teilchen. Das in den RPCs befindliche Bakelit (vergleiche Abschnitt 4.3.2) kann aufgrund seiner geringen Dichte dabei vernachlässigt werden.

7.4.2 Umsetzung in der OPERA Software

Zur Rekonstruktion von Teilchenspuren spielen die Ortsinformationen der Drähte eine wesentliche Rolle. Die Software zur Spurrekonstruktion namens *OpRec* und die gesamte Software-Kette wird ausführlich in [Won07] beschrieben.

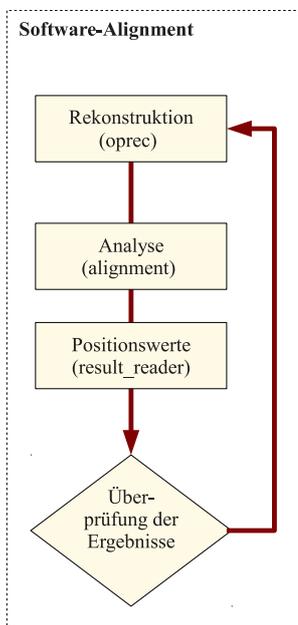


Abbildung 7.10: Flussdiagramm der Software-Kette: Der gesamte Ablauf der Analyseschritte wird durch ein Skript erleichtert, innerhalb dessen die entsprechenden Unterprogramme nacheinander aufgerufen werden. Diese sind im Wesentlichen *OpRec*, *analyse_alignment* und *result_reader*, welche die Rekonstruktion, die eigentliche Analyse und die Berechnung der Korrekturwerte zur Aufgabe haben.

Die offizielle Software von OPERA ist *OpRelease*. *OpRec* bildet das Unterprogramm, das die Aufgabe hat, Teilchenspuren auch kinematisch zu rekonstruieren. Im Softwarepaket *OpUtils* werden Methoden und Informationen gesammelt, die von unterschiedlichen Unterprogrammen genutzt werden können. Unter anderem sind hier die Positionen des Precision Trackers in separaten Textdateien gespeichert. Für jede PT-Wand gibt es eine Datei namens `DTube-Alignment_SM[sm_nr]_Plane[plane_nr].dat`, die jeweils sechs Werte beinhaltet. Die ersten drei Werte geben die absoluten Positionen der Wand (in cm), also die Translation in x-, y- und z-Richtung relativ zum Ursprung an, die weiteren sind die Winkel der Verkippung (in rad), also die Rotation um x-, y- und z-Achse. Die gleichen Informationen werden auch für die einzelnen Module relativ zur zuvor veränderten Wandposition als `DTube-Alignment_SM[sm_nr]_Plane[plane_nr]_[module_nr].dat` bei der Rekonstruktion benutzt. Das Programm *OpRec* bietet die Möglichkeit, die Rekonstruktion der

Teilchenspuren für alle PT-Doublets, also die jeweils benachbarten Wände (1 und 2, 3 und 4 etc.) oder im sogenannten *singlet*-mode für einzelne Wände durchzuführen. Alle Optionen von *OpRec* lassen sich mit der üblichen Hilfe-Option anzeigen. Wie in Kapitel 5.2 erklärt, werden von den Spuren jeweils der Winkel und der Abstand zum Ursprung gespeichert. Dies sind die wesentlichen Informationen, die bei den folgenden Analyseschritten benötigt werden.

Das Alignment erfolgt in separaten Programmen wie *analyse_alignment*, das über Optionen *singlet*- oder *doublet*weise ausliest und speichert. Ein ROOT-Skript namens *alignment.C* ermittelt dann aus den gewonnenen ROOT-Dateien die Korrekturwerte, wobei *modulweise* oder *wand-* beziehungsweise *doublet*weise unterschieden wird.

Die Programme *result_reader_[option].C* (mit den Optionen *Modul*, *Plane*, *Doublet*) berechnen anschließend die neuen Positionswerte für die Dateien *DTubeAlignment_SM[sm_nr]_Plane[plane_nr].dat* beziehungsweise *DTubeAlignment_SM[sm_nr]_Plane[plane_nr]_[module_nr].dat*. Hierbei wird ein Dämpfungsfaktor eingerechnet, damit Fehlkorrekturen durch eine Korrelation der x- und z-Korrekturen vermieden werden. Die gesamte Kette der softwarebasierten Alignment-Analyse wird als Flussdiagramm in Abbildung 7.10 verdeutlicht.

Zwischen allen Schritten ist eine manuelle Überprüfung der Analyseschritte obligatorisch. Die gesamte Software-Kette kann iterativ durch ein Skript automatisiert ausgeführt werden.

7.5 Alignment-Iterationsschritte

Dieser Abschnitt behandelt die Methoden, die für den OPERA PT im Aufgabenbereich des Alignments verwendet werden. Diese beruhen auf den in Abschnitt 7.4.1 beschriebenen mathematischen Grundlagen. Ausgehend von den Messungen mit einem Theodoliten gibt es mehrere Möglichkeiten, softwarebasiert ein Alignment durchzuführen: *modulweise*, für komplette PT-Wände und von *Doublet* zu *Doublet*. *Modulweises* und *wandweises* Alignment erfolgt mit Daten, die im *singlet-mode* rekonstruiert wurden. Die Korrekturen erfolgen immer innerhalb der *Doublet* genannten Wandpaare. Der gesamte vorliegende Datenbestand kann verwendet werden, allerdings sind Temperatureffekte und eine eventuelle zeitliche Veränderung der Positionen zu berücksichtigen. Die Module können gegen ihre Nachbarn innerhalb einer Wand, gegenüberliegende Module einer Nachbarwand oder die gesamte gegenüberliegende PT-Wand ausgerichtet werden. Für die Korrektur der benachbarten *Doublets* finden die Datensätze mit ausgeschalteten Magneten Berücksichtigung.

7.5.1 Wand-zu-Wand-Alignment

Innerhalb der Doublets lassen sich die benachbarten PT-Wände gegeneinander ausrichten. Da hier kein Magnetfeld die Teilchenspuren beeinflusst, kann der gesamte vorliegende Datenbestand verwendet werden. Messungen haben bestätigt, dass die Streufelder der Magneten innerhalb der Doublets für den PT vernachlässigt werden können [Kre08]. Die ersten Ergebnisse aus Abschnitt 7.3 haben gezeigt, dass es sinnvoll ist, die Daten mit ausgeschalteten Magneten aufgrund des Temperatureffektes nicht zu verwenden (vergleiche Abschnitt 7.3). Geht man von einer vernachlässigbaren Rotationskorrektur aus, vereinfacht sich die Gleichung 7.5, die in den mathematischen Grundlagen (Abschnitt 7.4.1) hergeleitet wurde, mit $\Delta X = x_R - x_M$ zu:

$$\Delta X = \Delta x - \Delta z \cdot \tan(\beta). \quad (7.12)$$

Erste Überprüfungen mit Daten aus einer speziellen Datennahme mit ausgeschaltetem Magneten aus dem Jahr 2007 zeigten anfangs einen systematischen Fehler bei der Berechnung der Positionsdaten aus den Theodolitmessungen. Hier war der Radius des kugelförmigen Reflektors, der zur Messung genutzt werden musste (vgl. Abschnitt 7.2), falsch eingerechnet, was durch die softwarebasierte Alignmentmethode identifiziert und korrigiert werden konnte.

Abbildung 7.11 zeigt exemplarisch für SM1 die zugehörigen Ergebnisse (für SM2 ist dies in Anhang B dargestellt). Wie aus Gleichung 7.12 ersichtlich wird, gibt hierbei jeweils die Steigung den Wert für Δz und der Offset den Wert für Δx an. In späteren Analysen, für die dann auch ein größerer Datensatz vorlag, konnte das Alignment der einzelnen Wände weiter verbessert werden. Mit Ausnutzung des gesamten Datensatzes bei eingeschalteten Magneten werden auch die Korrekturen der Wände berücksichtigt. Innerhalb der Doublets werden also Wand 2 relativ zu Wand 1, Wand 4 relativ zu 3 und Wand 6 relativ zu 5 korrigiert.

Alle Methoden wurden auch mit Monte-Carlo-Simulationen überprüft, wobei jeweils die gesamte Alignment-Prozedur getestet wurde. Dazu wurde die Analysesoftware *OpRelease* so angepasst, dass auch für Monte-Carlo-Daten die Alignment-Routine von *OpRec* durchlaufen wird. Da in der Standardkonfiguration diese Routine nicht benutzt wird, muss für diese Änderung der Datensatz mit den optimalen Positionsdaten aus der OPERA-Geometrie ermittelt werden. Die Geometrie von OPERA in der Software wird ausführlich in [Cha05] beschrieben. Die optimalen Positionsdaten können zur Rekonstruktion benutzt oder zuvor verändert werden.

Die durchgeführten Monte-Carlo-Untersuchungen dienen der generellen Überprüfung der verwendeten Methoden im Rahmen der bei OPERA verwendeten Software. Abbildung 7.12 zeigt solche Monte-Carlo-Simulationen exemplarisch

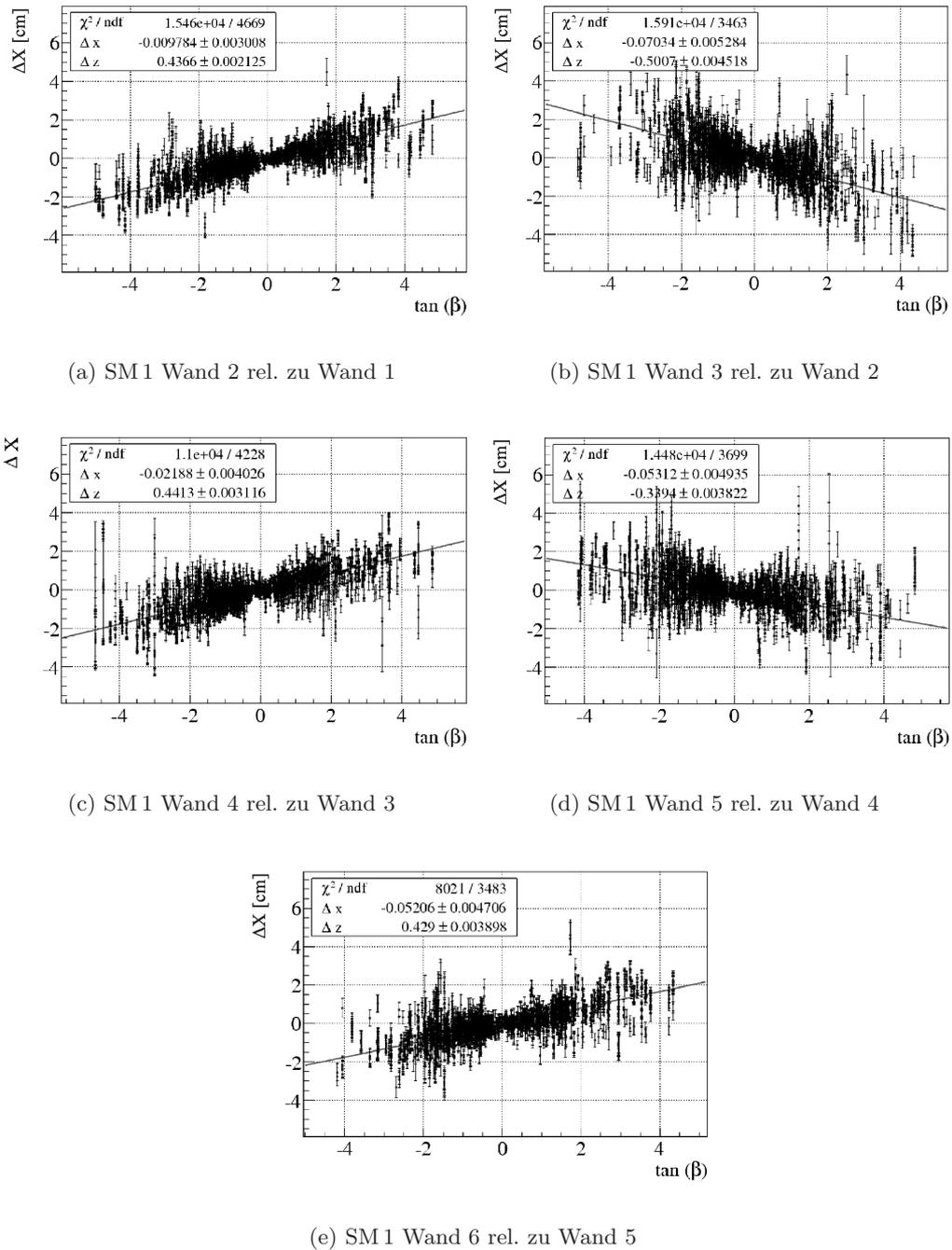
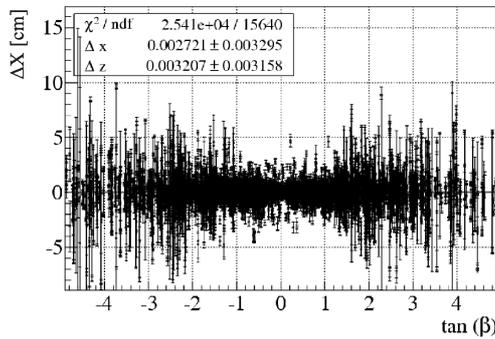
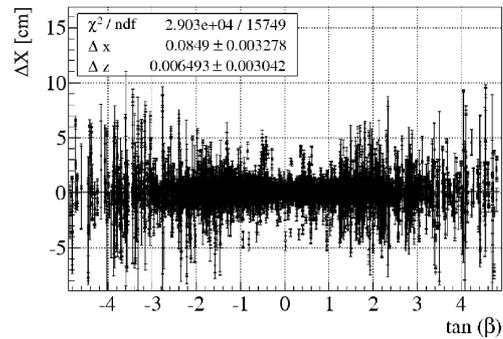


Abbildung 7.11: Alignment der Wände exemplarisch mit Magnet-Aus-Daten. Der systematische Fehler von etwa einem halben cm beim Errechnen der Korrekturwerte aus den TDA-Daten konnte hier leicht ermittelt und korrigiert werden.

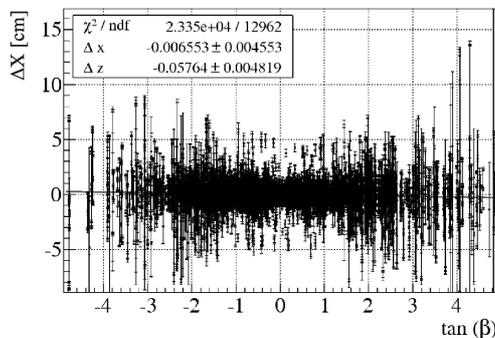
für das Wand-zu-Wand-Alignment. Hierbei wurden Simulationen mit *OpCosmics* erzeugt und durch die gleiche Softwarekette geschickt, wie es mit echten Daten



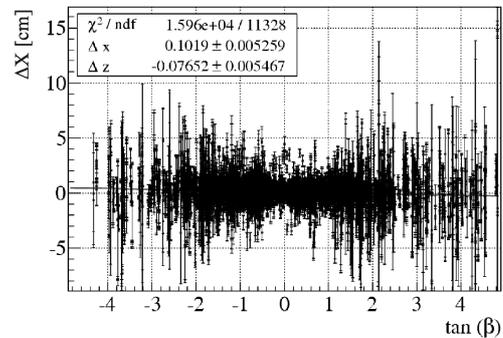
(a) Monte-Carlo, Beispiel mit idealem Alignment



(b) Monte-Carlo, Beispiel mit einer Verschiebung der x-Position



(c) Monte-Carlo, Beispiel mit einer Verschiebung der z-Position



(d) Monte-Carlo, Beispiel mit einer Verschiebung der x- und z-Position

Abbildung 7.12: Monte-Carlo-Beispiele des Wand-zu-Wand-Alignments. Zu sehen sind ideales Alignment (a) und Veränderung der Positionen in x (b), z (c) sowie x und z (d) um jeweils 1 mm.

passiert. Dazu wurden Positionsdaten generiert, die ein ideales Alignment (a) oder Verschiebungen der einen Wand in x-Richtung, z-Richtung beziehungsweise in beide Richtungen (b, c, d) vorgeben. Die gewonnenen Werte für Δx und Δz zeigen die generelle Funktionsweise der Methode. Die Abweichungen der Werte von den Erwartungen, also den um 1 mm verschobenen Positionen der Wände, zeigen aber auch auf, dass mehrere Iterationen notwendig sind, um ein optimales Ergebnis zu erzielen. Auch die gesamte Alignment-Prozedur konnte mit Monte-Carlo-Simulationen getestet werden.

7.5.2 Doublet-zu-Doublet-Alignment

Die Ausrichtung der Doublet-Stationen des OPERA PT erfolgt analog zur Ausrichtung der Wände innerhalb der Doublets. Zuvor erfolgt eine Rekonstruktion

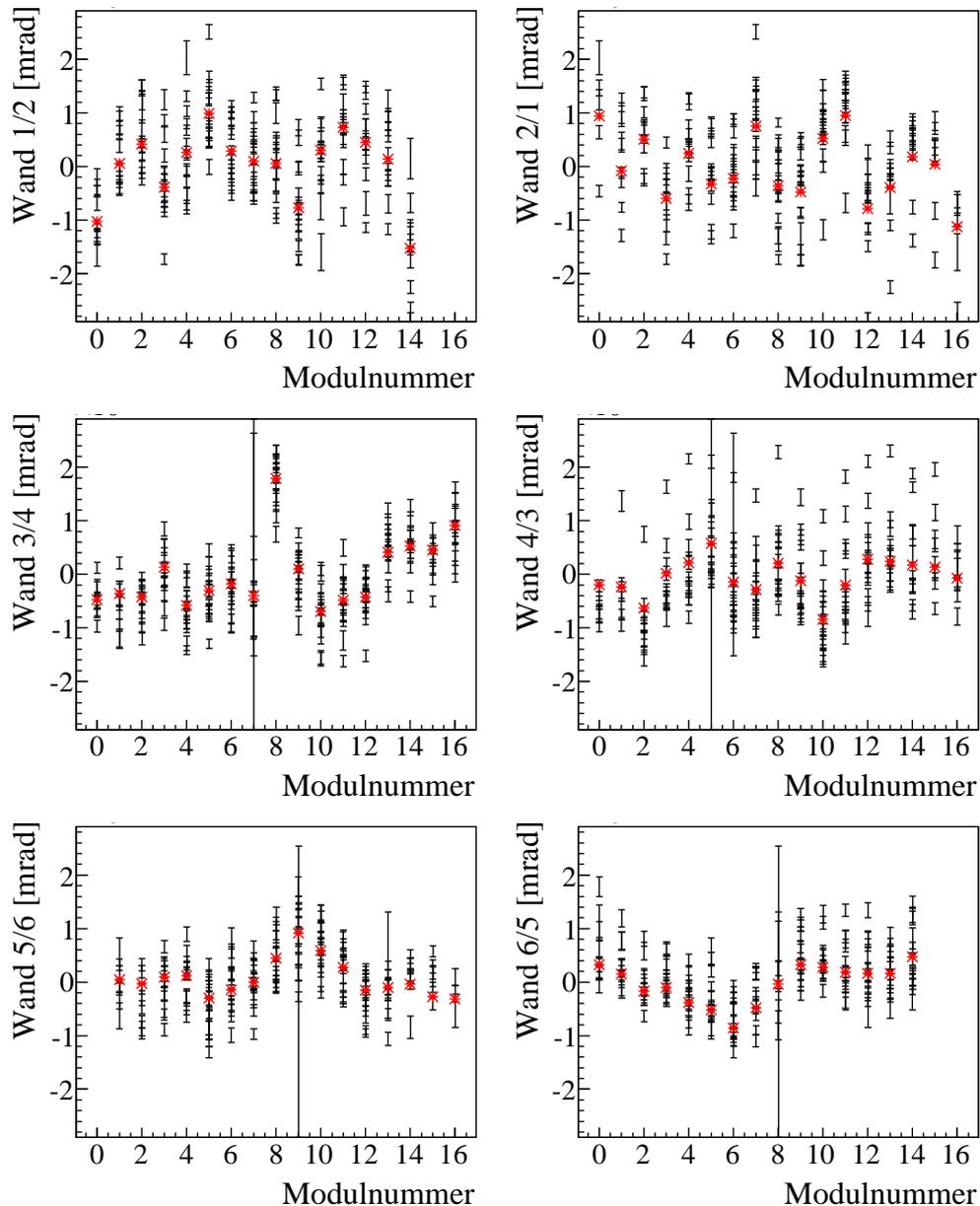


Abbildung 7.13: Modulweise Winkelkorrekturen bei SM1: Die schwarzen Punkte geben die Korrekturwerte für die TDA-Daten an. Hierbei werden einzelne Module um bis zu 3 mrad um die y-Achse gedreht. Rot dargestellt sind die Korrekturwerte relativ zur gesamten benachbarten Wand. Verwendet wurden hier alle Daten von 2008–2010.

der Doublets mit *OpRec*. Wie in Abschnitt 7.4.1 erläutert, muss beim Fehler der x-Positionen die Vielfachstreuung eine entsprechende Berücksichtigung finden. Als Datensatz werden zunächst alle Daten genutzt, bei denen der Magnet ausgeschaltet war. Da dabei ungewünschte Temperatureffekte eine große Rolle

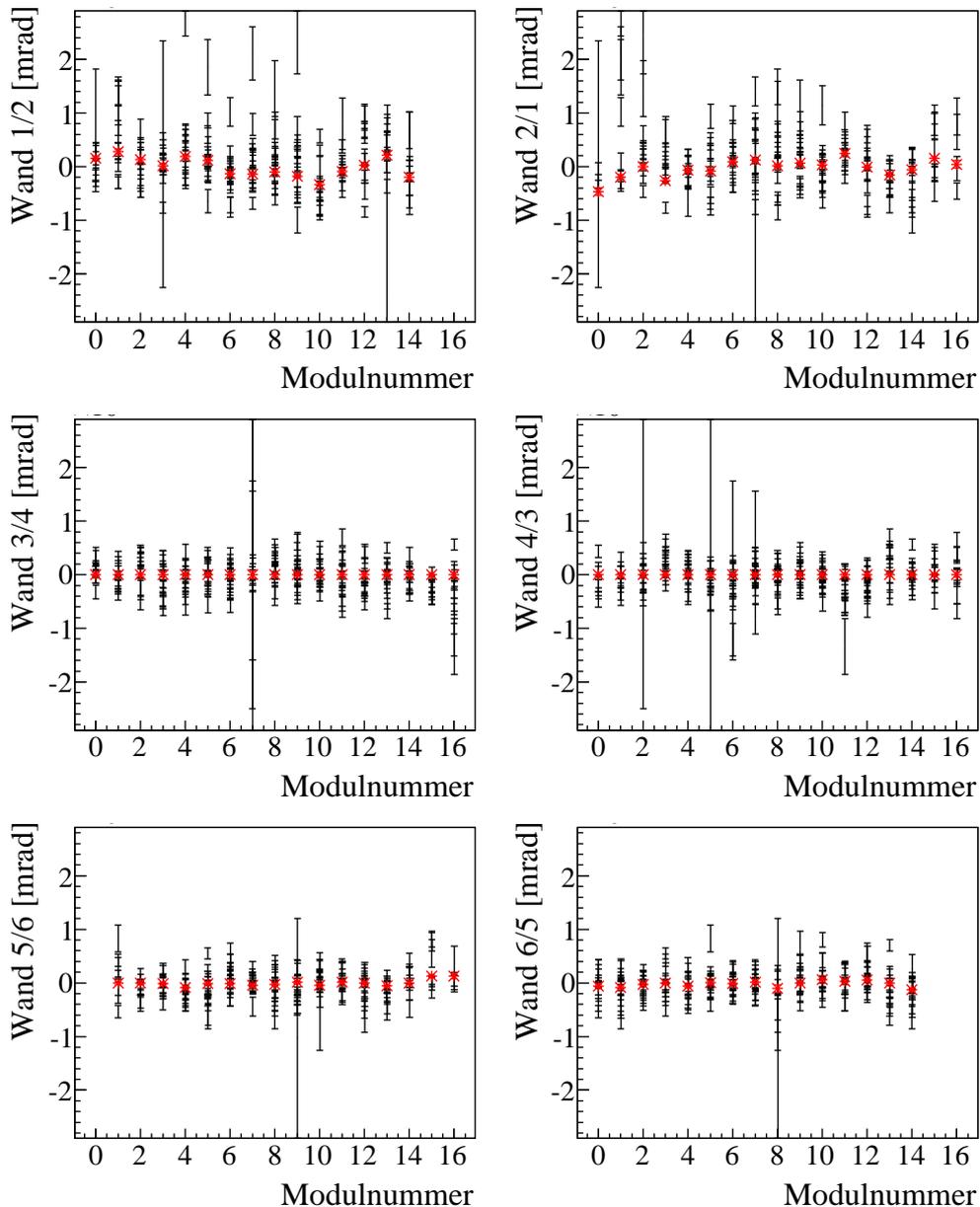


Abbildung 7.14: Modulweise Winkelkorrekturen bei SM1 (Darstellung wie bei Abbildung 7.13) nach der ersten Iteration. Alle Werte nähern sich der Nulllinie an.

spielen, wird im folgenden Kapitel eine weitere Korrektur diskutiert.

Bei der Doublet-zu-Doublet-Korrektur werden die mittleren beiden Wände eines Supermoduls relativ zu den beiden vorderen sowie die hinteren beiden relativ zu den mittleren korrigiert. Eine Korrektur zwischen den beiden Supermodulen ist möglich, wird aber wegen der geringen Anzahl von Spuren, die dafür Verwendung

finden können, nicht benutzt. Außerdem liegt hier der zweite Targetbereich, in dem Vielfachstreuung stattfindet, die zu einem großen Fehler führt.

7.5.3 Modul-zu-Modul-Alignment

Schon die Auswertung der Daten des Theodoliten hatte gezeigt (vgl. Abschnitt 7.2), dass die PT-Wände nur in erster Näherung als feste, gut ausgerichtete Einheit betrachtet werden können und die einzelnen Module bestehend aus 48 Driftröhren von den Sollpositionen abweichen. Daher ist es sinnvoll, auch modulweise die Alignmentkorrekturen anzuwenden. Für die Betrachtung der Rotationskorrekturen ist vor allem der Koeffizient a_{zx} , der die Verdrehung um die y-Achse angibt, von Bedeutung. Eine breite Streuung der Winkeldifferenzen der mit dem PT ermittelten Winkel zwischen zwei benachbarten Wänden deutet darauf hin, dass dieser Koeffizient für viele Module nicht vernachlässigt werden darf. Da der PT in y-Richtung nicht sensitiv ist (vgl. Kapitel 5) ist man in der Bestimmung der anderen beiden Rotationskoeffizienten auf andere Detektorkomponenten (z.B. RPCs) angewiesen und durch eine sehr geringe Anzahl von Ereignissen begrenzt.

Eine Korrektur einzelner Module um die y-Achse erreicht man, wenn man den Ausdruck

$$\chi^2 = \sum_{ij} \frac{[\Delta\alpha_{Mij} - \Delta\alpha_i + \Delta\alpha_j]^2}{\sigma_{\Delta\alpha_{Mij}}^2}, \text{ mit}$$

$$i = \text{Wand (n) Module 1-17 und}$$

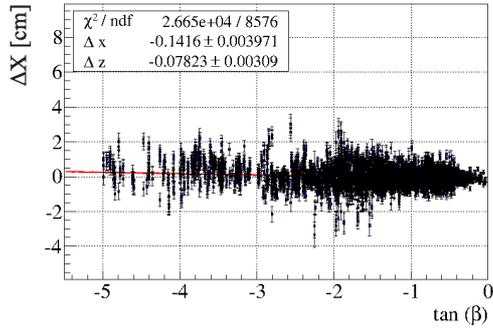
$$j = \text{Wand (n+1) Module 1-17,}$$

minimiert. Dabei gibt $\Delta\alpha_i/\Delta\alpha_j$ den durch die Rekonstruktionssoftware ermittelten Winkel in zwei benachbarten PT-Wänden und $\Delta\alpha_{Mij}$ den aus beiden Wänden zusammen ermittelten Winkel an. Abbildung 7.13 zeigt exemplarisch diese Korrekturen für das erste Supermodul. Dabei sind die Korrekturen für alle Module einer Wand zu allen Modulpartnern der gegenüberliegenden Wand aufgetragen. Die Werte der jeweils ersten Iteration sind schwarz eingetragen. Rot eingezeichnet sind die Korrekturwerte relativ zur gesamten benachbarten Wand zur Überprüfung der angewendeten Korrekturen. Vorteil bei dieser Methode ist, dass alle Module und alle vorkommenden Modulkombinationen wechselseitig berücksichtigt werden.

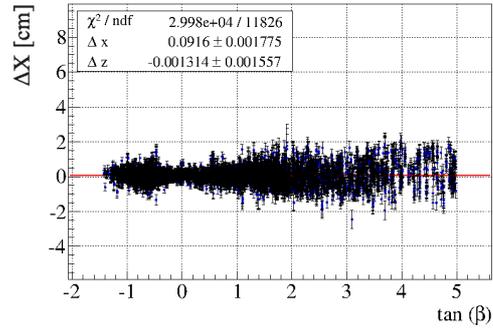
Eine Korrektur der Translation, also die Korrekturwerte Δx und Δz erhält man analog durch Minimieren von

$$\chi^2 = \sum_{ij} \frac{[\Delta X_{Mij}] - \Delta x_i + \Delta x_j + (\tan \alpha)_{ij}(\Delta z_i - \Delta z_j)]^2}{\sigma_{\Delta X_{Mij}}^2 + \sigma_{(\tan \alpha)_{ij}}^2(\Delta z_i - \Delta z_j)^2}.$$

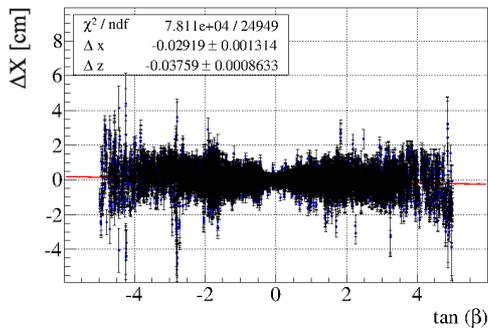
Hierbei werden allerdings bis zu 68 Parameter (17×17 Matrix) berücksichtigt, so dass ein großer Datensatz notwendig ist und die Ausführung sehr komplex



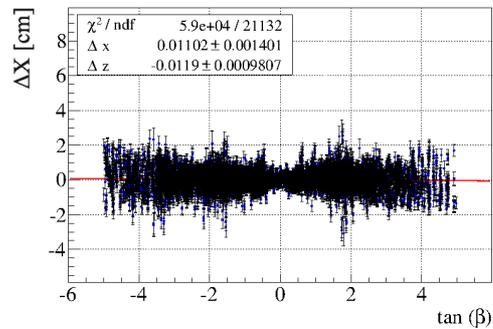
(a) SM1 Wand 1 rel. zu Wand 2/Mod. 1



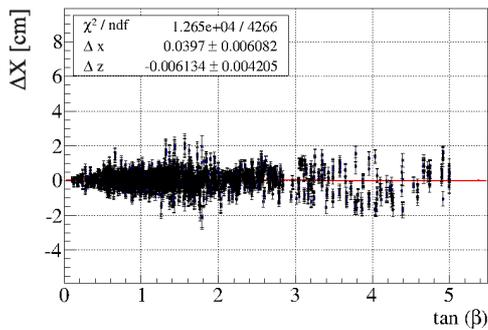
(b) SM1 Wand 2 rel. zu Wand 1/Mod. 1



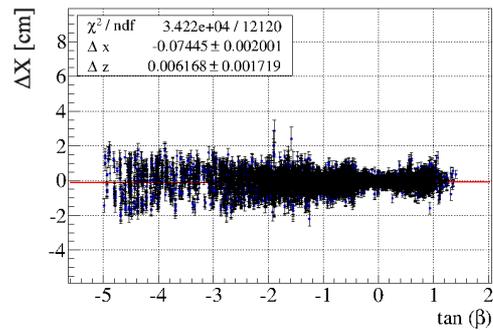
(c) SM1 Wand 1 rel. zu Wand 2/Mod. 9



(d) SM1 Wand 2 rel. zu Wand 1/Mod. 9



(e) SM1 Wand 1 rel. zu Wand 2/Mod. 17



(f) SM1 Wand 2 rel. zu Wand 1/Mod. 15

Abbildung 7.15: Wand-zu-Modul-Alignment, exemplarisch sind Randmodule (1, 15/17) und ein mittleres Modul von SM1 gezeigt.

wird. Die Translationskorrekturen lassen sich aber auch gut mit der Methode nach Gleichung 7.12 ermitteln. Dabei können benachbarte Module innerhalb einer

Wand, zwei Module von benachbarten Wänden oder – wie im folgenden Abschnitt gezeigt – ein Modul gegenüber der ganzen benachbarten Wand angepasst werden.

7.5.4 Modul-zu-Wand-Alignment

Wie in Abschnitt 7.5.1 für ganze Wände können einzelne Module relativ zur benachbarten Wand ausgerichtet werden. Dabei treten die Modulpaare mit ähnlichen Nummern entsprechend häufiger auf als Modulpaare, bei denen ein Teilchen mit einem großen Winkel zur Strahlrichtung durch den Detektor fliegen muss. Abbildung 7.15 zeigt die Korrekturen für die ersten beiden PT-Wände. Dabei sind exemplarisch zwei Module an den beiden Seiten (Modul Nr. 1 und Nr. 15 beziehungsweise 17) sowie das mittlere Modul (Nr. 9) ausgewertet worden. Bei den Randmodulen sind durch die Geometrie des Detektors die möglichen Winkel eingeschränkt. Außerdem ist es möglich, innerhalb jeder Wand die benachbarten Module gegeneinander auszurichten. Die den Trigger darstellenden RPCs sind jeweils näher an den Wänden PT 2, PT 4 und PT 5 (vgl. Abschnitt 5.3.2). Die daraus gewonnene Idee, zunächst die triggernahen Wände intern zu korrigieren, indem vom mittleren Modul ausgehend zu den Seiten die Geometrie angepasst wird, und anschließend die jeweils gegenüberliegenden Module relativ zur ganzen Wand auszurichten, hat sich durch die geringe Anzahl von rekonstruierbaren Spuren, die zwei benachbarte Module durchdringt, nicht bewährt.

7.6 Ergebnisse des PT-Alignments

Dieser Abschnitt umfasst alle Ergebnisse, die durch die Alignment-Prozedur erzielt wurden und untersucht diese aus Sicht der verschiedenen Methoden. Dabei werden die Korrekturwerte, die sich beim Alignment ergeben, beispielsweise für mehrere Iterationen, analysiert. Alle Ergebnisse werden, getrennt in Translations- und Rotationskorrekturen, zusammengestellt. Den Ausgangspunkt der Alignment-Prozedur bilden die Daten, die durch die Messungen mit einem Theodoliten erzielt wurden.

7.6.1 Rotationskorrekturen

Die Betrachtung der Rotationskorrekturen für ganze PT-Wände hat gezeigt, dass sich nur kleine Korrekturen bei gleichzeitig großen Fehlern ergeben, die daher nicht berücksichtigt werden. Im Rahmen anderer Untersuchungen konnte dieses Ergebnis bestätigt werden [Mau⁺10]. Große Korrekturen bei der Rotation ganzer Wände bedeuten auch große Abweichungen im Randbereich der Wände, die nach den ermittelten Werten der Theodolitdaten nicht zu erwarten sind. Insofern dient diese Analyse vor allem der Kontrolle dieser Daten.

Einzelne Module lassen sich hingegen wie in Abschnitt 7.5.3 gezeigt mit dem Koeffizienten a_{zx} gut korrigieren. Die Rotationskorrekturen können zwischen

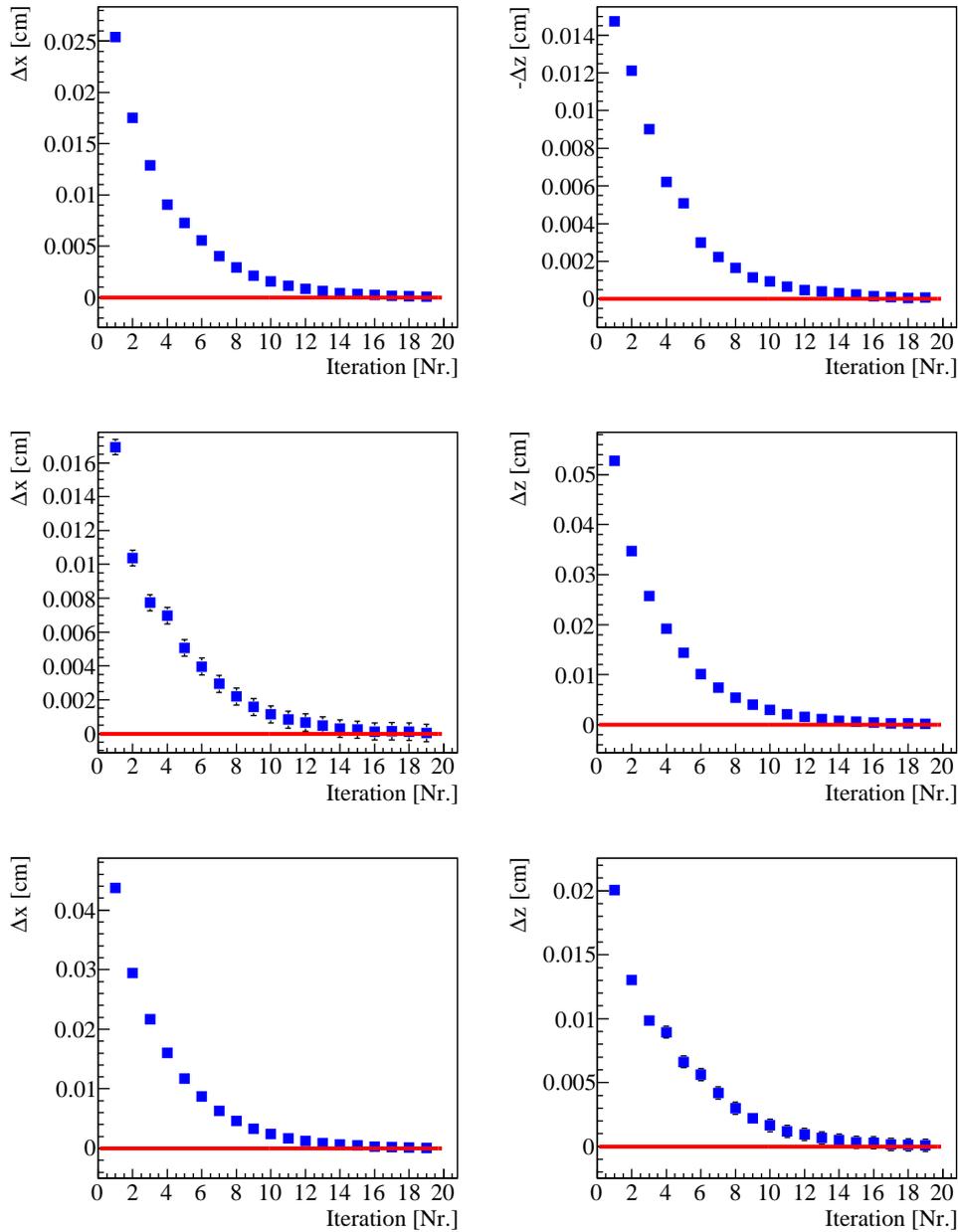


Abbildung 7.16: Korrekturwerte Δx und Δz beim Wand-zu-Wand-Alignment gegen Iteration, exemplarisch für das erste SM, PT 2 relativ zu 1 (oben), PT 4 relativ zu 3 (mitte) und PT 6 relativ zu 5 (unten).

den Modulen innerhalb der Doublets aufgrund des fehlenden Magnetfeldes mit dem gesamten Datenbestand erfolgen. Dann wird im Mittel ein statistischer Fehler von unter 0,2mrad erreicht. Diese Korrekturen sind mit anschließender

Translationskorrektur der einzelnen Module sinnvoll, da sonst benachbarte Module nicht mehr gegeneinander ausgerichtet sind.

7.6.2 Translationskorrekturen

Die Korrekturen der Translation durch Einrechnen der Korrekturwerte Δx und Δz in die geometrischen Positionen des Detektors erfolgen iterativ. Es hat sich als vorteilhaft herausgestellt, dabei einen Dämpfungsfaktor einzurechnen und ausreichend viele Iterationen zu durchlaufen. Abbildung 7.16 zeigt die Korrekturwerte für x und z für die Korrekturen der Wände. Rot eingezeichnet ist jeweils die Null-Linie, die perfektes Alignment angibt. Alle Korrekturen konvergieren gegen diesen Wert. Die Translationskorrekturen für benachbarte Doublets verlaufen vergleichbar (siehe Anhang Abbildung B.1). Bei den Korrekturen benachbarter Wände kann unter Ausnutzung des gesamten Datenbestandes ein statistischer Fehler von unter $8\ \mu\text{m}$ erreicht werden. Der systemstische Fehler, beispielsweise durch die Fehler der Positionen einzelner Drähte innerhalb der Module, dominiert dann den gesamten Fehler. Für einzelne Module, die gegen eine benachbarte Wand ausgerichtet wird, liegt der statistische Fehler bei unter $32\ \mu\text{m}$. Bei den Analyse der Magnet-Aus-Daten mit deutlich weniger Spuren steigt der statistische Fehler auf bis zu $50\ \mu\text{m}$ an.

Kapitel 8

Alignment-Analysen am Precision Tracker

Nachdem die ersten Kapitel der vorliegenden Arbeit die experimentellen Grundlagen zur Neutrinophysik und speziell zum Experiment OPERA dargestellt haben sowie Kapitel 7 alle methodischen und technischen Aspekte des Alignments umfasst, wird in diesem Kapitel eine Bewertung der vorliegenden Ergebnisse unter verschiedenen Gesichtspunkten durchgeführt. Dieses Kapitel beinhaltet damit alle Analysen, die nicht unmittelbar eine geometrische Kalibration des Detektors ergeben. Es enthält drei Unterkapitel, zunächst eine detaillierte Auswertung aller Ergebnisse und anschließend Studien zur Ladungsbestimmung mit Monte-Carlo-Daten sowie eine genaue Betrachtung kosmischer Myonen.

Dabei wird mit der Analyse der aus dem vorangegangenen Kapitel gewonnenen Ergebnisse begonnen, wobei insbesondere die Impulsbestimmung, die Residuenverteilungen, die winkelabhängige Ladungsverteilung und die Betrachtung der Rotationskorrekturen Beachtung finden. Zunächst werden die Ergebnisse des Positionsüberwachungssystems diskutiert.

In Abschnitt 8.2 werden Monte-Carlo-Analysen vorgestellt, die sich mit der verbesserten Bestimmung der Teilchenladung durch ein unterschiedliches Alignment, optimale Geometrie und fehleralignierte Positionsdaten, befassen.

Generell ist es sinnvoll, Daten, die vom Neutrinostrahl stammen und als *ontime* bezeichnet werden, von denen, die von kosmischen Myonen herrühren, in den Analysen getrennt zu betrachten. Der letzte Abschnitt unterscheidet daher die Analyse von Strahldaten und Daten von kosmischen Teilchen im Hinblick auf das Alignment. Besonderes Augenmerk wird hierbei auf das Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen gelegt.

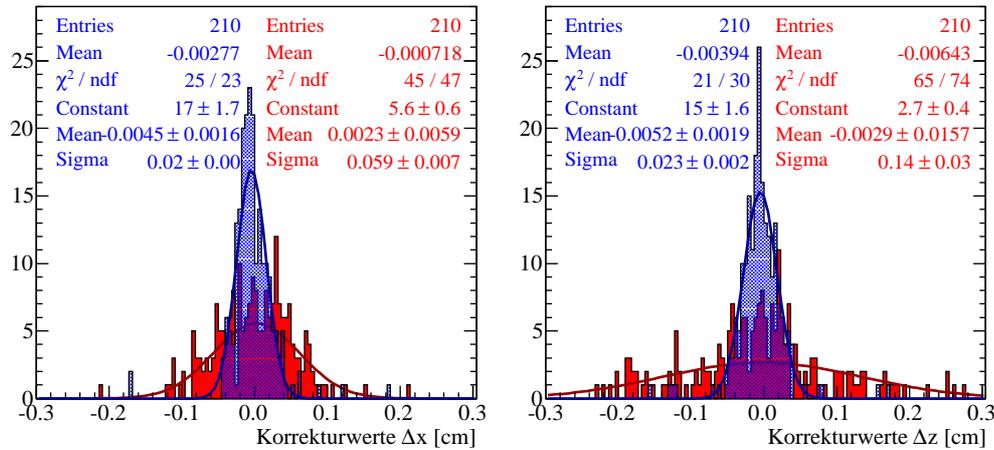


Abbildung 8.1: Korrekturwerte Δx und Δz aller Module vor (rot) dem softwarebasierten Alignment und nach (blau) der dritten Iteration des Modul-zu-Wand-Alignments.

8.1 Auswertung der Alignment-Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse, die mit den vorgestellten Alignment-Methoden erzielt werden konnten, ausgewertet.

Bei allen Methoden konnten innerhalb mehrerer Iterationsschritte Verbesserungen erzielt werden. Dabei konvergieren alle Korrekturwerte, wie für die Wand- und Doubletkorrektur in Abbildung 7.16 und Abbildung B.1 zu sehen ist. Für die modulweise Korrektur zeigt Abbildung 8.1 die Korrekturwerte der ersten (rot) und der sechsten (blau) Iteration exemplarisch für den Datensatz 2008–2010.

Dieses Kapitel vergleicht vor allem Ergebnisse vor und nach dem softwarebasierten Alignment. Vor dem Alignment gibt dabei die Analysen mit der Geometrie an, die durch die Theodolitmessungen ermittelt wurde. Die Geometriewerte nach dem Alignment haben die gesamte Alignmentkette durchlaufen mit allen im vorherigen Kapitel vorgestellten Methoden. Dabei werden jeweils für den untersuchten Datensatz nach Berücksichtigung der Ergebnisse des Positionsüberwachungssystems zunächst modulweise die Rotationskorrekturen (Drehung um die y -Achse) und die Translationskorrekturen (Δx und Δz) eingerechnet und anschließend die Wände zueinander in mehreren Iterationen korrigiert (siehe Abschnitt 7.1). Je nach Datensatz kann abschließend die Korrektur von Doublet zu Doublet mit Magnet-Aus-Daten erfolgen. Das Endergebnis wird durch wiederholte Überprüfung der Wand- und Modulkorrekturen kontrolliert.

Bewertungsgrundlage für die Alignmentergebnisse sind die physikalischen und technischen Anforderungen an den PT. Die Ladung der Myonen soll mit einer Signifikanz von 4σ ermittelt werden können. Das kann bei einer Impulsauflösung

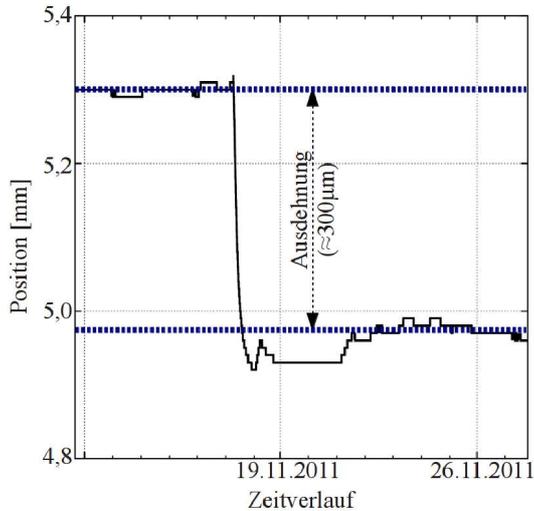


Abbildung 8.2: Aus dem Verlauf der Positionsdaten vor und nach dem Ausschalten des Magneten kann eine ungefähre thermisch bedingte Ausdehnung ermittelt werden.

$\Delta p/p \leq 0,25$ bis zu einer Myonenergie von 25 GeV erreicht werden. Bei der gegebenen Geometrie (Driftröhrengometrie, Magnetdicke etc.) muss dazu der Fehler in der Bestimmung der Teilchenposition im PT unter $636 \mu\text{m}$ ausfallen [Zim⁺05]. Mit dem Abschätzen des intrinsischen Fehlers bei der Driftzeitmessung und dem Fehler des Alignments der einzelnen Drähte innerhalb der Module wird gefordert, dass der Fehler des Alignments der Module $250 \mu\text{m}$ nicht übersteigt.

8.1.1 Resultate des Positionsüberwachungssystems

Das Positionsüberwachungssystem (vergleiche Abschnitt 7.3) schreibt für alle PT-Wände jeweils an beiden Seiten oben und unten den Positionsverlauf in x-Richtung in die Datenbank. Die ersten Messungen hatten gezeigt, dass die unteren Messuhren innerhalb der Magnete bis zu $450 \mu\text{m}$ Verschiebung anzeigen, wenn der jeweilige Magnet ein- oder ausgeschaltet wird. Abbildung 8.2 zeigt exemplarisch einen solchen Sprung in den Daten einer Messuhr. Dieser Temperatureffekt führt dazu, dass zwischen Magnet-An- und Magnet-Aus-Betrieb beim Alignment unterschieden werden muss. Da in der Vorbereitung der Datennahme im Jahr 2011 außerdem eine Feststellschraube an PT4 gelöst wurde, muss, zumindest für PT3 und PT4, zusätzlich zwischen den Datensätzen 2008–2010 und 2011–2012 differenziert werden. Die ursprünglich geplante Strategie, für das Alignment Magnet-Aus-Daten zu verwenden, vor allem für das Alignment über die Magnetarme, muss also modifiziert werden.

Da aufgrund identischer, frei aufgehängter Module von einer gleichmäßigen thermischen Ausdehnung auszugehen ist, werden die Werte modulweise entsprechend neu berechnet. Dazu werden die Positionswerte in x-Richtung aus dem Überwachungssystem für die Randmodule eingerechnet und die Zwischenmodule gleichmäßig angepasst. Dabei werden die x-Position sowie der Koeffizient a_{yx} für jedes Modul angepasst.

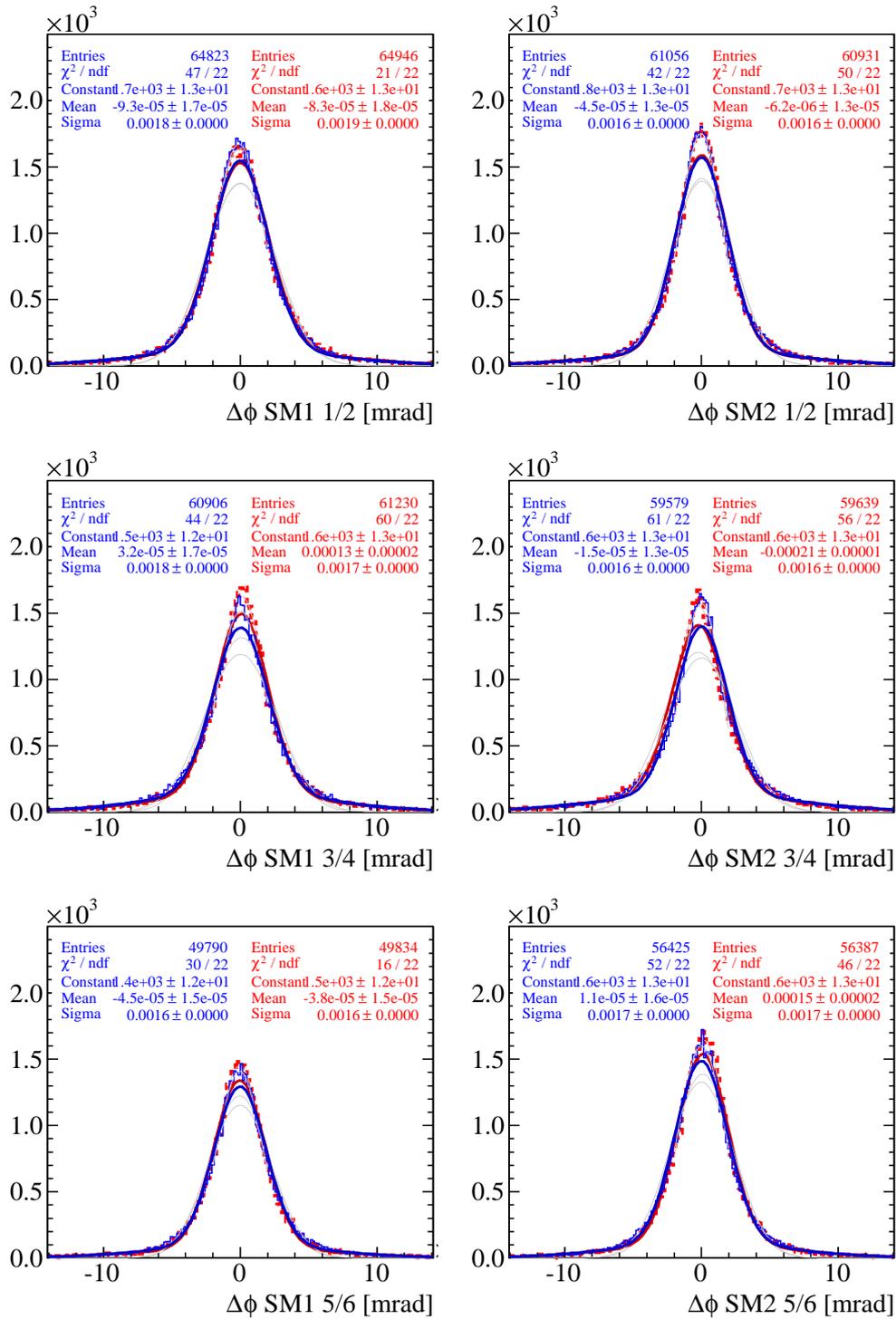


Abbildung 8.3: Winkeldifferenzen zwischen den Spuren benachbarter PT-Wände. Rot gestrichelt gibt die Werte vor dem Alignment an, blau nach dem Alignment.

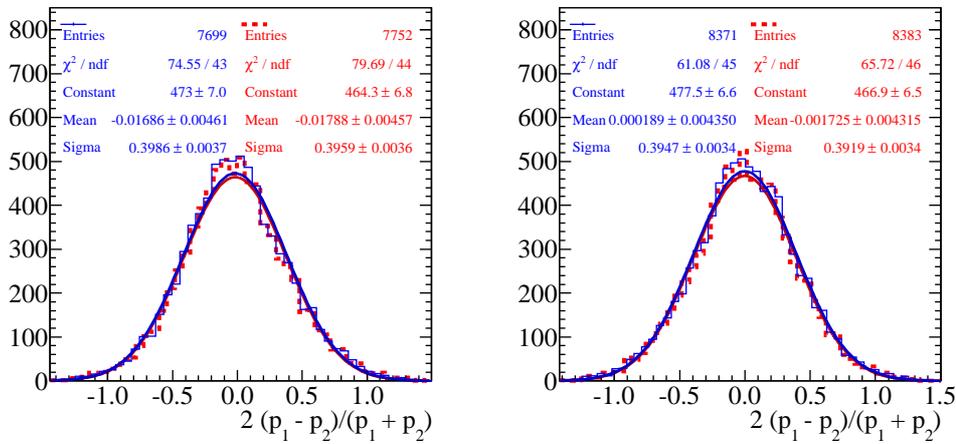


Abbildung 8.4: Gewichtete Impulsdifferenz der Impulse zweier Spektrometer-Hebelarme, exemplarisch für alle ontime-Daten 2008-2010 für SM 1 (links) und SM 2 (rechts). Rot gibt die Histogramme vor und blau nach dem Alignment an.

Da die Messuhren an den Eisenträgern des Detektors befestigt sind und relativ zu diesen die Positionen der Driftröhrenwände messen, finden außerdem die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der verwendeten Materialien Eisen und Aluminium Beachtung. Der Längenausdehnungskoeffizient von Aluminium ist mit $23,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ in etwa doppelt so groß wie der von Eisen mit $11,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [Hay11]. Daher sind die eingerechneten Korrekturen auch etwa doppelt so groß einzuschätzen, wie die Werte die mit dem Überwachungssystem ermittelt werden.

8.1.2 Winkeldifferenzen benachbarter PT-Wände

Zur Ermittlung des Impulses und des Ladungsvorzeichens von durch den Detektor dringenden Teilchen mit Hilfe des PT werden jeweils die Spuren in zwei benachbarten PT-Wänden innerhalb eines Doublets zusammen rekonstruiert (vergleiche Kapitel 5). Wie bei den Alignmentmethoden angewendet, können die Spuren in den einzelnen PT-Wänden aber auch separat rekonstruiert und analysiert werden. Die Differenz der rekonstruierten Winkel der benachbarten PT-Wände von jedem einzelnen Teilchen ist dabei eine wichtige Kenngröße zur Überprüfung des Alignments. Da zwischen diesen jeweiligen Wänden kein Magnetfeld vorliegt, erwartet man bei idealem Alignment, dass die Winkeldifferenzen um Null verteilt sind. Daher ermöglicht die Betrachtung der Winkeldifferenzen eine Aussage über die Güte des Alignments.

Abbildung 8.3 zeigt diese Winkeldifferenzen aller sechs Doublets für alle Daten von 2008–2010. Rot gestrichelt gibt die Werte auf Theodolitenbasis an, blau dargestellt sind die Analysen mit den modulweisen Winkelkorrekturen nach Abschnitt 7.5.3. Die Werte des Histogramms lassen sich mit zwei addierten Gaußkurven anpassen.

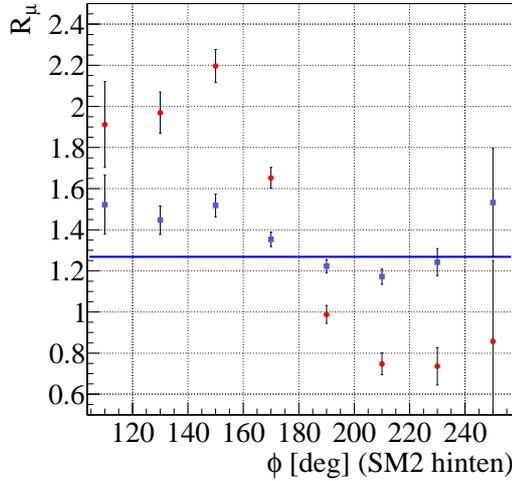


Abbildung 8.5: Winkelabhängiges Ladungsverhältnis, exemplarischer Ausschnitt mit (blau) und ohne (rot) Alignmentkorrektur.

Bei den mittleren PT-Wandpaaren beider Supermodule und PT 5 und 6 im zweiten Supermodul verbessern sich die mittleren Winkeldifferenzen deutlich um bis zu Faktor 14. Hier werden auch die größten Abweichungen ohne Alignmentkorrektur ermittelt. Bei den anderen Wandpaaren bleiben die Winkeldifferenzen im Rahmen des Fehlers gleich.

8.1.3 Impulsauflösung

Eine wesentliche Aufgabe des OPERA Myonspektrometers und damit vor allem des PT ist, wie bereits in Kapitel 5 erklärt wurde, die Bestimmung des Impulses durchfliegender geladener Teilchen.

Um alle Anforderungen zu erfüllen, insbesondere um die Ladungsbestimmung mit einer Signifikanz von 4σ zu erreichen, wird eine Impulsauflösung von 25 % bis zu einem Impuls von bis zu 25 GeV gefordert [Zim⁺05]. Der Impuls p_1 kann in jedem Supermodul über den ersten Hebelarm, das heißt mit den ersten beiden Doublets, oder als p_2 über den zweiten Hebelarm ermittelt werden. Für die Impulsauflösung eines Doublets gilt dann:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma \left(\frac{p_1 - p_2}{(p_1 + p_2)/2} \right) \quad (8.1)$$

Da bei der Messung des Impulses immer der Teilchenweg über die Magnetarme genutzt werden muss, ist, aufgrund der verschlechterten Winkelauflösung durch die Vielfachstreuung im Eisen, nur mit einer geringen Verbesserung durch das softwarebasierte Alignment zu rechnen. Die Winkelauflösung ist hier durch die Vielfachstreuung dominiert [Won07]. Abbildung 8.4 zeigt für einen ontime-Datensatz die mit dem gemittelten Impuls gewichtete Impulsdifferenz nach Gleichung 8.1. Die Mittelwerte der Impulsdifferenzen verbessern sich für beide Supermodule nur minimal. Die Standardabweichung und damit die Impulsauflösung verbessert sich für diese Analyse nicht weiter, bleibt aber unter

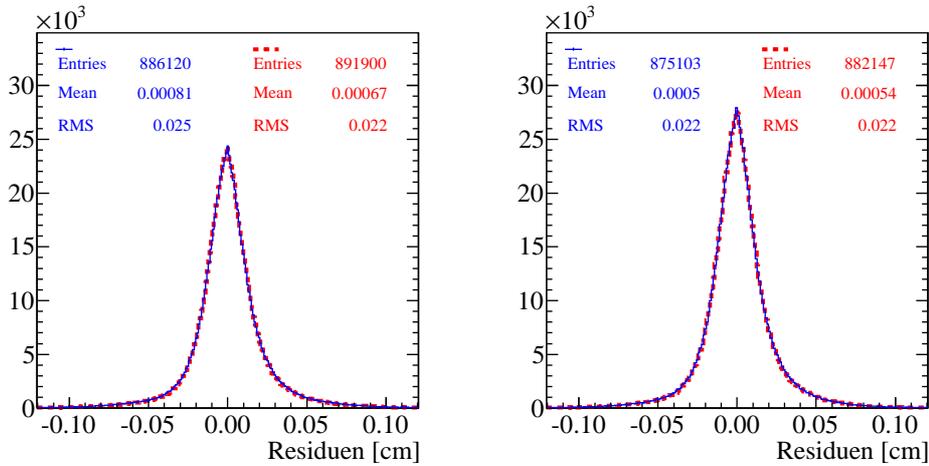


Abbildung 8.6: Residuenverteilungen aller in der Rekonstruktion genutzten Datenpunkte für SM1 (links) und SM2 (rechts) mit (blau) und ohne (rot) Alignmentkorrektur.

den geforderten 25%. Die Impulsbestimmung bei kosmischen Teilchen wird in Abschnitt 8.3 behandelt.

8.1.4 Ladungsverhältnis

Wie mit dem OPERA PT das Ladungsvorzeichen ermittelt werden kann, wird in [Zim09] beschrieben. Man erwartet über den kompletten Winkelbereich ein konstantes Ladungsverhältnis R_μ von positiven und negativen Myonen (vergleiche Abschnitt 8.3). Die winkelabhängige Untersuchung des Ladungsverhältnisses ermöglicht also Rückschlüsse auf die Qualität des Alignments [Mau⁺10].

Bei idealem Alignment erwartet man ein konstantes Ladungsverhältnis von positiven zu negativen Myonen. Abbildung 8.5 zeigt exemplarisch das Ladungsverhältnis für den hinteren Hebelarm im zweiten Supermodul. Hier wurden die größten Korrekturen ermittelt. Der Vergleich der Analysen mit Theodolitwerten (rot) und den korrigierten Werten (blau) zeigt eine deutliche Verbesserung. In der ursprünglichen Kurve ist ein winkelabhängiger Verlauf in Form einer Sinuskurve zu erkennen, während die neuen Werte annähernd linear verlaufen. Der Verlauf bei den Theodolitwerten lässt sich durch die großen Korrekturen beim softwarebasierten Alignment in Δz erklären. Die rekonstruierten Winkel werden je nach Raumrichtung über- beziehungsweise unterschätzt, was zu Fehlern in der Ladungsbestimmung führen kann. Auf die Analysen kosmischer Myonen wird im Abschnitt 8.3 genauer eingegangen.

8.1.5 Residuenverteilungen

Eine wichtige Größe bei der Arbeit mit Driftröhren sind die Residuen der Teilchenspuren. Das RMS der Residuen ist ein Maß für die Auflösung der Driftröhren (vergleiche Kapitel 5).

Da bei den Strahldaten alle Spuren aus einem sehr kleinen Winkelbereich kommen, ist keine große Verbesserung zu erwarten. Abbildung 8.6 zeigt für SM1 und SM2 jeweils zwei Residuenverteilungen vor (rot) und nach (blau) der Alignmentkorrektur. Bei den hier genutzten Strahldaten sind die Residuenverteilungen vor und nach dem Alignment nahezu identisch. Für die meisten Untersuchungen der Strahldaten sind die mit dem Theodoliten ermittelten Werte bereits eine gute Basis. Bei den hochenergetischen kosmischen Teilchen gewinnt das softwarebasierte Alignment allerdings an Bedeutung (vergleiche Abschnitt 8.3).

8.2 Monte-Carlo-Analyse der Ladungsbestimmung

Mit Studien von simulierten Teilchen kann gezeigt werden, wie essentiell ein gutes Alignment auch für die Bestimmung der Ladung der detektierten Teilchen ist. Abbildung 8.7 zeigt die Fehlidentifikation von Teilchen in Monte-Carlo-Daten

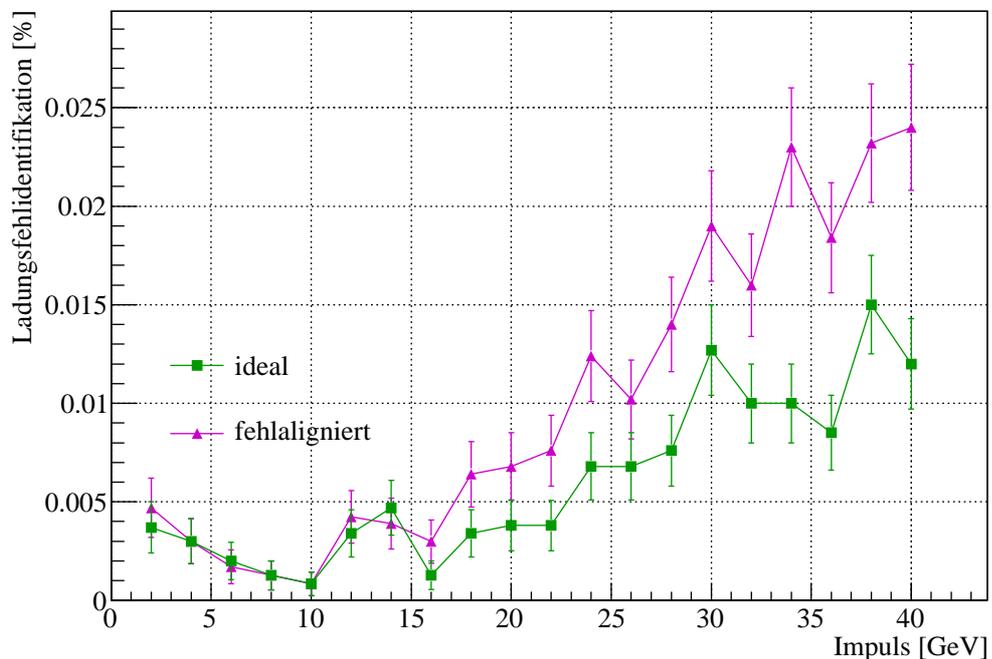


Abbildung 8.7: Auswirkung des Alignments auf die Ladungsfehlintifikation für Monte-Carlo-Daten. Grün gibt ideale Positionen, violett bewusst fehllalignierte Positionen des Detektors an.

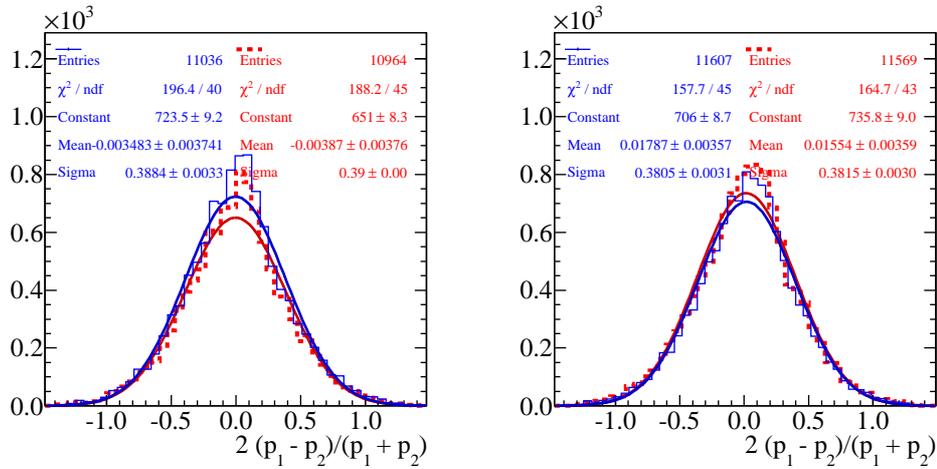


Abbildung 8.8: Gewichtete Impulsdifferenz der Impulse zweier Spektrometer-Hebelarme für den gesamten Datensatz 2008–2010 ab einem Impuls von 5 GeV mit (blau) und ohne (rot) Alignmentkorrektur für SM 1 (links) und SM 2 (rechts).

für verschiedene Alignment-Sätze in Abhängigkeit der Teilchenenergie. Ideales Alignment (grün) verwendet die Idealpositionen aller Detektorkomponenten, so dass sich keine geometrischen Korrekturen ergeben. Die Kurve mit fehlalignierten Daten (violett) basiert auf zufällig in der Größenordnung der gefundenen Alignmentkorrekturen zusammengestellten Alignmentwerten, also der Differenz zwischen den Theodolitmessungen und den nach der gesamten Alignmentprozedur gefundenen korrigierten Werten. Hier wird die Alignmentkorrektur wie bei echten Daten in der Rekonstruktion berücksichtigt. Bei den Simulationen ist bekannt, um welches Teilchen es sich handelt. Die Monte-Carlo-Daten basieren auf typischen Spektren kosmischer Teilchen, die den OPERA-Detektor erreichen. Für den vorliegenden Datensatz zeigt sich im höheren Energiebereich ein zunehmender Unterschied bei der Fehlidentifikation zwischen idealen Alignmentwerten und den fehlalignierten Daten. Die Teilchen mit höheren Impulsen durchlaufen eine schmalere S-Kurve in den Magnetarmen, so dass hier auch kleinere Alignmentkorrekturen eine größere Auswirkung haben. Da ideales Alignment für reale Daten nicht erreicht werden kann, lassen sich daraus keine quantitativen Aussagen für echte Daten herleiten. Es zeigt aber, dass die Ermittlung der Teilchenladung im Detektor besonders sensitiv auf das Alignment und eine möglichst genaue Kenntnis der Detektorpositionen für die Analyse erforderlich ist.

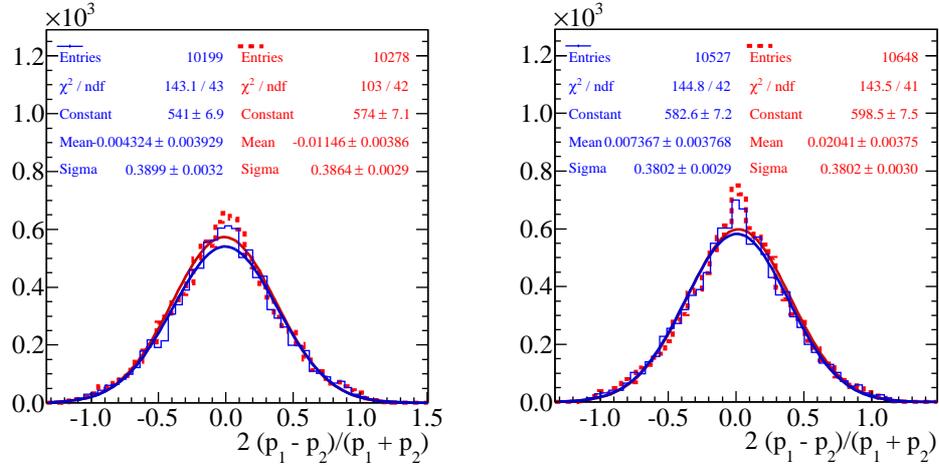


Abbildung 8.9: Gewichtete Impulsdifferenz der Impulse zweier Spektrometer-Hebelarme für den gesamten Datensatz 2008–2010 ab einem Impuls von 25 GeV mit (blau) und ohne (rot) Alignmentkorrektur für SM 1 (links) und SM 2 (rechts). In diesem hohen Energiebereich zeigen sich Verbesserungen mit den optimierten Alignmentwerten.

8.3 Untersuchungen kosmischer Myonen

Der OPERA-Detektor wurde gebaut, um Neutrinos aus dem CNGS-Strahl zu messen und dabei oszillierte Tau-Neutrinos im Strahl nachzuweisen. Gleichzeitig ist er auch für andere Analysen verwendbar, beispielsweise die Untersuchung kosmischer Myonen. Der Detektor ist dabei aber optimiert für Strahldaten in einem Energiebereich von 10–100 GeV.

Abbildung 8.8 zeigt die gewichtete Impulsdifferenz der Impulse zweier Spektrometer-Hebelarme nach Abschnitt 8.1.3 für den gesamten Datensatz 2008–2010, also vor allem für kosmische Teilchen. Eine Änderung des Mittelwerts der Impulsdifferenzen und der Impulsauflösung nach der Alignmentkorrektur ist nicht festzustellen. Für den hier gewählten Energiebereich ab 5 GeV dominiert die Vielfachstreuung, die innerhalb der Magnetspulen stattfindet.

Bei der Impulsauflösung für höhere Impulse spielen kleine geometrische Korrekturen eine größere Rolle, so dass man hier mit einer Verbesserung der Impulsbestimmung durch ein verbessertes Alignment rechnen kann. Abbildung 8.9 zeigt dazu die Impulsauflösung ab einem Impuls von 25 GeV. Für beide Supermodule kann eine Verbesserung erreicht werden. Die mittlere Impulsdifferenz aus Gleichung 8.1 verringert sich dabei deutlich zu Null hin. Während der Mittelwert ohne Alignment in SM1 mit $2,9\sigma$ und in SM2 sogar mit $5,5\sigma$ abweicht, liegt diese Abweichung mit Alignment bei nur $1,1\sigma$ und $1,9\sigma$. Dieser systematische Fehler der Impulsbestimmung in diesem Energiebereich kann also vor allem im zweiten Supermodul deutlich verringert werden. Das softwarebasierte Alignment ist daher vor allem für die Analysen kosmischer Myonen von Bedeutung,

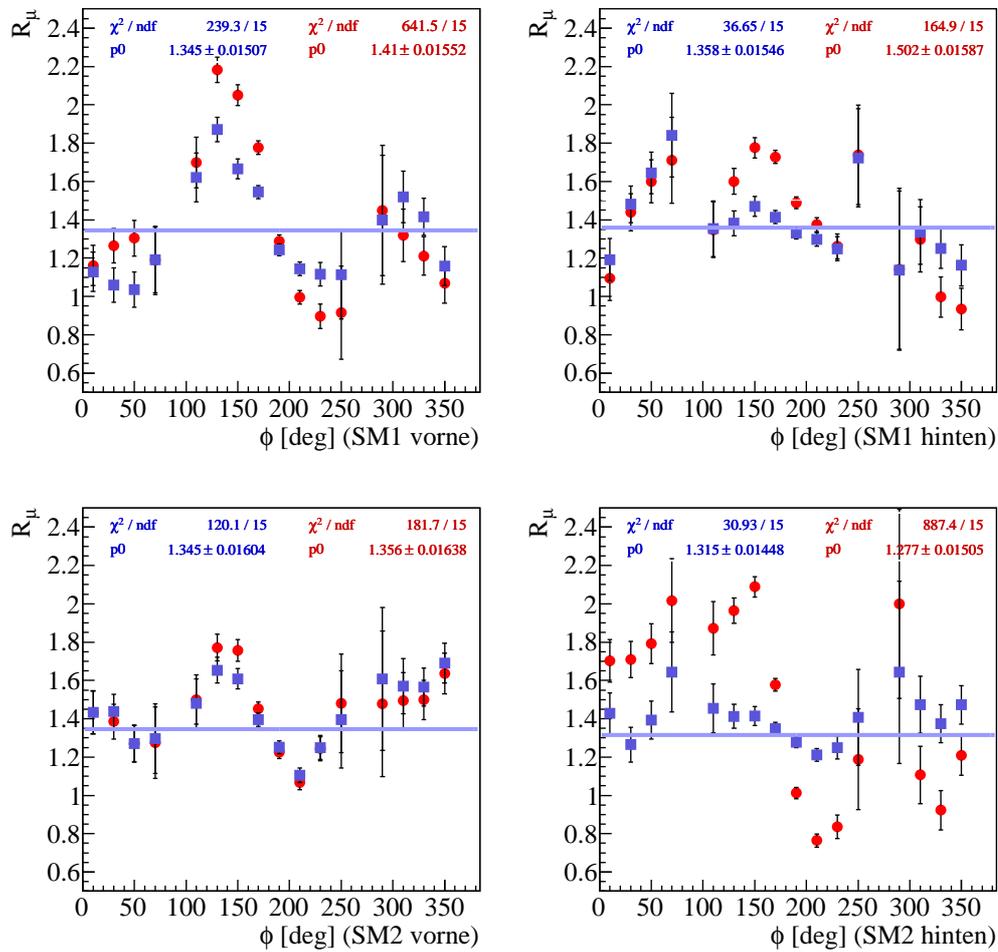


Abbildung 8.10: Dargestellt sind für die vier Stationen (SM1 und SM2 jeweils vorne und hinten) das Ladungsverhältnis R_μ in Abhängigkeit von dem Winkel ϕ der Teilchenspür. Man erwartet einen winkelunabhängigen Verlauf. Die roten Punkte geben die Werte ohne Alignmentkorrektur, die blauen mit Korrektur an.

während für die Analyse der Strahlendaten auch schon die Theodolitdaten eine gute Grundlage bieten (vergleiche Abschnitt 8.1.3). Diese wurden aber auch durch das softwarebasierte Alignment überprüft und korrigiert (vergleiche Abschnitt 7.5.1), so dass die Alignmentkorrekturen auch für die Analyse der Strahlendaten relevant ist.

Bei der Analyse der kosmischen Teilchen ist das Ladungsverhältnis gerade auch für die Bewertung des Detektor-Alignments eine wichtige Kenngröße. Das Ladungsverhältnis gibt die Anzahl der positiven Myonen relativ zu den negativen Myonen an [Fio⁺01, Ada⁺07]:

$$R_\mu \equiv N_{\mu^+} / N_{\mu^-}. \quad (8.2)$$

Dieses Ladungsverhältnis ist eine wichtige Größe bei der Untersuchung der Wechselwirkungen hochenergetischer Hadronen in der Atmosphäre. Es ermöglicht Rückschlüsse auf den Ursprung der kosmischen Strahlung und die Zusammensetzung der primären kosmischen Teilchen. Da die Primärstrahlung positiv geladen ist, sind auch die Myonen überwiegend positiv geladen.

Abbildung 8.10 zeigt das Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen in Abhängigkeit des Winkels. Rot dargestellt sind die Datenpunkte auf Basis der Theodolitenmessung und in blau nach dem softwarebasierten Alignment. Bei perfektem Alignment erwartet man ein konstantes Ladungsverhältnis R_μ unabhängig vom Winkel. In den Bereichen bei 90° und 270° , also parallel zu den Modulwänden liegen nur wenige verwertbare Spuren vor, so dass hier keine Einträge sind oder ein großer Fehler auftritt. Die große Winkelabhängigkeit in den Daten, die mit dem Theodoliten gewonnen wurden, zeigt, dass diese Analyse nur mit den Werten aus dem softwarebasierten Alignment angemessen realisiert werden konnte. Das reduzierte χ^2/ndf für die linearen Anpassungskurven verbessert sich dabei um bis zu Faktor 34 beim hinteren Hebelarm des zweiten Supermoduls. Die Wahrscheinlichkeit für das χ^2 einer linearen Anpassung steigt dabei mit den neuen Alignmentwerten auf bis zu 58 %. Die Betrachtung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit des Winkels der Teilchenspuren zeigt damit am deutlichsten die Verbesserungen zwischen den durch den Theodoliten ermittelten Positionswerten und den Positionswerten am Ende der Alignmentprozedur.

Das Ladungsverhältnis R_μ der kosmischen Myonen kann in Abhängigkeit der Teilchenenergie untersucht werden. Diese Messung ist besonders sensitiv auf das Alignment des PT, da dessen Einfluss gerade bei hohen Impulsen relevant ist. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung entstehen vor allem durch den Zerfall von Pionen und Kaonen

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu),$$

wobei die Pionen ein Verzweigungsverhältnis von annähernd 100 %, die Kaonen von 63,5 % für den Zerfall in Myonen haben [Yao⁺06]. Beim Durchgang durch den Felsen verlieren die Teilchen durch Ionisations- (α) und Strahlungsprozesse (β) – wie Bremsstrahlung, Paarbildung und den Photoeffekt – Energie. Der Energieverlust entlang des Weges X ist im Mittel

$$-\frac{dE_\mu}{dX} = \alpha(E_\mu) + \beta(E_\mu)E_\mu. \quad (8.3)$$

Die Berechnung der Energien an der Oberfläche aus den im Detektor gemessenen Teilchenenergien erfolgt mithilfe von Monte Carlo Simulationen [Mau11]. Wegen der Komplexität der Oberfläche des Gran Sasso Gebirges gibt es keinen einfachen Zusammenhang zwischen der gemessenen Energie und der vertikalen

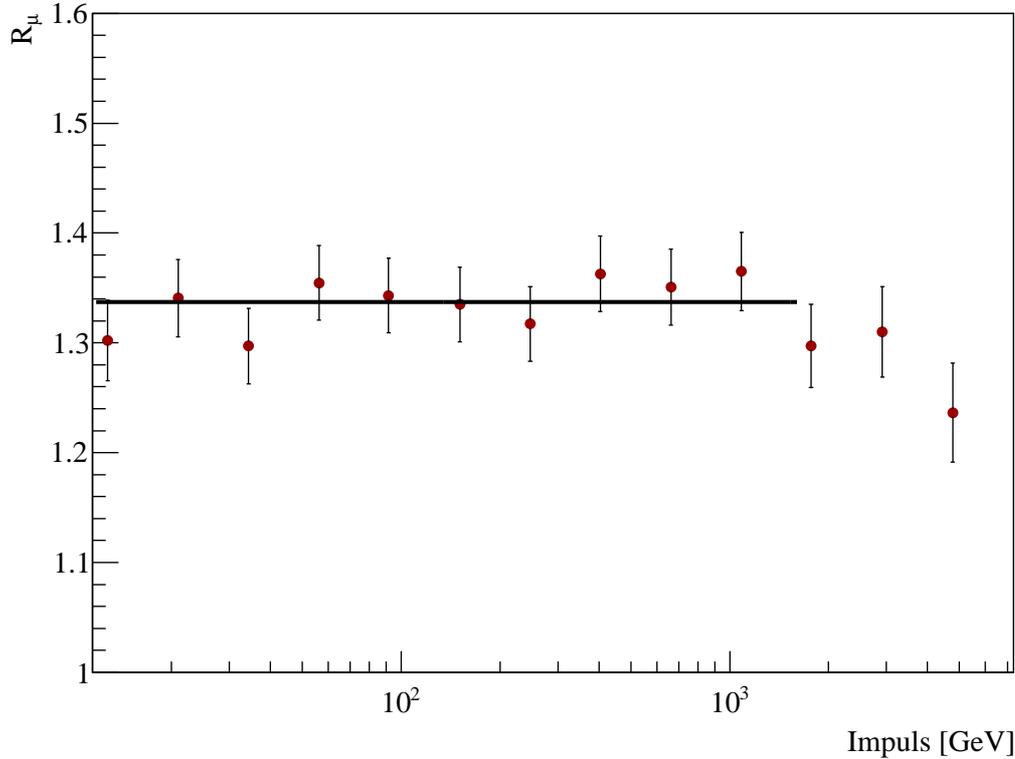


Abbildung 8.11: Ladungsverhältnis in Abhängigkeit vom gemessenen Impuls.

Komponente der Energie der Teilchen an der Oberfläche [Gai12]. Die dazu nötigen geometrischen Informationen zur Struktur des Berges stammen vom Experiment MACRO (vergleiche Abschnitt 3.2).

Abbildung 8.11 zeigt zunächst das Ladungsverhältnis der Myonen in Abhängigkeit von dem am Detektor gemessenen Impuls. Zu hohen Impulsen ist die Fehlererkennung größer und das Ladungsverhältnis sinkt scheinbar ab.

Das Energiespektrum der Myonen an der Oberfläche lässt sich nach [Gai90] parametrisieren:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0,14 E_\mu^{-2,7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \left[\frac{1}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos \theta^*}{\epsilon_\pi}} + \frac{\eta}{1 + \frac{1,1 E_\mu \cos \theta^*}{\epsilon_K}} \right], \text{ mit } \eta = 0,054 \quad (8.4)$$

E_μ gibt die Energie der Myonen an der Oberfläche an, die aus der detektierten Energie am Detektor ermittelt wird. Der Winkel θ^* gibt den Zenithwinkel am Produktionsort an, der über

$$\cos \theta^* = \sqrt{1 - [R_e/(R_e + h)]^2 \sin^2 \theta}, \text{ (mit Erdradius } R_e) \quad (8.5)$$

mit dem gemessenen Winkel θ näherungsweise im Zusammenhang steht [Lip93]. h steht dabei für die Höhe des Produktionsortes. $\epsilon_i(\theta)$ ist die kritische Energie,

bei der die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit die Zerfallswahrscheinlichkeit übersteigt. Die Werte liegen für Pionen bei $\epsilon_\pi = 115 \text{ GeV}$ und für Kaonen bei $\epsilon_K = 850 \text{ GeV}$.

Das Ladungsverhältnis verläuft unterhalb von ϵ_K annähernd konstant, da hier vor allem der Zerfall der Pionen beiträgt. Zu höheren Energien steigt das Ladungsverhältnis an, weil zunehmend die Kaonen zum Myonfluss beitragen. Die Produktion von K^+ ist gegenüber K^- bevorzugt. Im Gegensatz zu den negativen können die positiven Kaonen durch assoziierte Produktion mit Baryonen mit Strangeanteil erzeugt werden [Ada⁺10]. Zu noch höheren Energien gibt es Modelle, nach denen das Ladungsverhältnis beispielsweise durch prompte Myon-Produktion in der Atmosphäre wieder abnimmt [Gai⁺02, Sch⁺09, Rya⁺05]. Wegen einer zunehmenden Abhängigkeit der Pionproduktion vom Winkel wird die Energie an der Oberfläche auf die vertikale Komponente normiert und der Faktor $E_\mu \cos \theta^*$ betrachtet.

Für die Analyse müssen zunächst die adäquaten Teilchenspuren herausgefiltert werden. Detektorereignisse, bei denen die Zahl der Treffer in den relevanten PT-Wänden die Zahl der erwarteten Treffer signifikant übersteigt, bleiben ungenutzt. Die maximal detektierbare Energie wird abgeschätzt. Die Impulse werden über den Ablenkwinkel $\Delta\Phi$ bestimmt (vergleiche Abschnitt 5.2). Wird der Winkel genauso groß wie sein Fehler, ist diese maximale Energie erreicht. Durch Gegenüberstellung von $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi}$ und Impuls kann der maximal messbare Impuls mit etwa 1250 GeV abgeschätzt werden. Können zur Impulsbestimmung nur die Daten von zwei oder drei Wänden des PT genutzt werden, liegt dieser Impuls sogar unter 200 GeV. Alle Ereignisse, bei denen $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi} < 3$ ist, was zu einer erhöhten Fehlidentifikation der Ladung führen kann, werden nicht genutzt. Zusätzlich werden Ereignisse mit sehr großen Ablenkwinkeln, also kleinen Energien ($< 5 \text{ GeV}$), herausgefiltert. Anschließend können die Ladungen ermittelt und das Ladungsverhältnis in den Energiebereichen bestimmt werden.

Die Analyseschritte folgen den Vorgaben aus [Mau11, Har12]. Abbildung 8.12 zeigt das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Energie an der Oberfläche $E_\mu \cos \theta^*$. Dabei sind Ergebnisse der Experimente L3+C [Ach⁺04], Utah [Ash⁺75] und MINOS [Ada⁺07] mitnotiert. Das Ladungsverhältnis wird nach Gleichung 8.4 mit der Funktion

$$R_\mu = \left[\frac{a_\pi (1 - f_\pi)}{1 + \frac{b_\pi E_\mu \cos \theta^*}{115 \text{ GeV}}} + \frac{a_K (1 - f_K)}{1 + \frac{b_K E_\mu \cos \theta^*}{850 \text{ GeV}}} \right] \cdot \left[\frac{a_\pi f_\pi}{1 + \frac{b_\pi E_\mu \cos \theta^*}{115 \text{ GeV}}} + \frac{a_K f_K}{1 + \frac{b_K E_\mu \cos \theta^*}{850 \text{ GeV}}} \right]^{-1}$$

gefittet [Sch⁺07], mit den kinematischen Parameter a_π , a_K , b_π und b_K aus [Mau11]. f_π gibt dabei den relativen Anteil von negativen Pionen an allen Pionen an, f_K den Anteil der negativen Kaonen an allen Kaonen. Der Fit ist hier an die Datenpunkte der früheren Ergebnisse angepasst. Die roten Punkte geben die Werte von OPERA mit dem in dieser Arbeit gewonnenen Alignment wieder. Das Ladungsverhältnis der Kaonen wird dabei unterschätzt. Ein früheres Ergebnis aus

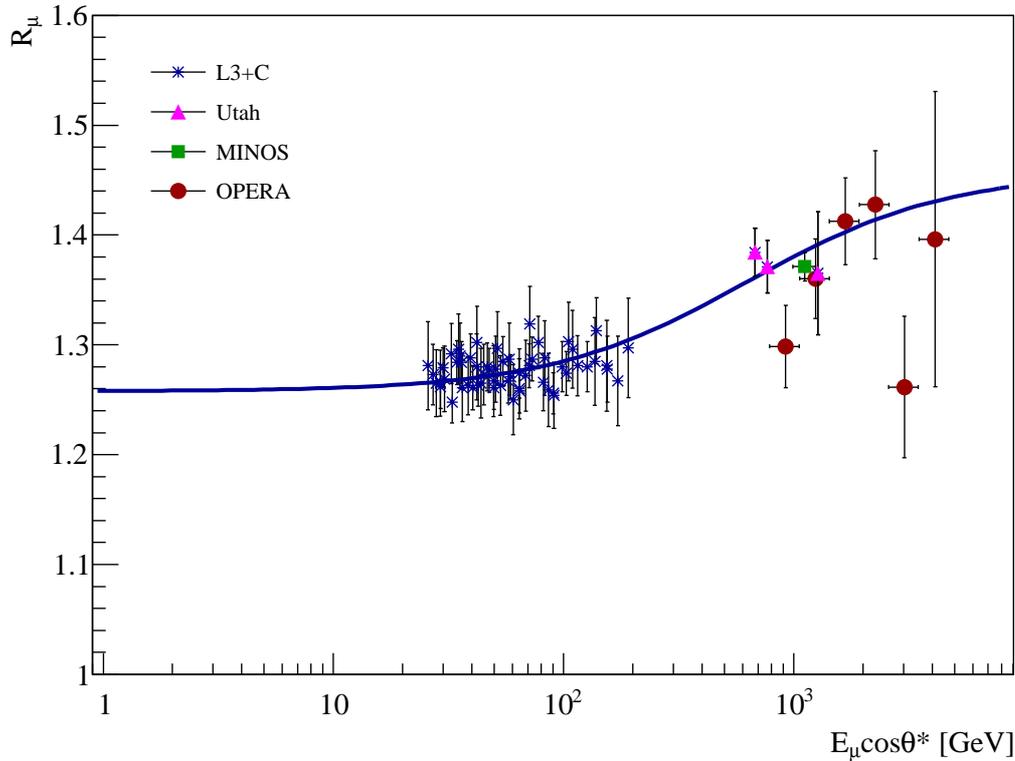


Abbildung 8.12: Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Energie an der Oberfläche $E_\mu \cos \theta^*$.

OPERA-Daten stimmt im niedrigen Energiebereich besser mit den Ergebnissen von Utah und MINOS überein, im hohen Energiebereich zeigt es aber einen signifikanten Abfall des Ladungsverhältnisses [Aga⁺10a], das hier nicht bestätigt werden kann.

Die unterschiedlichen Ergebnisse im hohen Energiebereich bei unterschiedlichen Alignments deuten auf eine große Abhängigkeit des Ladungsverhältnisses vom Alignment hin. Variation der Alignmentkonfigurationen, die im Rahmen der möglichen Genauigkeit übereinstimmen, führen zu unterschiedlichen Ergebnissen für R_μ . Der Einfluss des Alignments auf systematische Fehler wird somit leicht unterschätzt. Der OPERA-Detektor ist allerdings auch für die Analyse der Strahldaten und nicht für hochenergetische kosmische Myonen konzipiert. Aufgrund des großen Fehlers des Ladungsverhältnisses bei Energien oberhalb von 2 TeV und der Abweichung von der erwarteten Kurve im Bereich von etwa 2σ lassen sich keine quantitativen Aussagen zum Verlauf des Ladungsverhältnisses im Bereich der letzten beiden Datenpunkte treffen. Auch mit anderen aktuellen Experimenten kann dieser Energiebereich nicht mit der erforderlichen Präzision untersucht werden.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen des Experimentes OPERA verfasst. OPERA untersucht die Oszillationen von Myon- in Tau-Neutrinos. Der Detektor, mit dem die in einem reinen Myon-Neutrino-Strahl entstehenden Tau-Neutrinos nachgewiesen werden, besteht aus Blei-Target-Bereichen und anschließenden Myonspektrometern. Wesentlicher Teil der Myonspektrometer ist der Precision Tracker (PT), ein Driftröhrendetektor, der in zwölf Wänden aufgebaut ist und aus 198 Modulen und insgesamt 9504 Röhren besteht.

Der Schwerpunkt der Arbeit lag beim Alignment des PT. Dabei wurden alle Methoden zu dieser geometrischen Kalibration, sowohl hardware- als auch softwarebasiert, vorgestellt. Die softwarebasierten Methoden, die mithilfe gerader Teilchenspuren die Positionen der Detektorkomponenten korrigieren, wurden entwickelt und umgesetzt. Besonderheit des Alignments beim Niedrigratenexperiment OPERA ist die geringe Anzahl von Teilchenspuren, die für das Alignment verwendet werden können. Die geforderte Detektorleistung des Precision Trackers konnte durch das Alignment erreicht und verbessert werden. Außerdem wurden mehrere Steuerungskomponenten der sogenannten Slow Control (Hochspannung, Niedrigspannung, Steuerungsplatinen) entwickelt und implementiert. Funktionstests, die auch für die Datenanalysen wichtig sind (Kanalfunktion, Kabellaufzeit), wurden durchgeführt. Der sichere Betrieb des Precision Trackers und insbesondere der Slow Control über mehrere Jahre der Datennahme konnten so erreicht werden.

Der Themenkomplex Alignment umfasst zum einen die Methoden, mit denen die geometrische Kalibration durchgeführt wird, und zum anderen die Analysen, die der Überprüfung und Bewertung der gewonnenen Ergebnisse dient. Alle Alignmentmethoden ergeben Korrekturwerte der Translation und der Rotation.

Bei der Translation in x- und z-Richtung konvergieren die Korrekturwerte mit den durchgeführten Iterationsschritten. Dies gilt sowohl für das modulweise als auch das wandweise und doubletweise Korrekturverfahren. Für die Rotation der einzelnen Module konnte ebenso eine Verbesserung erzielt werden. Bei den Rotationskorrekturen einzelner Module wurde ein statistischer Fehler von 0,2 mrad, bei den Translationskorrekturen in x- und z-Richtung von 32 μm erreicht. Für das Alignment zwischen zwei benachbarten PT-Wänden liegt der statistische Fehler sogar bei unter 8 μm . Diese Fehler werden aber durch systematische Fehler, wie etwa durch Temperatureffekte, das Alignment einzelner Drähte innerhalb der Module und die Vielfachstreuung beim Alignment der Doublets über die Magnetarme hinweg, dominiert. Die Positionsdaten, die mithilfe eines Theodoliten vor der Datennahme gewonnen wurden, konnten durch das softwarebasierte Alignment getestet und systematische Fehler korrigiert werden. Die Ergebnisse des sogenannten Positionsüberwachungssystems, die Änderungen durch thermische Ausdehnung vor allem im Bereich der Magnetspulen aufzeigen, konnten für alle Analysen näherungsweise berücksichtigt werden. Alle Methoden wurden auch in Monte-Carlo-Simulationen überprüft.

Der Vergleich zwischen dem Alignment durch den Theodoliten und den Werten, die am Ende des softwarebasierten Alignments stehen, zeigt unterschiedliche Ergebnisse für die jeweiligen Analysen.

Der Vergleich der Winkeldifferenzen von Spuren zwischen benachbarten Detektorwänden zeigt, dass die modulweise Rotationskorrektur bei deutlichem Fehlalignment zu Verbesserungen führt.

Die Analyse der Impulsauflösung bestätigt, dass im niedrigen Energiebereich die Vielfachstreuung im Eisen innerhalb des Magneten die Impulsauflösung maßgeblich beeinflusst. Dennoch werden hier die Vorgaben an die Impulsauflösung ($\Delta p/p \leq 0,25$) erreicht. Für den hohen Energiebereich ab 25 GeV wird das Ergebnis sogar übertroffen und der Mittelwert der gewichteten Impulsdifferenz der an zwei verschiedenen Spektrometer-Hebelarmen gemessenen Impulse verbessert sich signifikant mit den neuen Alignmentwerten. Die Abweichung von Null sinkt dabei von über 5σ auf unter 2σ . Dieser systematische Fehler der Impulsbestimmung kann dabei vor allem im zweiten Supermodul verringert werden.

Die besondere Bedeutung des Alignments zeigt sich vor allem in der Analyse kosmischer Teilchen. Neben der Impulsauflösung spielt das Ladungsverhältnis eine besondere Rolle. Für die Relation von positiven zu negativen kosmischen Myonen R_μ wird relativ zum gemessenen Winkel ein konstanter linearer Verlauf erwartet. Es zeigt sich, dass dieses Ladungsverhältnis mit dem softwarebasierten Alignment deutlich besser dem linearen Verlauf folgt. Die Wahrscheinlichkeit für das χ^2 einer linearen Anpassung steigt dabei mit den neuen Alignmentwerten auf bis zu 58 %.

Außerdem wurde die Energieabhängigkeit des Myon-Ladungsverhältnisses im Hinblick auf die Alignmentkorrekturen untersucht. Die Analyse der kosmischen Teilchen wird durch das softwarebasierte Alignment ermöglicht und optimiert. Bei der Analyse der Strahldaten hingegen wird nur ein kleiner Winkelbereich abgedeckt, so dass hier kleine Positionsänderungen weniger Einfluss haben.

Für weitere Verbesserungen mit den entwickelten Methoden und Programmen kann der Datensatz, der im laufenden Jahr 2012 aufgezeichnet wird, das Alignment insbesondere im Bereich der mittleren beiden Driftröhrenwände des ersten Supermoduls, in dem Anfang 2011 eine Positionsänderung vorgenommen wurde, genutzt werden. Dies gilt vor allem für die Analysen kosmischer Teilchen. Insbesondere die Untersuchungen zum Ladungsverhältnis kosmischer Myonen in Abhängigkeit von der Teilchenenergie an der Oberfläche sollten mit dem gesamten Datenbestand von OPERA wiederholt werden.

Für die Betrachtung der Strahldaten in OPERA sowie für Analysen niederenergetischer kosmischer Teilchen der bisher aufgenommenen Daten ist die hier gewonnene geometrische Kalibration bereits sehr erfolgreich.

Anhang A

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog Digital Converter
AGS	Alternating Gradient Synchrotron
ALEPH	Apparatus for LEP Physics (Experiment)
ASCII	American Standard Code for Information Interchange
BAM	Brick Assembly Machine
BKGD	Background
BMS	Brick Manipulation System
BNO	Baksan Neutrino Observatory
BUS	Binary Utility System
BR	Branching Ratio, Verzweigungsverhältnis
CAN	Controller Area Network
CC	Charged Current
CCD	Charge-coupled Device
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Forschungszentrum
CKM	Cabbibo–Kobayashi–Maskawa–Matrix
CNGS	<u>C</u> ERN <u>N</u> eutrinos to <u>G</u> ran <u>S</u> asso
CNO	CNO-Zyklus, mit Kohlenstoff (C), Stickstoff (N) und Sauerstoff (O)
COBRA	<u>C</u> admium-Telluride <u>0</u> -neutrino double- <u>B</u> eta <u>R</u> esearch <u>A</u> pparatus (Experiment)
CPT	Ausführen der Operatoren der Ladungskonjugation (C), der Parität (P) und der Zeitumkehr (T)
DAQ	Data Acquisition, Datenakquisition
DELPHI	<u>D</u> etector with <u>L</u> epton, <u>P</u> hoton and <u>H</u> adron <u>I</u> dentification (Experiment)
DONUT	Direct Observation of the NU Tau (Experiment)
DIS	Deep Inelastic Scattering, tiefinelastische Steuerung
ECC	Emulsion Cloud Chamber, Emulsions–Nebelkammer
ES	Elastic Scattering

FEB	Front End Board
GERDA	<u>G</u> ermanium <u>D</u> etector <u>A</u> rray (Experiment)
GNO	Gallium Neutrino Observatory (Experiment)
HV	High Voltage, Hochspannung
IBF	Improved Brick Finding, Verbessertes Auffinden der Bricks
INFN	Instituto Nazionale di Fisica Nucleare
Kamiokande	<u>K</u> amioka <u>N</u> ucleon <u>D</u> ecay <u>E</u> xperiment (Experiment)
Kamland	<u>K</u> amioka <u>L</u> iquid-Scintillator <u>A</u> nti- <u>N</u> eutrino <u>D</u> etector (Experiment)
KARMEN	<u>K</u> arlsruhe <u>R</u> utherford <u>M</u> edium <u>E</u> nergy <u>N</u> eutrino (Experiment)
KATRIN	<u>K</u> arlsruhe <u>T</u> ritium <u>N</u> eutrino (Experiment)
KEK	<u>k</u> o- <u>e</u> nerugi <u>k</u> asokuki kenkyu-kiko, Forschungszentrum in Japan
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
K2K	<u>K</u> EK <u>t</u> o <u>K</u> amioka (Experiment)
LAMPF	Los Alamos Meson Physics Facility
LEP	Large Electron Positron Collider
LHC	Large Hadron Collider
LNGS	Laboratori Nazionali del Gran Sasso
LSND	Liquid Scintillator Neutrino Detector (Experiment)
LV	Low Voltage, Niederspannung
LVDS	Low Voltage Differential Signaling
MACRO	Monopole Astrophysics and Cosmic Ray Observatory (Experiment)
MINOS	Main Injector Neutrino Oscillation Search (Experiment)
NC	Neutral Current
NIM	Nuclear Instrumentation Modules
NOνA	<u>N</u> uMI <u>O</u> ff-Axis <u>ν_e</u> - <u>A</u> pppearance (Experiment)
NTC	Negative Temperature Coefficient
NuMI	Neutrinos at the Main Injector
OLE	Object Linking and Embedding
OPAL	Omni Purpose Apparatus at LEP (Experiment)
OPE	Or Plane Electronics
OPERA	<u>O</u> scillation <u>P</u> roject with <u>E</u> mulsion <u>T</u> racking <u>A</u> pparatus (Experiment)
OSUB	OPERA Support Board
OTB	OPERA Trigger Board
PMNS	Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata–Matrix
PMT	Photomultiplier
pp	Proton-Proton-Kette
p.o.t.	protons on target
PT	Presicion Tracker
PTC	Positive Temperature Coefficient

QE	Quasi Elastic Scattering, quasielastische Steuerung
RENO	Reactor Experiment for Neutrino Oscillations (Experiment)
RMS	Root Mean Square
RPC	Resistive Plate Chambers
SAGE	Soviet American Gallium Experiment (Experiment)
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
SM	Supermodul
SNO	Sudbury Neutrino Observatory (Experiment)
SPS	Super Proton Synchrotron
TDA	Theodolit-Typ der Marke LEICA
TDC	Time-to-Digital Converter
TEB	Technische Entwicklung und Betrieb, AG der Universität Hamburg
TTL	Transistor-Transistor Logic, Schaltkreisbauart mit Rechtecksignalen
T2K	<u>T</u> okai <u>t</u> o <u>K</u> amiokande (Experiment)
UTC	Universal Time Coordinated, koordinierte Weltzeit
VME	<u>V</u> ERSAcard <u>M</u> odified for <u>E</u> urocard, BUS-Standard
XPC	Crossed RPC, verkreuzte RPCs

Anhang B

Ergänzende Graphen

Alignment-Methoden

Doublet-zu-Doublet-Alignment

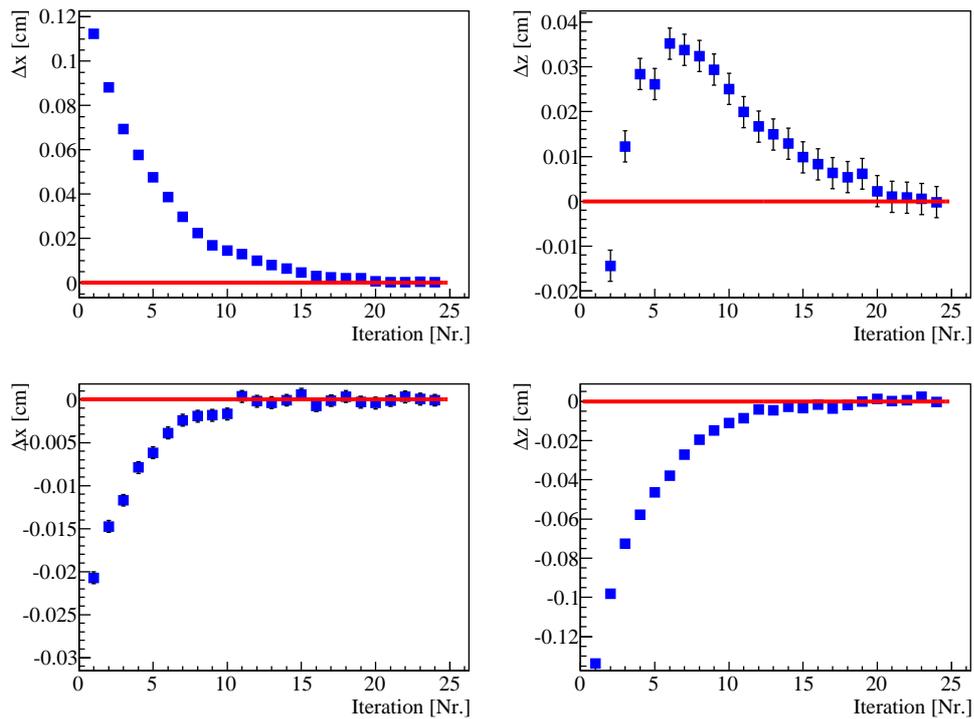
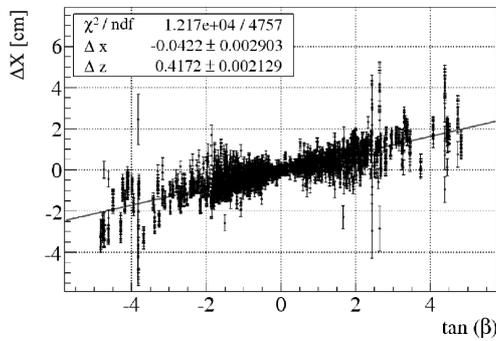
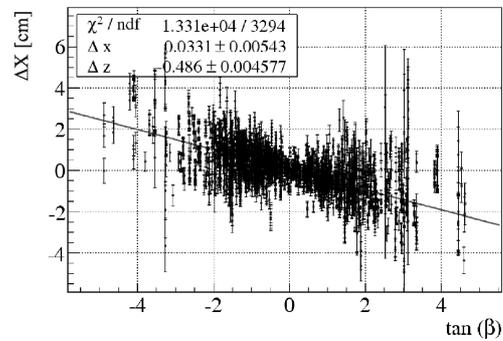


Abbildung B.1: Korrekturwerte in den Iterationen, Doublets SM 2

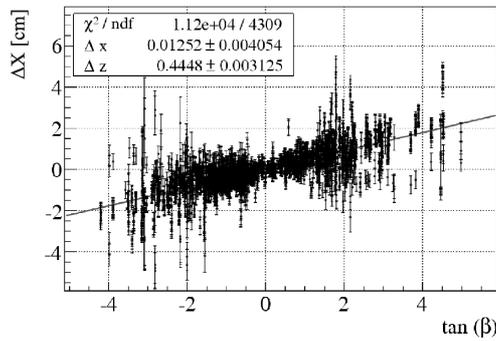
Wand-zu-Wand-Alignment



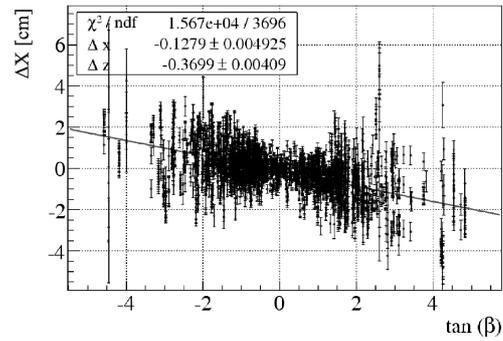
(a) SM 2 Wand 2 rel. zu Wand 1



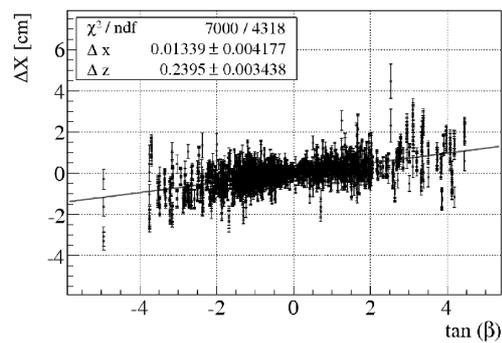
(b) SM 2 Wand 3 rel. zu Wand 2



(c) SM 2 Wand 4 rel. zu Wand 3



(d) SM 2 Wand 5 rel. zu Wand 4



(e) SM 2 Wand 6 rel. zu Wand 5

Abbildung B.2: Alignment der Wände von SM 2 exemplarisch mit Magnet-Aus Daten.

Modul-zu-Modul-Alignment

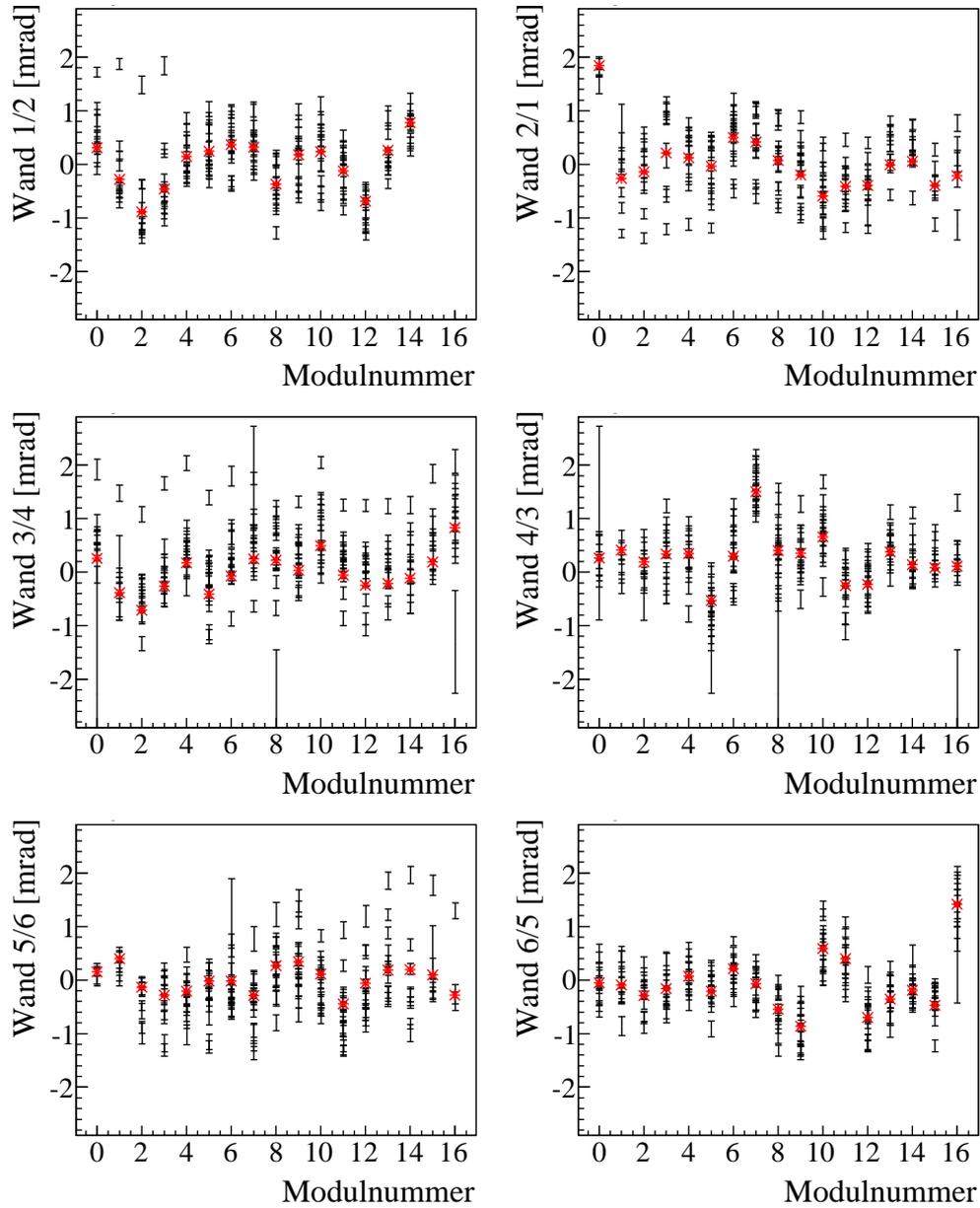


Abbildung B.3: Modulweise Winkelkorrekturen bei SM 2, vgl. Abbildung 7.13

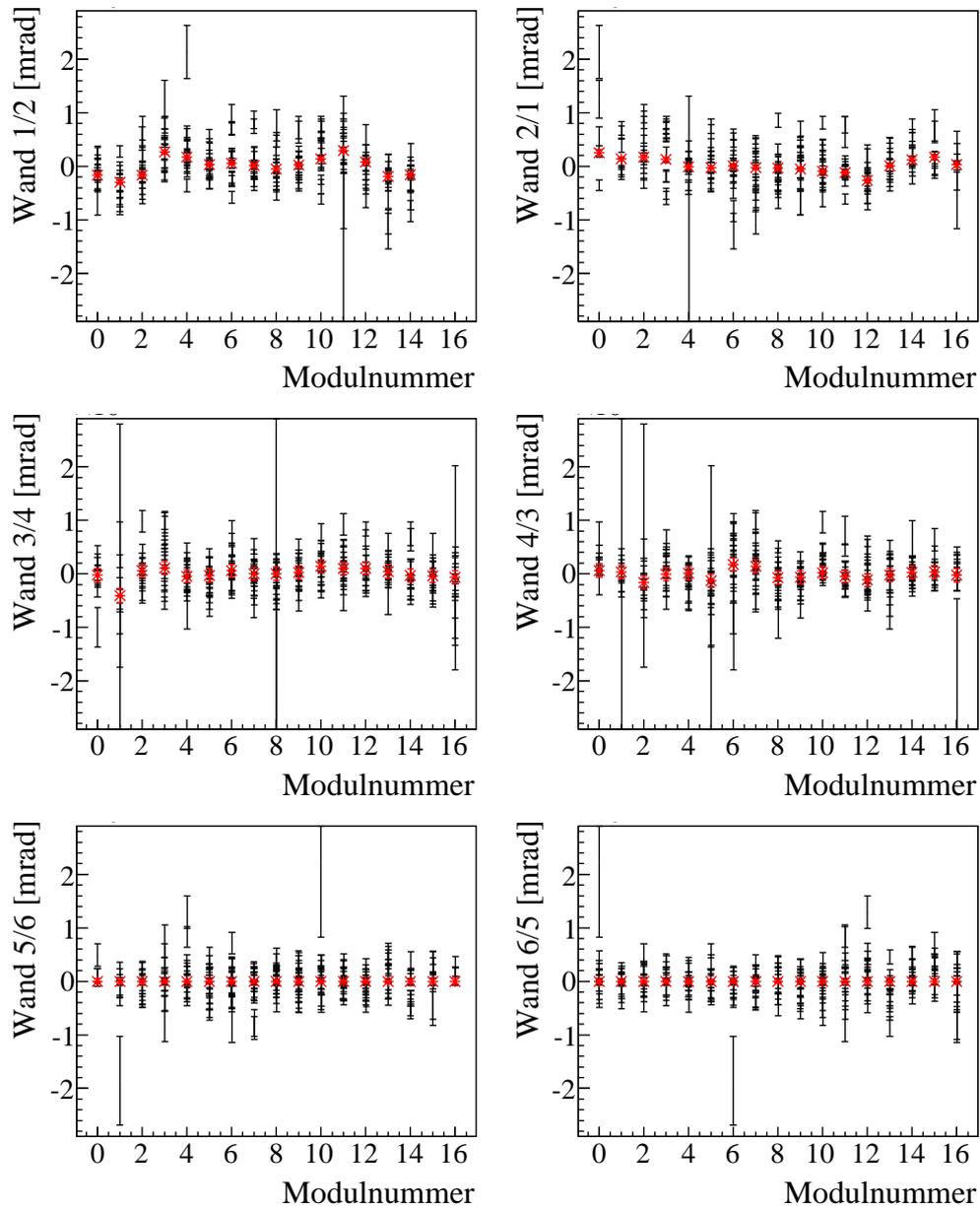


Abbildung B.4: Modulweise Winkelkorrekturen bei SM 2, vgl. Abbildung 7.14

Alignment-Analysen

Residuenverteilungen

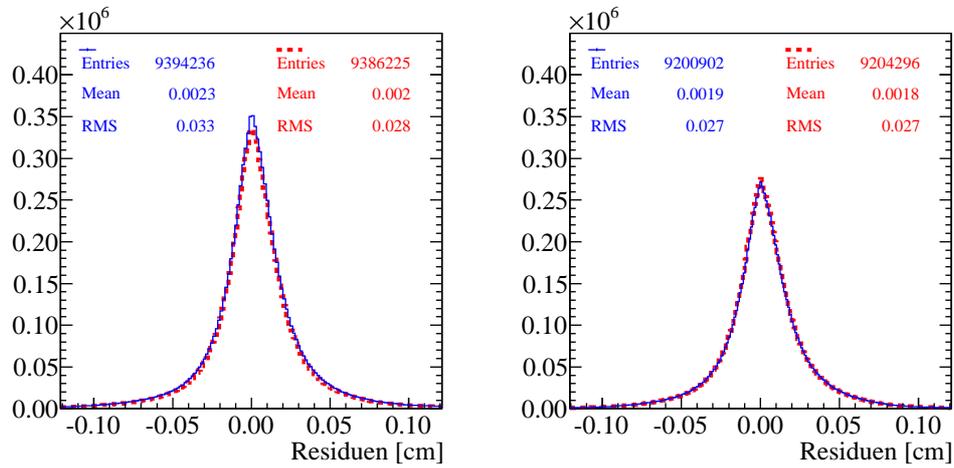


Abbildung B.5: Residuenverteilungen aller in der Rekonstruktion genutzten Datenpunkte für SM 1 (links) und SM 2 (rechts) mit (blau) und ohne (rot) Alignmentkorrektur. Aufgezeichnet sind alle Daten 2008–2010, also vor allem kosmische Myonen.

Myon-Ladungsverhältnis

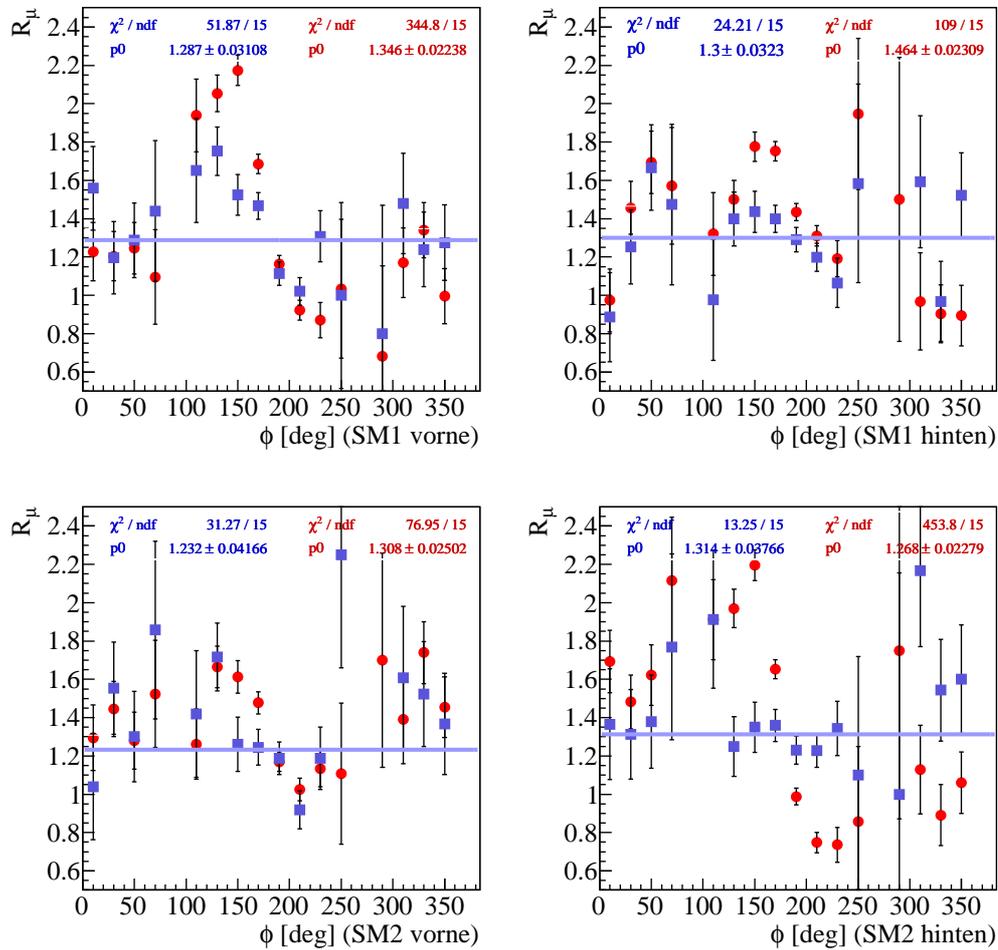


Abbildung B.6: Dargestellt sind für die vier Stationen (SM1 und SM2 jeweils vorne und hinten) das Ladungsverhältnis R_μ gegen den Winkel der Teilchenspur. Die roten Punkte geben die Werte ohne Alignmentkorrektur, die blauen mit jeweiliger Korrektur (Nr. 1, komplette Korrektur) an.

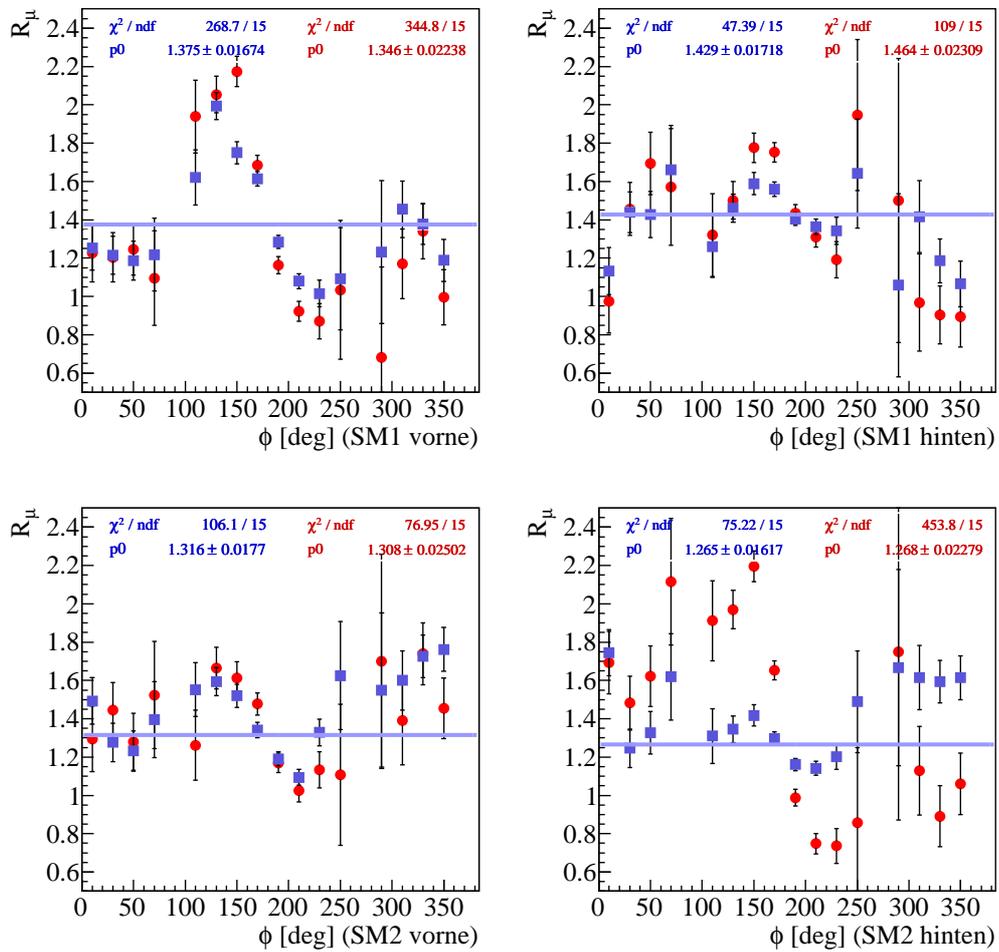


Abbildung B.7: Dargestellt sind für die vier Stationen (SM1 und SM2 jeweils vorne und hinten) das Ladungsverhältnis R_μ gegen den Winkel der Teilchenspur. Die roten Punkte geben die Werte ohne Alignmentkorrektur, die blauen mit jeweiliger Korrektur (Nr. 2, nur Wandkorrektur) an.

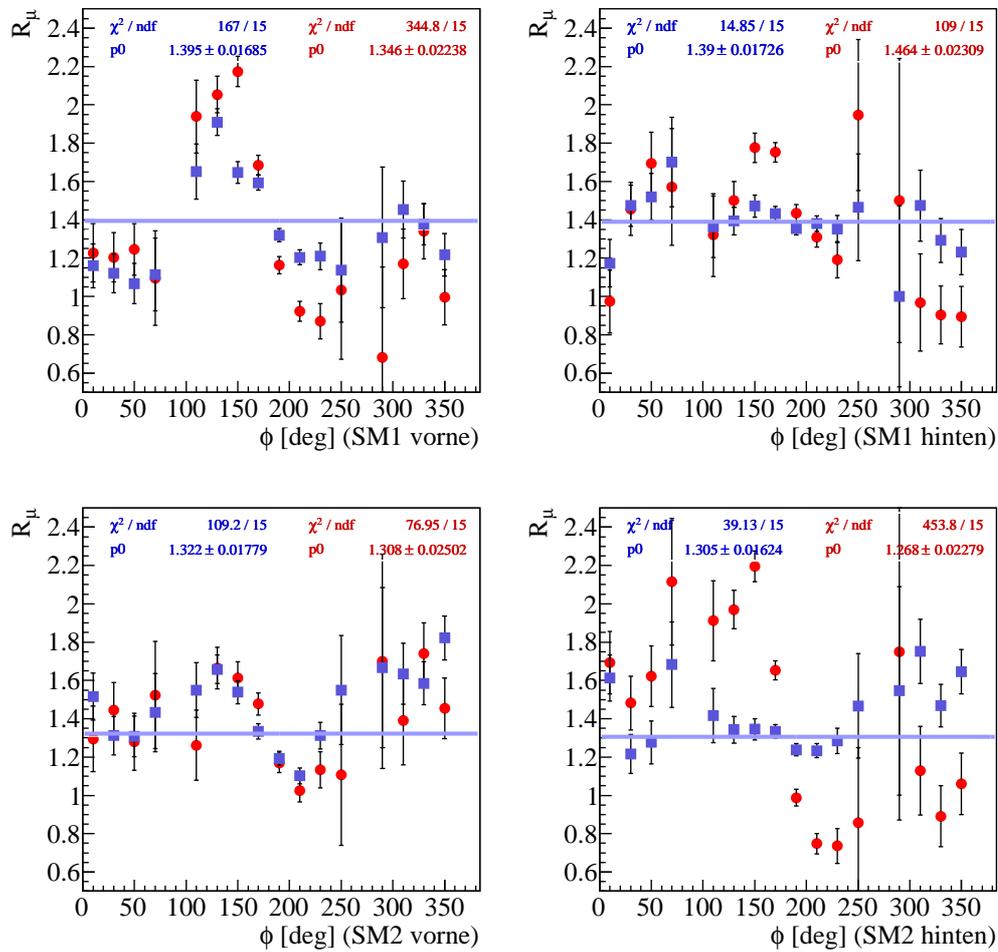


Abbildung B.8: Dargestellt sind für die vier Stationen (SM1 und SM2 jeweils vorne und hinten) das Ladungsverhältnis R_μ gegen den Winkel der Teilchenspur. Die roten Punkte geben die Werte ohne Alignmentkorrektur, die blauen mit jeweiliger Korrektur (Nr. 3, ohne Temperaturkorrektur) an.

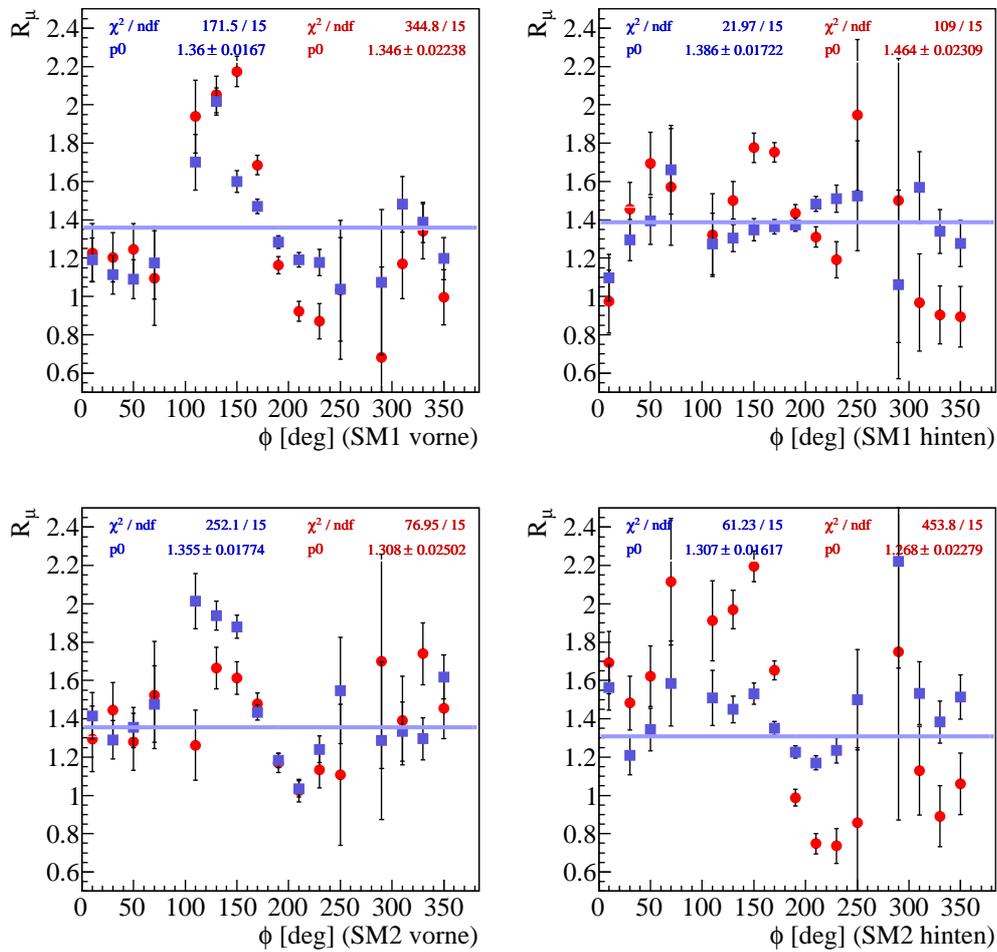


Abbildung B.9: Dargestellt sind für die vier Stationen (SM1 und SM2 jeweils vorne und hinten) das Ladungsverhältnis R_μ gegen den Winkel der Teilchenspur. Die roten Punkte geben die Werte ohne Alignmentkorrektur, die blauen mit jeweiliger Korrektur (Nr. 4, alter Datensatz, ohne Temperaturkorrektur) an.

Anhang C

Positionsüberwachungssystem

Kanalnummern

PT-Nr.	Position	Kanal-Nr.	PT-Nr.	Position	Kanal-Nr.
1	bergseitig oben	12	7	bergseitig oben	4
1	bergseitig unten	11	7	bergseitig unten	3
1	gangseitig oben	10	7	gangseitig oben	2
1	gangseitig unten	9	7	gangseitig unten	1
2	bergseitig oben	16	8	bergseitig oben	8
2	bergseitig unten	15	8	bergseitig unten	7
2	gangseitig oben	14	8	gangseitig oben	6
2	gangseitig unten	13	8	gangseitig unten	5
3	bergseitig oben	28	9	bergseitig oben	20
3	bergseitig unten	27	9	bergseitig unten	19
3	gangseitig oben	26	9	gangseitig oben	18
3	gangseitig unten	25	9	gangseitig unten	17
4	bergseitig oben	32	10	bergseitig oben	24
4	bergseitig unten	31	10	bergseitig unten	23
4	gangseitig oben	30	10	gangseitig oben	22
4	gangseitig unten	29	10	gangseitig unten	21
5	bergseitig oben	44	11	bergseitig oben	36
5	bergseitig unten	43	11	bergseitig unten	35
5	gangseitig oben	42	11	gangseitig oben	34
5	gangseitig unten	41	11	gangseitig unten	33
6	bergseitig oben	48	12	bergseitig oben	40
6	bergseitig unten	47	12	bergseitig unten	39
6	gangseitig oben	46	12	gangseitig oben	38
6	gangseitig unten	45	12	gangseitig unten	37

Literaturverzeichnis

- [Aar⁺87] G. Aardsma et al., *A Heavy Water Detector to Resolve the Solar Neutrino Problem*, Phys. Lett. **B194** (1987), 321–325.
- [Aba⁺91] A. I. Abazov et al., *Search for neutrinos from sun using the reaction Ga-71 (electron-neutrino e-) Ge-71*, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 3332–3335.
- [Abd⁺94] D.N. Abdurashitov et al., *Results from SAGE*, Phys. Lett. **B328** (1994), 234–248.
- [Abe⁺08] S. Abe et al., *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008), 221803.
- [Abe⁺11a] K. Abe et al., *The T2K experiment*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **659** (2011), 106–135.
- [Abe⁺11b] K. Abe et al., *Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III*, Phys. Rev. **D83** (2011), 052010.
- [Abe⁺11c] K. Abe et al., *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011), 041801.
- [Abt⁺04] I. Abt, Michael F. Altmann, A. Bakalyarov, I. Barabanov, C. Bauer, et al., *A New Ge-76 double beta decay experiment at LNGS: Letter of intent* (2004).
- [Ach⁺04] P. Achard et al., *Measurement of the atmospheric muon spectrum from 20-GeV to 3000-GeV*, Phys. Lett. **B598** (2004), 15–32.
- [Acq⁺06] R. Acquafredda et al., *First events from the CNGS neutrino beam detected in the OPERA experiment*, New J. Phys. **8** (2006), 303.
- [Acq⁺09] R. Acquafredda et al., *The OPERA experiment in the CERN to Gran Sasso neutrino beam*, JINST **4** (2009), P04018.
- [Acq⁺11] R. Acquafredda et al., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation with the OPERA experiment in the CNGS beam*, (2011).

- [Ada⁺11a] T. Adam et al., *Measurement of the neutrino velocity with the OPERA detector in the CNGS beam* (2011).
- [Ada⁺07] P. Adamson, et al., *Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with the minos detector*, Phys. Rev. D **76** (2007), 052003.
- [Ada⁺10] P. Adamson, et al., *Measurement of the underground atmospheric muon charge ratio using the MINOS Near Detector*, Phys.Rev. **D83** (2011), 032011.
- [Ada⁺11b] P. Adamson et al., *Search for the disappearance of muon antineutrinos in the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. **D84** (2011), 071103.
- [Ada⁺11c] P. Adamson et al., *Measurement of the neutrino mass splitting and flavor mixing by MINOS*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), 181801.
- [Aga⁺09] N. Agafonova et al., *The detection of neutrino interactions in the emulsion/lead target of the OPERA experiment*, JINST **4** (2009), P06020.
- [Aga⁺10a] N. Agafonova et al., *Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detector*, Eur.Phys.J. **C67** (2010), 25–37.
- [Aga⁺10b] N. Agafonova et al., *Observation of a first ν_τ candidate in the OPERA experiment in the CNGS beam*, Phys. Lett. **B691** (2010), 138–145.
- [Aga⁺11] N. Agafonova et al., *Study of neutrino interactions with the electronic detectors of the OPERA experiment*, New J.Phys. **13** (2011), 053051.
- [Agu⁺09] A. A. Aguilar-Arevalo et al., *The MiniBooNE Detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A599** (2009), 28–46.
- [Aha⁺11] B. Aharmim et al., *Combined Analysis of all Three Phases of Solar Neutrino Data from the Sudbury Neutrino Observatory* (2011).
- [Ahn⁺10] J.K. Ahn et al., *RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter θ_{13} Using Reactor Neutrinos at Yonggwang*, (2010).
- [Ahn⁺06] M. H. Ahn et al., *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, Phys. Rev. **D74** (2006), 072003.
- [Akh⁺04] E.K. Akhmedov, R. Johansson, M. Lindner, T. Ohlsson and T. Schwetz, *Series expansions for three-flavor neutrino oscillation probabilities in matter*, JHEP **04** (2004), 078.
- [Alc09] J. Alcaraz, *Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, (2009).

- [Ali⁺09] G. Alimonti et al., *The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **600** (2009), 568–593.
- [All⁺99] W. W. M. Allison et al., *The Atmospheric neutrino flavor ratio from a 3.9 fiducial kiloton year exposure of Soudan-2*, Phys.Lett. **B449** (1999), 137–144.
- [Alt⁺05] M. Altmann et al., *Complete results for five years of GNO solar neutrino observations*, Phys.Lett. **B616** (2005), 174–190.
- [Amb⁺98] I. Ambats et al., *The MINOS Detectors Technical Design Report*, Edited by Dave Ayres, (1998).
- [An⁺12] F. P. An et al., *Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay*, 5 figures (2012).
- [Ana⁺02] B. Ananthanarayan and Ritesh K. Singh, *Research news: Direct observation of neutrino oscillations at the Sudbury Neutrino Observatory*, Curr.Sci. **83** (2002), 553.
- [Ans⁺92] P. Anselmann et al., *Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso.*, Phys. Lett. **B285** (1992), 376–389.
- [Apo⁺99] M. Apollonio et al., *Limits on neutrino oscillations from the CHOOZ experiment*, Phys.Lett. **B466** (1999), 415–430.
- [Apo⁺03] M. Apollonio et al., *Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station*, Eur.Phys.J. **C27** (2003), 331–374.
- [Ard⁺06] F. Ardellier et al., *Double Chooz: A Search for the neutrino mixing angle θ_{13}* , (2006).
- [Arm⁺02] B. Armbruster et al., *Upper limits for neutrino oscillations muon-anti-neutrino to electron-anti-neutrino from muon decay at rest*, Phys.Rev. **D65** (2002), 112001.
- [Arr⁺07] L. Arrabito, D. Autiero, C. Bozza, S. Buontempo, Y. Caffari, et al., *Electron/pion separation with an emulsion cloud chamber by using a neural network*, JINST **2** (2007), P02001.
- [Ash⁺75] G. K. Ashley, J. W. Keuffel, and M. O. Larson, *Charge ratio of ultra-high-energy cosmic-ray muons*, Phys. Rev. D **12** (1975), 20–35.
- [Ath⁺97] C. Athanassopoulos et al., *The Liquid scintillator neutrino detector and LAMPF neutrino source*, Nucl. Instrum. Meth. **A388** (1997), 149–172.

- [Bel⁺08] A.I. Belesev et al., *Investigation of space-charge effects in gaseous tritium as a source of distortions of the beta spectrum observed in the Troitsk neutrino-mass experiment*, Phys. Atom. Nucl. **71** (2008), 427–436.
- [Bel04] A. Bellerive, *Review of solar neutrino experiments*, Int.J.Mod.Phys. **A19** (2004), 1167–1179.
- [Bel⁺11] G. Bellini et al., *First evidence of pep solar neutrinos by direct detection in Borexino*, (2011).
- [Bet30] H. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Annalen der Physik **397** (1930), no. 3, 325–400.
- [Bet53] H.A. Bethe, *Molière’s theory of multiple scattering*, Phys. Rev. **89** (1953), no. 6, 1256–1266.
- [Bic07] D. Bick, *Data evaluation and CNGS beam localization with the precision tracker of the OPERA detector*, DESY-THESIS-2007-013 (2007).
- [Blu93] W. Blum and G. Rolandi, *Particle detection with drift chambers*, (1993).
- [Boe⁺01] F. Boehm, J. Busenitz, B. Cook, G. Gratta, H. Henrikson, et al., *Final results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment*, Phys. Rev. **D64** (2001), 112001.
- [Bog⁺00] J. Boger et al., *The Sudbury neutrino observatory*, Nucl. Instrum. Meth. **A449** (2000), 172–207.
- [Büt11] B. Büttner, *Beidseitige Auslese an OPERA-Driftröhren zur Rekonstruktion des Durchgangsortes entlang der Rohre*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2011).
- [Cha⁺02] L. Chaussard et al., *Status report on the OPERA data acquisition system*, OPERA Internal Note 31 (2002).
- [Cha05] L. Chaussard, *Opgeom, software model of the OPERA detectors*, OPERA internal note 69 (2005).
- [Che08] M.C. Chen, *The SNO+ Experiment*, (2008).
- [Cor⁺09] G. Corradi, G. Felici, R. Lenci, A. Mengucci, G. Papalino, G. Paoluzi, A. Paoloni, M. Ventura, *A 16 ch. timing board for the OPERA RPCs*, OPERA internal note 70 (2009).

- [Dan⁺62] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger, *Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9** (1962), no. 1, 36–44.
- [Dav11] G. S. Davies for the NOvA Collaboration, *NOvA: Present and Future*, (2011).
- [Dav64] R. Davis, *Solar neutrinos. II: Experimental*, Phys. Rev. Lett. **12** (1964), 303–305.
- [Dav93] R. Davis, *Report on the Homestake solar neutrino experiment*, Front. Phys. **5** (1993), 47–60.
- [Dem⁺86] C. De Marzo et al., *MACRO: A large area detector at the Gran Sasso laboratory*, Nuovo Cim. **C9** (1986), 281–292.
- [Det05] J. A. Detwiler, *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND*, Ph.D. Thesis (Advisor: Giorgio Gratta), (2005).
- [Dju11] Z. Djurcic, *New observations in the MiniBooNE experiment*, AIP Conf.Proc. **1382** (2011), 91–93.
- [Ebe10] J. Ebert, *The alignment of the precision tracker of the OPERA detector*, OPERA internal note 89 (2010).
- [Eid⁺04] S. Eidelman et al., *Review of particle physics*, Phys. Lett. **B592** (2004), 1.
- [Els00] K. Elsener, *CNGS - CERN neutrinos to Gran Sasso*, 79–89, (2000).
- [Esp11] L. S. Esposito for the OPERA Collaboration, *Search for $\nu\mu \rightarrow \nu\tau$ oscillations in appearance mode in the OPERA experiment*, (2011).
- [Fel⁺09] G. Felici, A. Paoloni, R. van Staa, R. Zimmermann, *Concept of the trigger system for the precision tracker*, OPERA internal note 71 (2009).
- [Fer06] T. Ferber, *Messung der Gaseigenschaften unter Einfluss von molekularem Sauerstoff und Aufbau eines Gassystems für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Fer⁺08] T. Ferber et al., *The gas system of the drift tube detector of the neutrino experiment OPERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A592** (2008), 493–497.

- [Fer⁺07a] A. Ferrari, A. M. Guglielmi, M. Lorenzo-Sentis, S. Roesler, P. R. Sala, and L. Sarchiapone, *An updated monte carlo calculation of the cngs neutrino beam*, Tech. Report AB-Note-2006-038. CERN-AB-Note-2006-038, CERN, Geneva, (2007).
- [Fer⁺07b] A. Ferrari, A. Guglielmi, and P. R. Sala, *CNGS neutrino beam: From CERN to Gran Sasso*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **168** (2007), 169–172.
- [Fio⁺01] G. Fiorentini, V. A. Naumov, and F. L. Villante, *Atmospheric neutrino flux supported by recent muon experiments*, Physics Letters B **510** (2001), no. 1–4, 173–188.
- [Fra07] E. Frank, *Testpulse und Effizienzanalyse für das Driftröhren-Myonenspektrometer des OPERA-Detektors während dessen Inbetriebnahmephase*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Fuk⁺03] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, M. Ishitsuka, Y. Itow, et al., *The Super-Kamiokande detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A501** (2003), 418–462.
- [Gai90] T. K. Gaisser, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge University Press, (1990).
- [Gai⁺02] T. K. Gaisser and M. Honda, *Flux of atmospheric neutrinos*, Ann.Rev. Nucl.Part.Sci. **52** (2002), 153–199.
- [Gai12] T. K. Gaisser, *Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio*, Astropart.Phys. **35** (2012), 801–806.
- [Gan⁺11] A. Gando et al., *Constraints on θ_{13} from A Three-Flavor Oscillation Analysis of Reactor Antineutrinos at KamLAND*, Phys.Rev. **D83** (2011), 052002.
- [Ges⁺07] E. Gschwendtner, L. Bruno, K. Elsener, M. Meddahi, A. Pardons, et al., *CERN neutrinos to Gran Sasso (CNGS): Status and future proton beam options*, 363–368, (2007).
- [Gia05] G. Giacomelli and M. Giorgini, *Atmospheric neutrino oscillations*, 54–67, (2005).
- [Giu⁺03] C. Giunti and M. Laveder, *Neutrino mixing*, (2003).
- [Giu04] C. Giunti, *Status of neutrino masses and mixing*, Eur.Phys.J. **C33** (2004), S852–S856.
- [Gla61] S. L. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961), 579–588.

- [Göl06] C. Göllnitz, *Entwicklung und Test von Überwachungs- und Steuerungseinheiten sowie Bestimmung von Betriebsparametern des OPERA Precision Trackers*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [Göl09] C. Göllnitz, *HPT slow control guide, version 1.3*, (2009).
- [Gri⁺69] V.N. Gribov and B. Pontecorvo, *Neutrino astronomy and lepton charge*, Phys.Lett. **B28** (1969), 493.
- [Gro01] D. Groom, *Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **78** (2001), no. 2, 183–356.
- [Gul⁺00] M. Guler et al., *OPERA: An appearance experiment to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal*, CERN-SPSC-2000-028, (2000).
- [Guo⁺07] X. Guo et al., *A Precision measurement of the neutrino mixing angle $\theta(13)$ using reactor antineutrinos at Daya-Bay*, (2007).
- [Ham96] W. Hampel, *Solar neutrino experiments*, 25–39, (1996).
- [Har12] M. Harder, *Messung des Ladungsverhältnisses kosmischer Myonen im OPERA-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2012).
- [Hat⁺98] S. Hatakeyama et al., *Measurement of the flux and zenith-angle distribution of upward through-going muons in Kamiokande II+III*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 2016–2019.
- [Hay11] W.M. Haynes and D.R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, CRC Handbook of Chemistry and Physics, Taylor & Francis, (2011).
- [Hie07] M. Hierholzer, *Simulation kosmischer Myonen und die Slow Control Datenbank für den High Precision Tracker des OPERA-Experiments*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Hie12] M. Hierholzer, *Event classification with the electronic detectors of the OPERA experiment using neural networks*, Dissertation, Universität Hamburg (2012).
- [Hig75] V.L. Highland, *Some practical remarks on multiple scattering*, Nuclear Instruments and Methods **129** (1975), no. 2, 497 – 499.
- [Hir⁺88] K.S. Hirata et al., *Observation in the Kamiokande-II Detector of the Neutrino Burst from Supernova SN 1987a*, Phys. Rev. **D38** (1988), 448–458.

- [Hir⁺89] K.S. Hirata et al., *Observation of B-8 Solar Neutrinos in the Kamiokande-II Detector*, Phys. Rev. Lett. **63** (1989), 16.
- [Hol10] A. Hollnagel, *Separation of Muons and Pions in the Electronic Detector of OPERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2010).
- [Izm11] A. Izmaylov, *New Oscillation Results from the T2K experiment*, (2011).
- [Jan11] J.-S. Jang, *Status of RENO experiment*, AIP Conf.Proc. **1382** (2011), 138–140.
- [Jan08a] B. Janutta, *HPT DAQ howto*, OPERA internal (2008).
- [Jan08b] B. Janutta, *Inbetriebnahme und Funktionsnachweis des OPERA Precision Trackers insbesondere des Zeitmesssystems*, Dissertation, Universität Hamburg (2008).
- [Jes09] H. Jeschke, *Der Overall-Trigger für das Driftröhrenspektrometer des OPERA-Neutrinoexperiments*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2009).
- [Kae⁺10] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten, *Re-analysis of the GALLEX solar neutrino flux and source experiments*, Phys.Lett. **B685** (2010), 47–54.
- [Kaj01] T. Kajita and Yoji Totsuka, *Observation of atmospheric neutrinos*, Rev. Mod. Phys. **73** (2001), 85–118.
- [Kay05] B. Kayser, *Neutrino physics*, (2005).
- [Kay08] B. Kayser, *Neutrino Mass, Mixing, and Flavor Change*, On pages 163–171 of the Review of Particle Physics, Phys.Lett.B667:1, (2008).
- [Kie⁺96] K. Kiers, S. Nussinov and N. Weiss, *Coherence effects in neutrino oscillations*, Phys. Rev. **D53** (1996), 537–547.
- [Kim⁺12] S.-B. Kim for RENO collaboration, *Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment*, (2012).
- [Kno08] K.-T. Knopfle, *Search for neutrinoless double-beta decay of Ge-76 with GERDA*, (2008).
- [Kod⁺94] K. Kodama et al., *New techniques for emulsion analysis in a hybrid experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **B93** (1994), 340–354.
- [Kos11] U. Kose, *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in appearance mode in the OPERA experiment*, (2011).

- [Kos92] M. Koshiha, *Observational neutrino astrophysics*, Phys. Rept. **220** (1992), 229–381.
- [Kra⁺05] C. Kraus, B. Bornschein, L. Bornschein, J. Bonn, B. Flatt, et al., *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay*, Eur.Phys.J. **C40** (2005), 447–468.
- [Kre94] W. Kretschmer, *Neutrino nucleus reactions with KARMEN*, Nucl. Phys. **A577** (1994), 421c–424c.
- [Kre08] C. Kreyser, *Studien zum Einfluss von Magnetfeldern auf die Funktionsweise von Drahtkammern*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008).
- [Kuz11] M. Kuze, *Latest News from Double Chooz Reactor Neutrino Experiment*, (2011).
- [Lan⁺90] K. Lande et al., *Results from the Homestake solar neutrino observatory*, Conf. Proc. **C900802V1** (1990).
- [Lan⁺99] K. Lande, B.T. Cleveland, R. Davis, J. Distel, P. Wildenhain, et al., *The Homestake solar neutrino program*, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **77** (1999), 13–19.
- [Lei10] Leica Geosystems, http://www.leica-geosystems.com/en/the-leica-tda-5005-aligns-the-largest-camera-in-the-world_80962.htm, abgerufen am 12.11.2010, (2010).
- [Len07] J. Lenkeit, *Kalibrationsmessungen für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des OPERA-Detektors*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Lip93] P. Lipari, *Lepton spectra in the earth's atmosphere*, Astropart.Phys. **1** (1993), 195–227.
- [Lip06] H. J. Lipkin, *Quantum theory of neutrino oscillations for pedestrians: Simple answers to confusing questions*, Phys. Lett. **B642** (2006), 366–371.
- [Lyn⁺91] G. R. Lynch and Orin I. Dahl, *Approximations to multiple coulomb scattering*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms **58** (1991), no. 1, 6 – 10.
- [L3c⁺90] L3 Collaboration, *The Construction of the L3 Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A289** (1990), 35–102.
- [Mak⁺62] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, Prog.Theor.Phys. **28** (1962), 870–880.

- [Mar10] J. Marteau, *The OPERA global readout and gps distribution system*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **617** (2010), no. 1-3, 291 – 293.
- [Mau⁺10] N. Mauri and the Opera Collaboration, *Cosmic ray studies with the OPERA detector at gran sasso*, Journal of Physics: Conference Series **203** (2010), no. 1, 012129.
- [Mau11] N. Mauri, *Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detectors*, Tesi di dottorato, Universita di Bologna (2011).
- [Mey11] M. Meyer, *Analyse von CC-Ereignissen beim OPERA-Experiment*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2011).
- [Mic⁺06] D. G. Michael et al., *Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 191801.
- [Mik⁺89] S. P. Mikheyev and A. Yu. Smirnov, *Resonant neutrino oscillations in matter*, Prog.Part.Nucl.Phys. **23** (1989), 41–136.
- [Msc04] MSC Vertriebs-GmbH, *Benutzerhandbuch des OPERA TDC*, Version 10 (2004).
- [Nak⁺10] K. Nakamura et al., *Review of particle physics*, J.Phys.G **G37** (2010), 075021.
- [Ort07] B. Orth, *Messung von Spuren kosmischer Myonen mit dem OPERA 1m-Precision-Tracker-Teststand und Einbindung des Precision-Tracker-Gassystems in die Slow-Control-Datenbank*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2007).
- [Osi⁺01] A. Osipowicz et al., *KATRIN: A Next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass. Letter of intent*, (2001).
- [Pat01] T. Patzak, *First direct observation of the tau-neutrino*, Europhys. News **32** (2001), 56–57.
- [Pau78] W. Pauli, *Dear radioactive ladies and gentlemen*, Phys. Today **31N9** (1978), 27.
- [Per⁺75] M. L. Perl et al., *Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 1489–1492.
- [Pes09] H. Pessard, *Status of the OPERA neutrino experiment*, PoS **EPS-HEP2009** (2009), 280.

- [Pon58] B. Pontecorvo, *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*, Sov. Phys. JETP **7** (1958), 172–173.
- [Ram00] R. Rameika, *The DONUT experiment: First direct evidence of ν/τ* , Prepared for 28th SLAC Summer Institute on Particle Physics: Neutrinos from the Lab, the Sun and the Cosmos (2000), Stanford, California, 14-25 Aug 2000.
- [Reb11] B. Rebel, *Status of NOvA*, (2011).
- [Rei⁺56] F. Reines and C. L. Cowan, *Detection of a free Neutrino*, Nature (1956), 178:446–449.
- [Rew86] P. Rewiersma, *The L3 Wire-Amplifier NH10-6112, NH19-6112* (1986).
- [Rut11] E. Rutherford, *The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom*, Phil. Mag. **21** (1911), 669–688.
- [Rya⁺05] O.G. Ryazhskaya, L.V. Volkova, and G.T. Zatsepin, *Possible charm production and direct muon contribution to EAS at very high energies*, Int.J.Mod.Phys. **A20** (2005), 6971–6973.
- [Sal⁺64] A. Salam and J.C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Physics Letters **13** (1964), no. 2, 168 – 171.
- [San⁺03] M. C. Sanchez et al., *Measurement of the L/E distributions of atmospheric neutrinos in Soudan 2 and their interpretation as neutrino oscillations*, Phys. Rev. **D68** (2003), 113004.
- [Sau77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, Lectures given in Academic Training Program of CERN, (1975-1976).
- [Sch97] N. Schmitz, *Neutrino Physik*, Teubner Verlag, (1997).
- [Sch⁺07] P. Schreiner and M. Goodman, *Interpretation of the atmospheric muon charge ratio in MINOS*, (2007).
- [Sch⁺09] P. A. Schreiner, J. Reichenbacher, and M.C. Goodman, *Interpretation of the Underground Muon Charge Ratio*, Astropart.Phys. **32** (2009), 61–71.
- [Sch⁺11a] T. Schwetz, M. Tortola and J.W.F. Valle, *Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters*, New J.Phys. **13** (2011), 063004.
- [Sch⁺11b] T. Schwetz, M. Tortola and J.W.F. Valle, *Where we are on θ_{13} : addendum to ‘Global neutrino data and recent reactor fluxes: status of three-flavour oscillation parameters’*, New J.Phys. **13** (2011), 109401.

- [Sco63] W. T. Scott, *The theory of small-angle multiple scattering of fast charged particles*, Rev. Mod. Phys. **35** (1963), no. 2, 231–313.
- [Sir07] G. Sirri, *Fast automated scanning of OPERA emulsion films*, cds.cern.ch:1023131, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. **172** (2007), no. physics/0703068, 324–326. 3 p.
- [Sta10] L. Stanco, *Neutrinos Oscillations with Long-Base-Line Beams (Past, Present and very near Future)*, (2010).
- [Ste08] B. Steinke, *Der Trigger für das OPERA-Driftröhrenspektrometer*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008).
- [Ste⁺08] B. Steinke, C. Göllnitz, B. Janutta, R. Zimmermann, A. Paoloni, et al., *The OPERA PT trigger system: implementation and performance results*, OPERA internal note 90 (2008).
- [Stu11] M. Sturm, *Status of the KATRIN experiment with special emphasis on source-related issues*, (2011).
- [Tar01] R. Tartaglia, *BOREXINO: The technical description*, Nucl. Instrum. Meth. **A461** (2001), 327–328.
- [Thr89] J. L. Thron, *The Soudan-II Proton Decay Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A283** (1989), 642–645.
- [Tos⁺04] T. Toshito, A. Ariga, T. Ban, K. Hoshino, M. Komatsu, et al., *π / p separation at 1.2-GeV/c by an emulsion cloud chamber*, Nucl. Instrum. Meth. **A516** (2004), 436–439.
- [Wan11] Z. Wang, *Daya Bay Neutrino Experiment: Goal, Progress and Schedule*, ArXiv e-prints (2011).
- [Wei67] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264–1266.
- [Wil08] R. J. Wilkes, *K2K: KEK to Kamioka long-baseline neutrino oscillation experiment*, (2008).
- [Wol78] L. Wolfenstein, *Effects of Matter on Neutrino Oscillations*, (1978).
- [Won07] B. Wonsak, *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [Yao⁺06] W.-M. Yao et al., *Review of particle physics*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **33** (2006), no. 1, 1.

- [Zim99] R. Zimmermann, *Zeitmeßelektronik für den HERA-B-Detektor*, Dissertation, Universität Rostock (1999).
- [Zim⁺05] R. Zimmermann et al., *The precision tracker of the OPERA detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A555** (2005), 435–450.
- [Zim06] R. Zimmermann, *Status of the OPERA Experiment*, Acta Phys.Polon. **B37** (2006), 1947–1954.
- [Zim07] R. Zimmermann, *A general track reconstruction scheme and its application to the OPERA drift tubes*, (2007).
- [Zim09] R. Zimmermann, *Charge sign determination with the precision tracker of OPERA*, OPERA internal note 105 (2009).
- [Zub01] K. Zuber, *COBRA: Double beta decay searches using CdTe detectors*, Phys.Lett. **B519** (2001), 1–7.