

**Messung des Ladungsverhältnisses  
kosmischer Myonen im  
OPERA-Detektor**

Diplomarbeit  
angefertigt von  
Manuel Harder

Universität Hamburg  
Institut für Experimentalphysik

Februar 2012

Manuel Harder

*Messung des Ladungsverhältnisses kosmischer Myonen im OPERA-Detektor*

Diplomarbeit, Februar 2012

BETREUER:

Prof. C. Hagner

Arbeitsgruppe Neutrinophysik

Universität Hamburg

DESY, Gebäude 62, 2. OG

Luruper Chaussee 149

22761 Hamburg

manuel.harder@desy.de

# Abstract

Within the framework of this thesis, the charge ratio of cosmic muons has been measured using the OPERA detector. The measurement was done using over one million cosmic events collected in over 3 years, corresponding to 441.3 days of data taking. Monte Carlo simulations have been employed for optimizing the analysis and for correcting the charge ratio. The results are compared to the results of a previous measurement conducted at the OPERA detector. In addition, a new method has been applied, rendering the measurement to become independent from the correction with Monte Carlo data. Using the charge ratio, the alignment of the OPERA detector was assessed. The behavior of the cosmic muon charge ratio in dependence of the vertical surface energy has been analyzed. The results are used to determine the atmospheric pion and kaon charge ratios.

# Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde mit Hilfe des OPERA-Detektors am Gran Sasso das Ladungsverhältnis kosmischer Myonen gemessen. Es lagen über eine Millionen kosmische Ereignisse aus 3 Jahren Messzeit vor, die 441,3 Tagen Datennahme entsprechen. Die Messung des Ladungsverhältnisses wurde mit Monte-Carlo-Simulationen optimiert, korrigiert und mit den bisherigen Ergebnissen verglichen. Es wurde zusätzlich eine neue Methode benutzt, die bei der Bestimmung des Ladungsverhältnisses von der Korrektur durch Monte-Carlo-Daten unabhängig ist. Mit Hilfe des gemessenen und des theoretischen Ladungsverhältnisses konnte außerdem das Alignment des OPERA-Detektors überprüft werden. Abschließend wurde das Verhalten des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie analysiert. Diese Ergebnisse wurden dazu verwendet, die Ladungsverhältnisse der Pionen und Kaonen in der Höhenstrahlung zu berechnen.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Die kosmische Höhenstrahlung</b>	<b>3</b>
2.1	Einleitung . . . . .	3
2.2	Entstehung . . . . .	4
2.3	Zusammensetzung . . . . .	6
2.4	Myonen in der Höhenstrahlung . . . . .	8
2.4.1	Produktion . . . . .	10
2.4.2	Ausbreitung im Felsen . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Das OPERA-Experiment</b>	<b>15</b>
3.1	Zielsetzung . . . . .	15
3.2	LNGS . . . . .	16
3.3	CNGS . . . . .	16
3.4	Aufbau des OPERA-Detektors . . . . .	17
3.5	Das Myonspektrometer . . . . .	18
3.5.1	Aufbau . . . . .	19
3.5.2	Spurrekonstruktion . . . . .	20
3.5.3	Ladungs- und Impulsbestimmung . . . . .	21
3.5.4	Fehler und Alignment . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Die OPERA-Software und Monte-Carlo-Simulationen</b>	<b>25</b>
4.1	Die OPERA-Software . . . . .	25
4.1.1	ROOT . . . . .	25
4.1.2	OpRelease . . . . .	26
4.1.3	OpCosmic . . . . .	28
4.2	Vollständige Monte-Carlo-Simulation für kosmische Myonen . . . . .	29
4.3	Entwicklung eigener Software . . . . .	29
4.3.1	MyAna-Programm . . . . .	30
4.3.2	ROOT-Skripte . . . . .	30

## Inhaltsverzeichnis

<b>5 Monte-Carlo-Studien</b>	<b>32</b>
5.1 Datenanalyse . . . . .	33
5.2 Datenreduktion . . . . .	34
5.3 Auswertung . . . . .	38
5.3.1 Das Myon-Ladungsverhältnis . . . . .	40
5.3.2 Die Fehlidentifikation . . . . .	41
5.3.3 Das korrigierte Ladungsverhältnis . . . . .	41
5.4 Gewichtung über Winkelmethode . . . . .	44
<b>6 Bestimmung des statischen und des systematischen Fehlers</b>	<b>49</b>
6.1 Der statistische Fehler . . . . .	49
6.2 Abschätzung des systematischen Fehlers . . . . .	49
<b>7 Messung des Ladungsverhältnisses im OPERA-Detektor</b>	<b>53</b>
7.1 Datenanalyse . . . . .	53
7.2 Das Ladungsverhältnis im Detektor . . . . .	55
7.3 Bestimmung der Fehlidentifikation mit gemessenen Daten . . . . .	56
7.4 Korrektur des gemessenen Ladungsverhältnisses . . . . .	57
7.4.1 Entfaltung mit Monte-Carlo Daten . . . . .	57
7.4.2 Entfaltung mit gemessenen Daten . . . . .	57
7.5 Untersuchung mit der Winkelmethode . . . . .	58
7.6 Untersuchung des Ladungsverhältnisses bei Alignmentkorrektur . . . . .	60
7.6.1 Korrekturen am Detektor . . . . .	61
7.6.2 Anpassung der Software . . . . .	62
<b>8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie</b>	<b>64</b>
8.1 Die Oberflächenenergie als Funktion der Felsdicke und des gemessenen Impulses . . . . .	64
8.2 Messung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie . . . . .	67
<b>9 Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
<b>10 Anhang</b>	<b>76</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>80</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>82</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>83</b>

# 1 Einleitung

Das Neutrinoexperiment OPERA<sup>1</sup> nimmt seit 2007 in einem Untergrundlabor in Italien Daten. Hauptziel von OPERA ist der Nachweis der Oszillation von Myon- in Tauneutrinos. Dazu wird ein nahezu reiner Myonneutrinostrahl vom 730 km entfernten Forschungszentrum CERN ausgesendet und zum OPERA-Detektor geschickt. Hier sollen Tauneutrinos durch Wechselwirkung in zwei Targets aus Blei-Emulsions-Schichten nachgewiesen werden. Hinter jedem Target befindet sich ein Myonspektrometer, das die kinematische Analyse der Ereignisse im Target vervollständigen soll. Mit diesen Spektrometern können aber auch geladene Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung untersucht werden. Neben den ungeladenen Neutrinos sind die Myonen die einzigen Teilchen der Höhenstrahlung die bis zu dem OPERA-Detektor vordringen. Im Vergleich zu den Myonen an der Erdoberfläche wird die Rate der Myonen, die bis zu dem OPERA-Experiment vordringen, in etwa um den Faktor eine Million reduziert.

Dies führt im gesamten Detektor zu etwa 3000 Ereignissen durch kosmische Myonen pro Tag.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist die Messung des Ladungsverhältnisses der kosmischen Myonen. Das Ladungsverhältnis gibt Aufschluss über die Zusammensetzung der Höhenstrahlung. Sie stellt eine unabhängige Analyse dar, die die bisherigen Ergebnisse aus [26] vergleicht. Dazu wurden die bisherigen Messungen mit einer neuen Software wiederholt. Zu diesem Zweck wurden, zusätzlich zu der Analyse von echten Ereignissen, auch Monte-Carlo-Ereignisse untersucht. Dadurch konnte zum einen die Datenanalyse und -reduktion optimiert werden und zum anderen die Fehler bei der Analyse der echten Ereignisse korrigiert werden.

Außerdem wurde eine neue Methode verwendet, die auf die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Analyse verzichtet. Mit Hilfe des Ladungsverhältnisses konnte die Ausrichtung der Detektorteile des Myonspektrometers, sowie Korrekturen der Positionen der Detektorteile innerhalb der Software überprüft werden. Abschließend wurde das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit der Oberflächenenergie unter

---

<sup>1</sup>Oscillating Project with Emulsion tRacking Apparatus

## *1 Einleitung*

Verwendung der verschiedenen Methoden ermittelt und der Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen vollzogen.

Im folgenden Kapitel wird ein Überblick über die Grundlagen zur kosmischen Strahlung gegeben. Dabei wird ein wichtiges Augenmerk auf die Entstehung und Zusammensetzung der Höhenstrahlung gelegt. Die Myonen, deren Messung den Hauptteil dieser Arbeit darstellt, sind Schwerpunkt dieses Kapitels.

Kapitel 3 fasst alle wesentlichen Merkmale des OPERA-Detektors zusammen. Insbesondere das für die Messung der Myonen notwendige Myonspektrometer wird in Aufbau und Funktion erklärt.

Die Softwareumgebung von OPERA sowie die eigene entwickelte Software werden in Kapitel 4 vorgestellt. Dabei wird auch die Monte-Carlo-Simulation innerhalb von OPERA erklärt.

Kapitel 5 geht ausführlich auf die Auswertung der Daten einer Monte-Carlo-Simulation ein und stellt außerdem ausführlich die Methoden zur Datenanalyse vor. Der Fehler bei der Messung des Ladungsverhältnisses wird in Kapitel 6 beschrieben und abgeschätzt. Danach erfolgt die Messung des Ladungsverhältnisses, sowie die Analyse der echten Ereignisse in Kapitel 7.

Kapitel 8 verknüpft die Ergebnisse der bisherigen Auswertung und widmet sich der physikalisch relevanten Größe, dem Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie. Dazu werden die Ergebnisse eines Monte-Carlos verwendet, dass der Restenergie sowie der gemessenen Richtung der kosmischen Myonen im OPERA-Detektor eine Oberflächenenergie zuordnet. Ein Zusammenfassung aller wesentlichen Ergebnisse gibt Kapitel 9.

## 2 Die kosmische Höhenstrahlung

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur kosmischen Höhenstrahlung, die zum Verständnis dieser Diplomarbeit nötig sind, beschrieben.

In 2.1 wird eine kurze Einleitung über die allgemeinen Eigenschaften, die Geschichte und die bisherige Forschung in dem Bereich der kosmischen Höhenstrahlung gegeben. In Abschnitt 2.2 wird auf die potentiellen Entstehungsmechanismen der kosmischen Höhenstrahlung eingegangen. In Abschnitt 2.3 wird auf die Zusammensetzung vor dem Auftreffen auf die Erdatmosphäre, die Teilchenproduktion und -vernichtung innerhalb der Atmosphäre sowie die Zusammensetzung innerhalb der Erde eingegangen. Allerdings wird dies auf den für das OPERA-Experiment interessanten Energiebereich von einem bis mehreren TeV beschränkt. Da sich diese Arbeit vor allem mit den kosmischen Myonen beschäftigt, wird in Abschnitt 2.4 detailliert die Rolle der Myonen in der Höhenstrahlung, ihre Produktion und die Ausbreitung in der Atmosphäre sowie die Ausbreitung in Gestein beschrieben.

### 2.1 Einleitung

Die kosmische Höhenstrahlung wurde 1912 von Victor Franz Hess nachgewiesen [43]. Dazu führte er in den Jahren 1911 und 1912 mehrere Fahrten in einem Ballon durch, bei denen er die überall vorhandenen, ionisierenden Strahlen in unterschiedlichen Höhen untersuchte. Hess stellte fest, dass bei zunehmender Höhe auch die gemessene Strahlung zunahm. Laut den auf seinen Messungen beruhenden Rechnungen kam er zu dem Schluss, dass in einer Höhe von etwa 1000 bis 2000 Metern der Anteil der radioaktiven Komponenten innerhalb der Atmosphäre nur etwa  $1/20$  der gemessenen Strahlungen ausmacht [44]. Zudem schloss er die Sonne, unter Annahme einer geradlinigen Strahlung, als Quelle für die kosmische Strahlung aus, da auch während der Nacht und einer stark partiellen Sonnenfinsternis keine Abnahme der Strahlung zu erkennen war. Für seine Arbeiten erhielt er 1936 zusammen mit Carl David Anderson, der für die Entdeckung des

## 2 Die kosmische Höhenstrahlung

Positrons ausgezeichnet wurde, den Nobelpreis.

Die Erforschung der kosmischen Höhenstrahlung ist bis heute ein aktives Forschungsgebiet. Ein nennenswertes Experiment ist das Pierre-Auger-Observatorium, das besonders hochenergetische Schauer, die von Teilchen mit einer Energie von  $10^{17}$ - $10^{20}$  eV ausgelöst werden, vermessen kann [33]. Dazu wurden etwa 1600 Messstationen in Argentinien auf einer Fläche von  $3000 \text{ km}^2$  installiert. Jede Station besitzt einen Wassertank in dem Schauerteilchen durch den Tscherenkow-Effekt nachgewiesen werden können. Zusätzlich gibt es noch einige Szintillationsdetektoren, die wegen ihrer Lichtempfindlichkeit nur nachts betrieben werden können. Aus den Informationen der einzelnen Stationen kann sowohl die Richtung als auch die Energie des ursprünglichen Teilchens rekonstruiert werden. Eine Erweiterung des Experiments um ein gleichgroßes Array in Colorado ist derzeit in Planung.

## 2.2 Entstehung

Die direkt von den Quellen stammende Komponente der kosmischen Höhenstrahlung nennt man primäre Strahlung, ihre Teilchen werden als Primärteilchen bezeichnet.

Abbildung 2.1 zeigt den experimentell bestimmten Fluss der primären kosmischen Höhenstrahlung. Die Abhängigkeit der Teilchenanzahl  $N$  von der Teilchenenergie  $E$  lässt sich mit

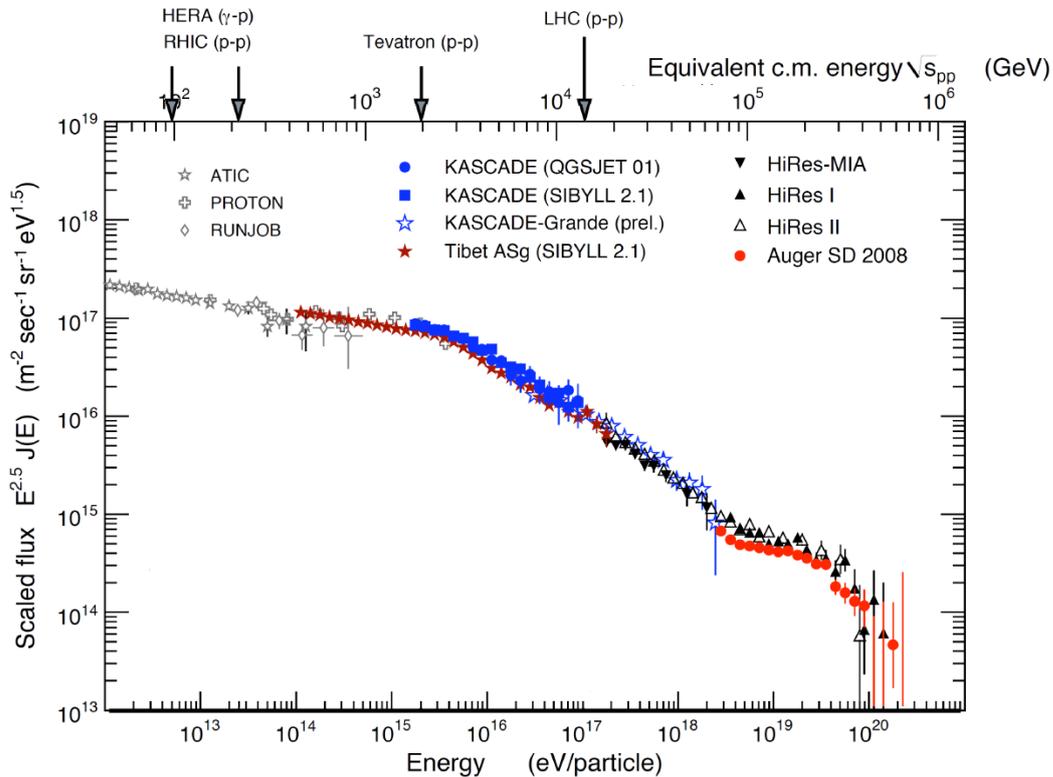
$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (2.1)$$

beschreiben, wobei  $\alpha$  als Spektralindex bezeichnet wird.

Bis zu etwa  $10^{15}$  eV ist  $\alpha$  etwa 2,7 und wird für höhere Energien annähernd 3. Dieser Knick im Spektrum wird auch Knie genannt. Dieser Rückgang im Spektrum wird durch den Wegfall der intragalaktischen Quellen verursacht. Im Bereich von  $10^{19}$  eV kommt es zu einer leichten Abflachung und bei  $10^{20}$  eV zu einem starken Abfall durch den GZK-cutoff, der später erklärt wird. Diese Region wird auch als Knöchel bezeichnet.

Für die Quellen der kosmischen Höhenstrahlung gibt es verschiedene Modelle, von denen die wichtigsten zwei im Folgenden erklärt werden:

Die Beschleunigung an den Überresten von Supernovae innerhalb unserer Galaxie bildet einen Mechanismus, mit dem die galaktische kosmische Strahlung



**Abb. 2.1:** Der experimentell bestimmte Fluss der primären kosmischen Höhenstrahlung in Abhängigkeit der Teilchenenergie mit den jeweiligen Experimenten (Quelle: [26]). Die Daten wurden aus [15] entnommen.

erklärt werden könnte. Da die Schockwellen einer Supernova eine Vorzugsrichtung haben, kann per Schockbeschleunigung ein linearer Energiezuwachs der Teilchen erreicht werden [40]. Eine Abschätzung der Gesamtleistung aller Supernovae unserer Galaxie ergibt eine Leistung, die in etwa um einen Faktor 100 größer ist, als die benötigte Beschleunigungsleistung der gemessenen kosmischen Strahlung bis zu etwa  $10^{15}$  eV [13, 14]. Für höhere Energien wird der Larmor-Radius<sup>1</sup> der zu beschleunigenden Teilchen gleichgroß beziehungsweise größer als der Radius unserer Galaxie. Auch der über dieses Modell berechnete Spektralindex der kosmischen Höhenstrahlung stimmt mit dem der gemessenen Strahlung überein. Es gibt allerdings auch Arbeiten, die Quellen der kosmische Strahlung bis zu Teilchenimpulsen von  $10^{18}$  eV in unserer Galaxie vorschlagen [3].

Einen anderen Mechanismus zur Erklärung der hochenergetischen kosmischen

<sup>1</sup>Radius der Flugbahn eines geladenen Teilchens innerhalb eines homogenen Magnetfelds

## 2 Die kosmische Höhenstrahlung

Strahlung bilden die Aktiven Galaktischen Kerne. Aktive Galaktische Kerne sind superschwere schwarze Löcher im Zentrum einer Galaxie, um die sich eine Akkretionsscheibe<sup>2</sup> gebildet hat, die das schwarze Loch ständig mit Materie versorgt. Die Masse eines solchen schwarzen Lochs kann über eine Milliarde Sonnenmassen betragen. Es wird davon ausgegangen, dass besonders junge Galaxien sehr aktiv sind, da bei älteren Galaxien die meiste Masse in der Nähe des Zentrums bereits aufgebraucht ist [8]. Eine starke Rotation des schwarzen Lochs begünstigt die Aufheizung des Materials der Akkretionsscheibe und erzeugt außerdem eine relativistische Verformung des Magnetfelds. Dies wird durch den Lense-Thirring-Effekt beschrieben, der direkt aus der Allgemeinen Relativitätstheorie folgt [18]. Dieses Magnetfeld presst einen Teil der Materie weg von dem schwarzen Loch und führt so zur Bildung von zwei Jets, die senkrecht auf der Akkretionsscheibe stehen. Einen Hinweis auf dieses starke Magnetfeld ist die Polarisierung der elektromagnetischen Strahlung innerhalb der Jets [42]. Diese Jets bestehen aus geladenen Teilchen, die durch das Magnetfeld nach dem Prinzip einer magnetischen Flasche gefangen gehalten werden. Diese Teilchen können nun innerhalb des Jets an Schockfronten so lange beschleunigt werden, bis ihre Energie ausreicht, um das Magnetfeld zu verlassen.

Durch die kosmische Hintergrundstrahlung<sup>3</sup> wird die freie Weglänge der Teilchen ab etwa  $10^{20}$  eV klein zur Distanz zwischen den Quellen und der Erde. Diesen Effekt bezeichnet man als GZK-cuttoff<sup>4</sup>. Durch Experimente wurden jedoch mehr Teilchen in dieser Region gemessen, als die Theorie vorhersagt.

Beim Auftreffen auf die Erdatmosphäre wechselwirkt die primäre Strahlung und es werden weitere Teilchen, die sogenannten Sekundärteilchen, erzeugt.

### 2.3 Zusammensetzung

Die Zusammensetzung der primären kosmischen Höhenstrahlung wurde bis in den Bereich einiger hundert GeV direkt gemessen. In dieser Region besteht die Strahlung vor allem aus Protonen (79%), den Rest machen Heliumkerne (~15%), Kerne schwererer Atome und Elektronen aus[41].

Die Zusammensetzung für höhere Energien ist bisher noch nicht ausreichend erforscht. Dies liegt vor allem daran, dass in den Schauexperimenten, die nur

---

<sup>2</sup>Eine rotierende Scheibe aus Gas

<sup>3</sup>beim Urknall entstandene elektromagnetische Strahlung

<sup>4</sup>benannt nach den Physikern Greisen, Zatsepin und Kuzmin; cutoff engl. für Obergrenze

## 2.3 Zusammensetzung

die Sekundärteilchen messen, die Information über die Zusammensetzung der primären Strahlung verloren geht.

Die mittlere Energie der Primärteilchen, deren Myonen zum OPERA-Detektor vordringen, beträgt etwa 20 TeV. Für Teilchen dieser Energie beträgt die mittlere Weglänge bis es zu einer Wechselwirkung kommt

$$\Lambda_N = \frac{A}{\sigma_{Luft}}, \quad (2.2)$$

wobei der Wechselwirkungsquerschnitt der Luft  $\sigma_{Luft}$  für Protonen dieser Energie in etwa 300 mb beträgt.  $\Lambda_N$  wird als eine Strecke in einer Dichte interpretiert.  $A = 14,5 \text{ u}$  ist die durchschnittliche Masse der in der Luft enthaltenen Atome, wobei  $u = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  die atomare Masseneinheit ist.

Daraus ergibt sich für Protonen ein  $\Lambda_N \approx 80 \text{ g/cm}^2$ . Für schwerere Atomkerne wird diese Weglänge kleiner. In vertikaler Richtung entspricht die gesamte Tiefe unserer Atmosphäre  $X_0$  dem Luftdruck von etwa  $1000 \text{ g/cm}^2$ , dies entspricht etwa  $12 \Lambda_N$ . Eine Abschätzung der Abhängigkeit der Tiefe der Atmosphäre von der Höhe in vertikaler Richtung ist über die barometrische Höhenformel unter Annahme einer isothermen Atmosphäre gegeben durch

$$X(h) = X_0 \cdot e^{\frac{-h}{h_0}}, \quad (2.3)$$

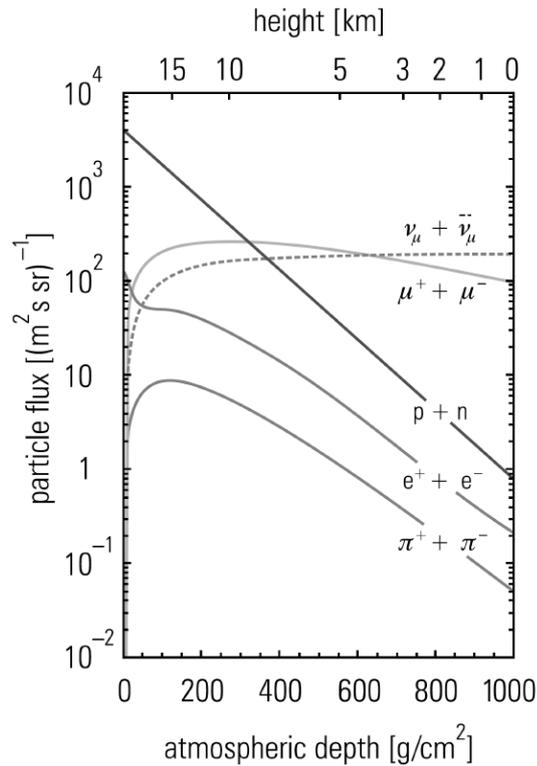
mit  $h_0 = 8,4 \text{ km}$ .

Für Primärteilchen, die nicht vertikal eintreffen, ist bis zu einem Zenitwinkel von  $\theta = 70^\circ$  die Näherung über den Faktor  $1/\cos(\theta)$  zulässig. Für größere Winkel ist diese Näherung aufgrund der Erdkrümmung unzulässig. Für Teilchen die auf Meereshöhe einen Zenitwinkel von  $90^\circ$  haben, beträgt die Tiefe der Atmosphäre etwa  $36000 \text{ g/cm}^2$ .

Dies bedeutet, dass die primäre kosmische Strahlung bereits in großen Höhen wechselwirkt und der Anteil der primären Teilchen auf Meereshöhe gegen Null geht. Außerdem erklärt es die Schauerbildung innerhalb der Atmosphäre, da auch viele der in den Wechselwirkungen erzeugten Sekundärteilchen noch mehrere Weglängen von der Erdoberfläche entfernt sind. Zu den Komponenten der Sekundärstrahlungen zählen alle bekannten Teilchen. Die Teilchenzahl kann so lange zunehmen, bis die Energie der einzelnen Komponenten nicht mehr zur Paarbildung ausreicht.

Abbildung 2.2 zeigt den vertikalen Fluss der kosmischen Höhenstrahlung in Abhängigkeit von der atmosphärischen Tiefe. Die Abbildung gilt für Teilchen deren Energie über ein GeV liegt. Da nur Myonen und Neutrinos bis zum OPERA-Detektor, dessen Daten in dieser Arbeit analysiert werden, vordringen, wird im Folgenden nur auf die Myonen eingegangen.

## 2 Die kosmische Höhenstrahlung



**Abb. 2.2:** Die Abbildung zeigt den Fluss der wichtigsten Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung bei einem Zenitwinkel von  $0^\circ$  für Energien von über einem GeV. [26, 6]

### 2.4 Myonen in der Höhenstrahlung

Das Myon ist ein Elementarteilchen mit dem Spin  $1/2$  und gehört somit zu den Fermionen. Zusammen mit dem Elektron und dem Tauon sowie deren Antiteilchen und den dazugehörigen Neutrinos und Antineutrinos bildet es die Gruppe der Leptonen. Das Myon besitzt innerhalb der kosmischen Höhenstrahlung eine besondere Rolle, da es das einzige geladene Teilchen ist, das tief in dichte Medien vordringen kann. Es wurde 1936 von Carl David Anderson und Seth Neddermeyer entdeckt [38]. Die Ruhemasse des Myons beträgt  $105,7 \text{ MeV}$ .

Das Myon zerfällt schwach in ein Myonneutrino, Elektron und ein Antielektron-neutrino (ein Antimyon zerfällt dementsprechend in ein Positron, ein Antimyon-neutrino und ein Elektronneutrino):



## 2.4 Myonen in der Höhenstrahlung

Innerhalb des Standardmodells ist dies der einzige Zerfallskanal. Dieser schwache Zerfallskanal ist entscheidend für die Lebensdauer des Myons, die etwa  $2,2 \cdot 10^{-6}$  Sekunden beträgt. Zusammen mit dem kleinen Wechselwirkungsquerschnitt ist diese relativ hohe Lebensdauer der Grund, warum Myonen so weit in dichte Materie vordringen können. Es kann außerdem noch zu einem Einfang von negativ geladenen Myonen durch Protonen innerhalb von Materie kommen, dieser Effekt wirkt sich nur sehr gering auf die Lebensdauer aus und ist vernachlässigbar.

Anhand der Myonen in der kosmischen Höhenstrahlung gelang 1940 ein Nachweis für die Zeitdilatation bewegter Teilchen wie sie durch die spezielle Relativitätstheorie vorhergesagt wird. Bruno Rossi and David B. Hall konnten in einer Höhe von 1910 Metern mit ihrem Detektor im Mittel 563 Myonen pro Stunde registrieren. Da die Lebensdauer eines Myons nur etwa  $2,2 \cdot 10^{-6}$  Sekunden beträgt, würde, ohne Zeitdilatation, die mittlere Zahl der Myonen nach etwa 660 Metern auf den 1/e-ten Teil abfallen. Demnach würde man auf Meereshöhe im Mittel nur noch 31 Myonen pro Stunde erwarten. Es wurden jedoch 408 Myonen pro Stunde auf Meereshöhe gemessen. Dieses Ergebnis erklärt sich durch die Längenkontraktion aus Sicht der Myonen beziehungsweise der Zeitdilatation aus dem ruhenden System eines Beobachters an der Erdoberfläche.

Für Untergrund-Experimente wie OPERA ist das Verständnis und die Untersuchung der kosmischen Myonen aus mehreren Gründen wichtig. Zum einen bilden sie den Hauptteil des Untergrunds und zum anderen geben sie Aufschluss über die Ausrichtung der einzelnen Detektorkomponenten zueinander (im Folgenden Alignment<sup>5</sup> genannt).

Die Untersuchung der Myonen innerhalb des Detektors erlaubt außerdem Rückschlüsse auf die Entstehungsmechanismen der Myonen innerhalb der Atmosphäre. Voraussetzung dafür ist ein ausreichendes Verständnis von der Myonproduktion, der Ausbreitung innerhalb der Atmosphäre und der Ausbreitung innerhalb der Abschirmung des Detektors (für das OPERA-Experiment ist dies der Gran Sasso). Diese Punkte sollen innerhalb des folgenden Abschnitts erläutert werden.

---

<sup>5</sup>engl. für Ausrichtung

### 2.4.1 Produktion

Die Produktion der Myonen wird durch mehrere Faktoren beeinflusst. Dazu gehört der Anteil von Protonen, Neutronen und schwereren Kernen an der primären Strahlung, sowie die Wechselwirkungseigenschaften bei der Erzeugung von Kaonen und Pionen. Kaonen und Pionen gehören zu den Mesonen, dies sind instabile Teilchen, die aus zwei Quarks bestehen. Von den Pionen gibt es, genauso wie von den Kaonen, ein positiv, ein negativ geladenes und ein neutrales. Die Neutralen spielen für die Myonproduktion keine Rolle. Das  $\pi^+$  besteht aus einem Up- und einem Antidown-Quark, sein Antiteilchen, das  $\pi^-$  folglicherweise aus einem Antiup- und einem Down-Quark. Die Ruhemasse der geladenen Pionen beträgt 139,57 MeV, die Lebensdauer  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s. Das  $K^+$  setzt sich aus einem Up- und einem Antistrange-Quark zusammen, das  $K^-$  aus einem Antiup- und einem Strange-Quark. Die Ruhemasse der geladenen Kaonen beträgt 493,68 MeV, die Lebensdauer  $1,24 \cdot 10^{-8}$  s. Die Zusammensetzung der Atmosphäre spielt nur bei Energien im unteren GeV-Bereich eine Rolle und ist somit für die vom OPERA-Detektor messbaren Myonen vernachlässigbar. Bei besonders hohen Energien können Myonen aus dem Zerfall von Teilchen mit einer Charm-Komponente<sup>6</sup> erzeugt werden. Dies kann einen durch OPERA messbaren Einfluss auf das Myonspektrum haben.

Die wichtigsten Prozesse zur Erzeugung von Myonen sind der Zerfall von Pionen und Kaonen

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\sim 100\%) \\ K^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (\sim 63,5\%),\end{aligned}\tag{2.5}$$

wobei in den Klammern das jeweilige Verzweigungsverhältnis<sup>7</sup> steht, dies ist die Wahrscheinlichkeit, mit der der jeweilige Zerfall eintritt.

Für Energien im TeV-Bereich, die zum Vordringen bis zum OPERA-Detektor benötigt werden, kann der Zerfall der Myonen vernachlässigt werden. Dadurch ergibt sich das Energiespektrum der Myonen auf Meereshöhe aus dem Integral der Myonproduktion innerhalb der gesamten Atmosphäre [40].

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} \approx \frac{0,14 E^{-2,7}}{cm^2 s sr GeV} \left( \frac{1}{1 + \frac{1,1 E_\mu}{\epsilon_\pi(\theta)}} + \frac{0,054}{1 + \frac{1,1 E_\mu}{\epsilon_K(\theta)}} \right)\tag{2.6}$$

<sup>6</sup>Teilchen, die mindestens ein Charm-Quark enthalten

<sup>7</sup>engl. branching ratio

## 2.4 Myonen in der Höhenstrahlung

$\epsilon_i(\theta)$  ist die kritische Energie, bei der die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung größer als die Zerfallswahrscheinlichkeit wird. Eine gute Näherung ist

$$\epsilon_i(\theta) = \frac{\epsilon_i(0)}{\cos \theta^*}, \quad (2.7)$$

mit

$$\cos \theta^* = \sqrt{1 - \sin^2 \theta \left( \frac{R_e}{R_e + h} \right)}, \quad (2.8)$$

wobei  $R_e$  der Erdradius und  $h = 30$  km, die mittlere Höhe, in der die Myonen erzeugt werden, sind [31]. Für Pionen gilt  $\epsilon_\pi \approx 115$  GeV und für Kaonen  $\epsilon_K \approx 850$  GeV. Eine wichtige Größe ist das Ladungsverhältnis  $R_\mu$ , welches das Verhältnis von positiven zu negativen Myonen angibt. Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Energie ergibt sich aus der Division des Energiespektrums der positiven Myonen mit dem Energiespektrum der negativ geladenen Myonen. Das Ladungsverhältnis der Myonen bei Energien deutlich unterhalb der kritischen Kaonenergie  $\epsilon_K$  wird durch den Zerfall von Pionen dominiert und ist annähernd konstant. Das Ladungsverhältnis ist unabhängig vom Zenitwinkel, da es nur einen Produktionsmechanismus gibt. Die Erzeugung von positiv geladenen Pionen ist durch den hohen Anteil an Protonen begünstigt. Ein vereinfachtes Model bei dem die Erzeugung von Myonen aus Pionen nur über Protonen und Neutronen als Primärteilchen berechnet wird, findet sich in [45] und liefert  $R_\mu = 1,25$ . Im Bereich von etwa 10 bis mehreren hundert GeV wurde das Verhältnis experimentell mit  $R_\mu = 1,27$  bestimmt.

Bei Myonenenergien deutlich oberhalb von  $\epsilon_K$ , wie sie beim OPERA-Experiment auftreten, spielt die Kaonproduktion eine wichtige Rolle für das Ladungsverhältnis. Die Produktion von  $K^+$  ist durch die Erhaltung der Strangeness<sup>8</sup> und die Erhaltung der Anzahl der Baryonen<sup>9</sup> begünstigt, da diese Bedingungen bereits durch die Entstehung eines  $\Lambda^{10}$  gegeben sind. Bei der Produktion eines  $K^-$  muss zusätzlich zu einem Baryon noch ein Meson erzeugt werden, um die Strangeness zu erhalten. Die Produktion der positiven Myonen nimmt somit zu und  $R_\mu$  steigt mit wachsenden Energien an. Durch diesen zweiten Mechanismus wird das Ladungsverhältnis außerdem abhängig vom Zenitwinkel, da der Anteil der Myonproduktion durch Pionen bei steigenden Zenitwinkeln gegenüber der Produktion durch Kaonen ansteigt. Es steigt mit größeren Zenitwinkeln die Myonproduktion durch Pionen, da aufgrund der längeren Strecke die Zerfallswahrscheinlichkeit steigt. Aus diesem

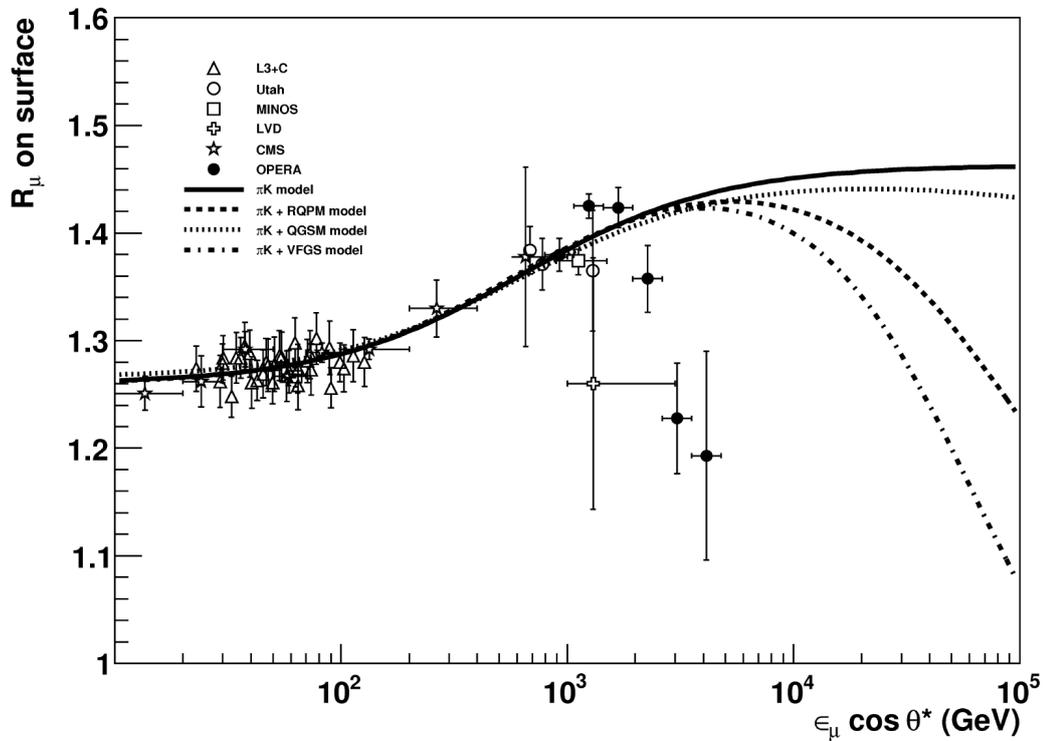
<sup>8</sup>Quantenzahl der Strange-Quarks

<sup>9</sup>bezeichnet Teilchen, die aus drei Quarks bestehen

<sup>10</sup>Baryon mit Strangeness -1, besteht aus einem Up-, Down- und Strange-Quark

## 2 Die kosmische Höhenstrahlung

Grund wird das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie betrachtet. Die vertikale Komponente dient dazu, die Eigenzeit der Pionen und Kaonen innerhalb der Atmosphäre zu berücksichtigen [16]. Der Einfluss von Charm-Teilchen bei deutlich höheren Energien ist bisher noch nicht ausreichend erforscht, allerdings deuten die bisherigen Messungen auf eine Verringerung des Ladungsverhältnisses hin. Da die kritische Energie mit über  $10^7$  GeV deutlich über der mittleren Energie der in OPERA gemessenen Ereignisse liegt, wird der von  $\theta$  abhängige Term unterdrückt und der Beitrag an der Myonproduktion durch Charm-Teilchen kann als isotrop betrachtet werden.



**Abb. 2.3:** Das vorläufige Ergebnis der Messung des Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen im OPERA-Detektor, wie es in [26] vorgestellt wurde. Die Datenpunkte in den niedrigen Energieregionen stammen von MINOS-ND [17], L3+C [29] und CMS. In den höheren Energieregionen stammen die Daten von Utah [12], MINOS [30, 32], LVD [23] sowie OPERA. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus Gleichung 2.6 unter Einbeziehung der in OPERA und L3+C gemessenen Werte. Die unterbrochenen Linien stellen unterschiedliche Modelle zur Myonproduktion aus Charm-Teilchen dar [9, 19].

Abbildung 2.3 zeigt das in [26] vorgestellte Ladungsverhältnis der Myonen, die

Messwerte bis 3 TeV steigen durch den wachsenden Einfluss der Kaonen an, danach fällt das Verhältnis stark ab. Die durchgezogene Linie ergibt sich aus Gleichung 2.6 unter Einbeziehung der in OPERA und L3+C gemessenen Werte. Die unterbrochenen Linien zeigen Fits verschiedener Modelle für die Myonproduktion aus Teilchen mit einer Charm-Komponente. Eine mögliche Erklärung für den starken Abfall wäre die Annahme eines Spektralindex  $\alpha = 1,7$  für das Spektrum der Teilchen mit einer Charm-Komponente [9, 19]. Allerdings könnte auch ein höherer Anteil von schweren Kernen in den hohen Energieregionen zu einer Abnahme des Ladungsverhältnisses führen [27, 2].

## 2.4.2 Ausbreitung im Felsen

Um mit den Daten des OPERA-Experiments Rückschlüsse auf die primäre kosmische Höhenstrahlung machen zu können, wird eine genaue Kenntnis der Geometrie des Gran Sasso benötigt. Die Daten dazu stammen aus dem MACRO<sup>11</sup>-Experiment, das von 1988 bis 2000 in der Halle B des Gran Sasso betrieben wurde und unter anderem die kosmische Höhenstrahlung untersuchte.

Außerdem müssen die Prozesse, die zu dem Energieverlust der Myonen innerhalb des Gesteins führen, bekannt sein. Diese Prozesse lassen sich in zwei Kategorien einteilen, die Ionisations- und die Strahlungsprozesse. Der ionisierende Prozess ist kontinuierlich und bei Energien im GeV-Bereich und höher annähernd konstant. Zu den Strahlungsprozessen zählt die Bremsstrahlung, die Paarbildung und der Photoeffekt. Ab einer kritischen Energie von etwa 500 GeV überwiegen die Strahlungsprozesse gegenüber der Ionisation. Im Mittel gilt für den Energieverlust  $dE_\mu/dh$  der Myonen entlang des Weges innerhalb des Felsens die Gleichung

$$-\frac{dE_\mu}{dh} = \alpha + \beta E_\mu, \quad (2.9)$$

wobei  $\alpha$  den Einfluss der nahezu konstanten Ionisation und  $\beta$  die Einflüsse der energieabhängigen Strahlungsprozesse beinhalten. Durch Integration ergibt sich die Funktion für das Mittel der Oberflächenenergie  $\bar{\epsilon}_\mu$  in Abhängigkeit von der Energie im Detektor

$$\bar{\epsilon}_\mu = (E_\mu + \alpha/\beta) \cdot e^{-\beta/h} - \alpha/\beta. \quad (2.10)$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur im Mittel. Einzelne Ereignisse können aufgrund von statistischen Fluktuationen nicht mit dieser Gleichung beschrieben werden. Für

<sup>11</sup>Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory

## *2 Die kosmische Höhenstrahlung*

eine ausreichende Beschreibung wird eine Monte-Carlo-Simulation benötigt, die die Oberflächenenergie mit der im Detektor gemessenen Energie der Myonen verknüpft.

# 3 Das OPERA-Experiment

In diesem Kapitel wird das OPERA-Experiment vorgestellt, in Abschnitt 3.1 wird die Zielsetzung des Experiments erläutert. In Abschnitt 3.2 wird das LNGS<sup>1</sup> vorgestellt. Der Neutrinostrahl CNGS<sup>2</sup>, der vom CERN zum OPERA-Experiment führt, wird in Abschnitt 3.3 beschrieben. Abschnitt 3.4 beschäftigt sich mit dem Aufbau des OPERA-Experiments. Da in dieser Arbeit das Myonspektrometer eine besondere Rolle spielt, wird in Abschnitt 3.5 ausführlich auf dessen Aufbau und Funktionsweise eingegangen. Außerdem werden die Ladungs- und Impulsbestimmung beschrieben und die Fehler bei deren Bestimmung diskutiert.

## 3.1 Zielsetzung

Das OPERA-Experiment ist ein Neutrino-Experiment, dessen Ziel die Messung der Neutrinooszillation ist. Dabei wird in einem ursprünglich reinen  $\mu$ -Neutrinostrahl [34, 24, 25] nach Wechselwirkungen von  $\tau$ -Neutrinos gesucht. Da nach dem Auftreten einer anderen Neutrinosorte gesucht wird, handelt es sich um ein *Appearance*<sup>3</sup>-Experiment. Experimente bei in denen die Abnahme einer bestimmten Neutrinosorte untersucht wird, bezeichnet man als *Disappearance*<sup>4</sup>-Experimente. Der Effekt der Neutrinooszillation ist für die Physik besonders interessant, da er eine Erweiterung des Standardmodells darstellt, in dem die Leptonenfamilienzahl eine Erhaltungsgröße bildet. Zu der Oszillation kann es nur kommen, wenn Neutrinos eine Masse besitzen und sich die Masseneigenzustände mit den Eigenzuständen der schwachen Wechselwirkung mischen.

---

<sup>1</sup>Laboratori Nazionali del Gran Sasso

<sup>2</sup>CERN Neutrinos to Gran Sasso

<sup>3</sup>engl. für Erscheinen

<sup>4</sup>engl. für Verschwinden

## 3.2 LNGS

Die LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) sind eine Forschungseinrichtung in Italien, deren Labore sich im Gran-Sasso-Gebirgsmassiv befinden. Das OPERA-Experiment befindet sich in Halle C der LNGS. Der Gran Sasso bietet dem OPERA-Experiment eine Abschirmung von im Mittel 1400 Meter Gestein, die etwa 3800 m.w.e.<sup>5</sup> entspricht. Diese Abschirmung bietet Niedrigraten-Experimenten wie OPERA, in dem nur etwa 10  $\tau$ -Events erwartet werden, eine ausreichende Abschirmung vor Untergrundereignissen. Man erwartet, dass die kosmische Höhenstrahlung kein Untergrundereignis erzeugt. Insgesamt wird für das OPERA-Experiment über die gesamte Laufzeit ein Untergrundereignis erwartet. Die mittlere Oberflächenenergie der Myonen, die bis zu dem OPERA-Experiment vordringen beträgt über ein TeV, die mittlere Restenergie auf der Höhe des Detektors etwa 270 GeV [21, 20].

Neben OPERA befinden sich noch viele andere Experimente in den LNGS. Dazu gehören unter anderem Borexino, das solare Neutrinos untersucht, sowie das bereits abgeschlossene MACRO-Experiment.

## 3.3 CNGS

Der CNGS ist ein Neutrinostrahl der vom Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN erzeugt wird. Dazu werden Protonen mit einer Energie von 400 GeV auf ein festes Target geschossen, wie in der kosmischen Höhenstrahlung kommt es nun Erzeugung von Kaonen und Pionen, die wiederum hauptsächlich in Myonen und  $\mu$ -Neutrinos zerfallen. Um eine Verunreinigung des Strahls durch  $\bar{\mu}$ -Neutrinos zu verhindern, werden die negativ geladenen Teilchen vor dem Zerfall durch Magneten aussortiert. Der Anteil der  $\bar{\mu}$ -Neutrinos am CNGS beträgt danach noch etwa zwei Prozent. Die Verunreinigung des Strahls mit Elektronneutrinos liegt im CERN bei knapp einem Prozent, der Anteil der Antielektronneutrinos ist deutlich geringer, der Anteil der Tauneutrinos ist vernachlässigbar [10].

Die mittlere Energie der Neutrinos beträgt 17 GeV und bleibt auf dem Weg zum Detektor unverändert.

---

<sup>5</sup>meter water equivalent; Umrechnung der Tiefe des Materials auf Wasser

Bevor der Strahl auf den Detektor trifft, legt er eine Strecke von 730 km zurück. Aufgrund der Erdkrümmung verläuft die Strecke unterirdisch. Auf dieser Strecke kommt es zur Neutrinooszillation und die Anteile der Neutrinosorten im Strahl verändern sich. Es werden, abgesehen von den Neutrinos, alle im Strahl enthaltenen Teilchen absorbiert. Der Strahl ist aufgrund des Beschleunigers gepulst, die Zeitfenster in denen der Strahl am OPERA-Experiment eintreffen kann, sind sehr genau bekannt. Alle Ereignisse die außerhalb dieses Zeitfensters am OPERA-Detektor registriert werden, werden als kosmische Ereignisse eingestuft und als sogenannte *offtime*<sup>6</sup>-Ereignisse gespeichert. Alle Ereignisse innerhalb des Zeitfensters bezeichnet man als *ontime*<sup>7</sup>-Ereignisse. Das Koordinatensystem des OPERA-Experiment ist rechtshändig und lässt sich mit Hilfe des CNGS-Strahls erklären, der annähernd mit der z-Achse übereinstimmt. Genauer gesehen verläuft die z-Achse parallel zum Hallenwand und zum Hallenboden. Die y-Achse verläuft entlang der Zenitrichtung, die x-Achse ist somit vorgegeben.

## 3.4 Aufbau des OPERA-Detektors

Der OPERA-Detektor besteht aus zwei nahezu identischen Supermodulen (SM), die in Strahlrichtung hintereinander aufgebaut wurden. Jedes Supermodul besteht aus einem Target mit Target-Trackern und einem sich dahinter befindlichen Myonspektrometer.

Abbildung 3.1 zeigt den gesamten OPERA-Detektor und die wichtigsten Komponenten. Das Target besteht aus 150000 identisch aufgebauten Bricks<sup>8</sup>, von denen jeder einzelne aus 57 Emulsionsschichten besteht, zwischen denen sich jeweils eine 1 mm dicke Bleiplatte befindet. Die Bricks sind lichtdicht verpackt und haben eine Abmessung von 128 x 102 x 79 mm<sup>3</sup>, ein Brick wiegt 8,3 kg. Die Gesamtmasse des Targets beträgt somit etwa 1250 t. Im Falle einer Teilchenwechselwirkung können die Bricks automatisch durch das Brick Manipulator System (BMS) entnommen und anschließend entwickelt werden.

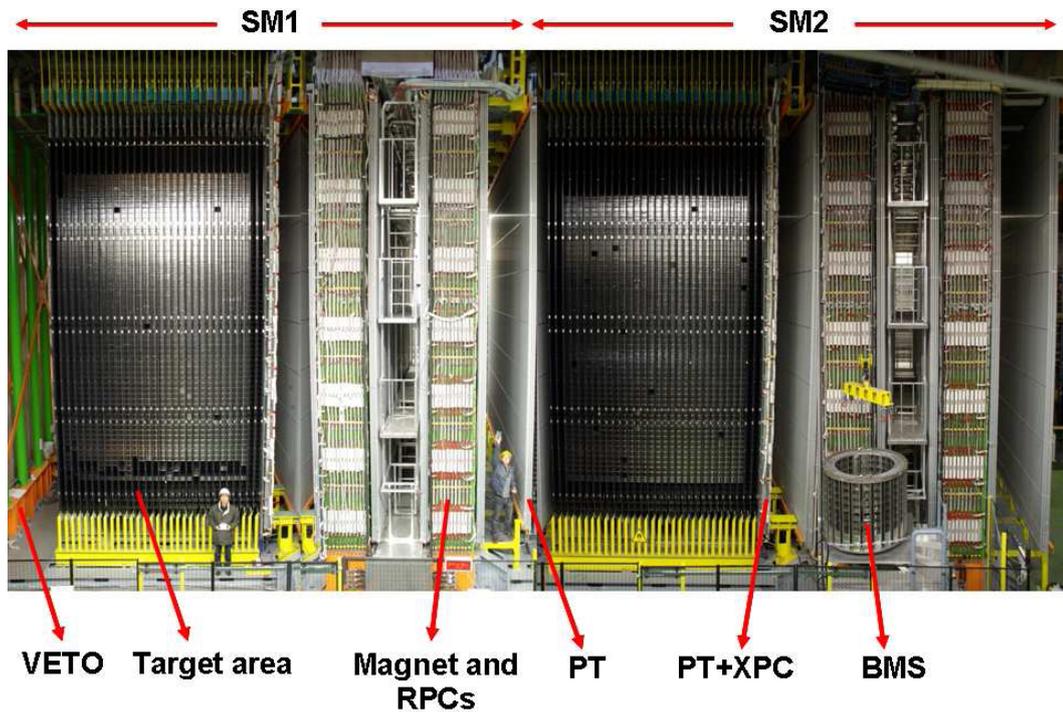
Die Bricks sind senkrecht zu Strahlrichtung in Wänden angeordnet, zwischen jeder Wand befindet sich ein Target-Tracker, der wiederum aus zwei Lagen mit je 256 Szintillatorstreifen besteht, um in Echtzeit die Koordinaten in horizontaler und

---

<sup>6</sup>engl. für unpünktlich

<sup>7</sup>engl. für pünktlich

<sup>8</sup>engl. für Ziegel



**Abb. 3.1:** Das Bild zeigt den OPERA-Detektor und seine wichtigsten Komponenten, Target Area (engl. für Zielbereich) bezeichnet das Target und den Target Tracker und BMS das Brick Manipulator System. Precision Tracker (PT), Veto, Magnet und die Resistive Plate Chambers (RPCs bzw. XPC) werden in Abschnitt 3.5 erklärt. Das Bild wurde aus mehreren einzelnen Fotos zusammengesetzt (Quelle: [34]).

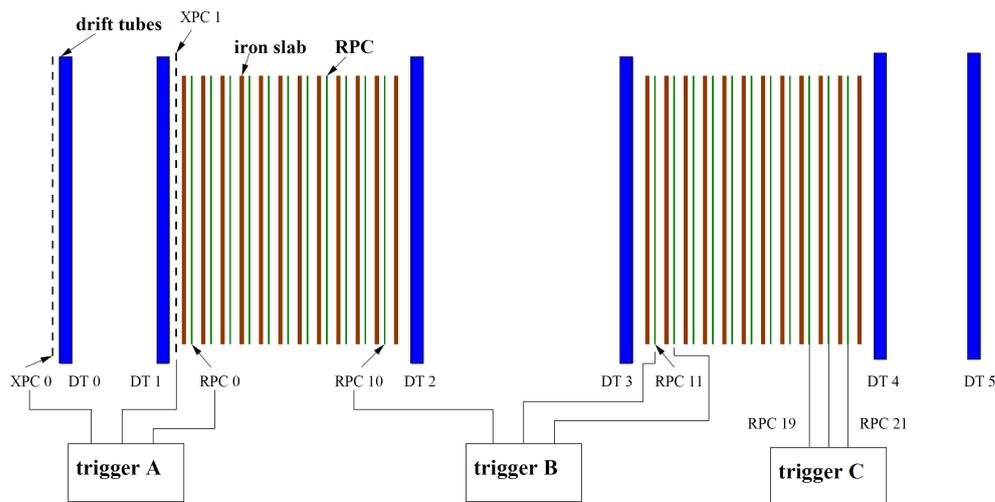
vertikaler Richtung zu bestimmen [39]. Zudem dient der Target-Tracker als Kalorimeter zur Bestimmung der Energie der hadronischen Schauer. Die Beschreibung des Myonspektrometers ist ein wichtiger Punkt zum Verständnis dieser Arbeit und deshalb ausführlich in Abschnitt 3.5 zu finden.

## 3.5 Das Myonspektrometer

Die Spektrometer dienen der Vermessung der Spuren geladener Teilchen, die nicht durch das Target absorbiert werden konnten [36, 37]. In der Regel sind dies Myonen. Die Informationen über Impuls und Ladung der im Spektrometer gemessenen Teilchen liefern zusätzliche wichtige Informationen zur Analyse der Ereignisse.

### 3.5.1 Aufbau

Ein Myonspektrometer besteht aus sechs jeweils vierlagigen Driftröhrenwänden, die als Precision Tracker (PT) bezeichnet werden, sowie einem Dipolmagneten und mehreren Resistive Plate Chambers (RPC) beziehungsweise (XPC).



**Abb. 3.2:** Schematischer Aufbau eines Myonspektrometers, DT 0-5 stehen für die sechs Driftröhrenwände. Die XPCs und einige der RPCs bilden drei Trigger-Stationen. Die iron slabs sind die zu dem Dipolmagneten gehörenden Eisenplatten. (Quelle: [34, 11]).

Abbildung 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Myonspektrometers. Die Driftröhrenwände sind so hintereinander angeordnet, dass die z-Achse senkrecht auf ihnen steht. Die Driftröhren sind 8 Meter lang und verlaufen alle in y-Richtung. Eine Bestimmung der y-Koordinate eines Teilchens ist somit über die Driftröhren nicht möglich. Die einzelnen Lagen einer Driftröhrenwand sind zueinander verschoben, um eine bessere Rekonstruktion der Spur zu ermöglichen. Jeweils 2 dieser Driftröhrenwände werden zu einer sogenannten Station zusammengefasst, zwischen den drei Stationen befinden sich zwei, zu einem Dipolmagneten gehörende, Magnetarme. Die Magnetarme bestehen jeweils aus 24 Eisenplatten zwischen denen sich 22 RPCs befinden. Die Polarität in den zwei Magnetarmen ist entgegengesetzt und verläuft entlang der y-Achse, dies wird durch eine Anordnung der Spulen über- und unterhalb des eigentlichen Detektors erreicht. Das Magnetfeld ist annähernd homogen und besitzt eine Flussdichte von etwa 1,55 T [1]. Die RPCs werden bei einer Spannung von 8000 V im Streamermodus betrieben. Dies bedeutet, dass es beim

### 3 Das OPERA-Experiment

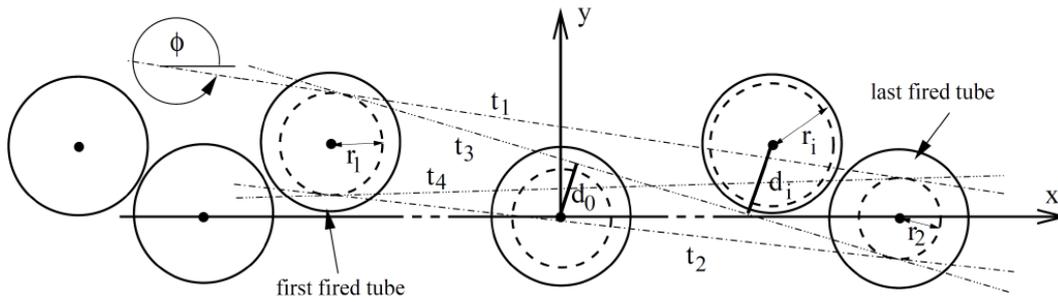
Durchgang eines Teilchens zu einer Entladung kommt. Direkt vor dem OPERA-Detektor sind zwei RPCs installiert, die als Veto für Myonen dienen, die bereits vor dem OPERA-Detektor entstanden sind. Zusätzlich zu den RPCs gibt es außerdem noch direkt vor der ersten Wand des PT und der ersten Magnethälfte und der zweiten Wand des PT jeweils eine diagonal angeordnete RPC, die als XPC bezeichnet wird. Diese Ausrichtung hilft bei der Zusammenführung der Projektionen in der xz- und der yz-Ebene während der Rekonstruktion. Die XPCs und einige der RPCs dienen zusätzlich als Trigger für den PT.

#### 3.5.2 Spurrekonstruktion

Für die Spurrekonstruktion über den PT wird zunächst eine vorläufige Spur durch den ganzen Detektor gebildet. Dazu wird der Detektor in einzelne Segmente unterteilt, dies sind jeweils die beiden Targetbereiche und die vier Spektrometerarme. Innerhalb dieser Segmente werden jeweils in xz- und der yz-Ebene 2D-Spuren rekonstruiert, passende Projektionen benachbarter Segmente werden zusammengefasst und als in der Software als Trackelement gespeichert. Die Mindestanforderung für eine Spur innerhalb des Myonspektrometers ist das Vorhandensein von vier Driftröhrentreffern innerhalb einer Station sowie das Auslösen von mindestens zwei der drei Triggernstationen. Diese Prozedur sorgt dafür, dass die Spurrekonstruktion innerhalb des PT mit den Informationen des gesamten Detektors konsistent ist und hilft zufällig ausgelöste Driftröhren von der Rekonstruktion auszuschließen. Zusätzlich wird über die Driftröhrentreffer in xz-Ebene mittels einer linearen Regression mögliche Winkel für die Spur ermittelt. Zusammen mit den Trackelementen und den Winkeln kann nun ein Korridor festgelegt werden. Dieser Korridor besitzt eine Breite von zehn Driftröhrenradien und dient als Eingrenzung für die gesuchte Teilchenspur.

Die Software ermittelt nun innerhalb einer Station alle durch den Korridor erlaubten Driftröhren (bei Untersuchung des Alignments kann dies optional auch für einzelne Driftröhrenwände geschehen). Nun wird in der xz-Ebene nach den vier Geraden gesucht, die jeweils zu den beiden Driftkreisen der zwei am weitesten auseinanderliegenden Driftröhren eine gemeinsame Tangente bilden (siehe Abbildung 3.3). Diese Geraden beziehungsweise Tangenten werden durch die Hesse-Normalform parametrisiert.

$$\left( \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} - d_0 \begin{pmatrix} \sin \Phi \\ \cos \Phi \end{pmatrix} \right) \cdot \begin{pmatrix} \sin \Phi \\ \cos \Phi \end{pmatrix} = 0 \quad (3.1)$$



**Abb. 3.3:** Zu sehen sind die vier möglichen Tangenten der zwei am weitesten voneinander entfernten, ausgelösten Driftrohren, es wird die Tangente mit dem kleinsten  $\chi^2$  verwendet. (Quelle: [35]).

Es wird die Tangente gewählt, die das  $\chi^2$  für die N an der Rekonstruktion beteiligten Driftrohren minimiert. Das  $\chi^2$  ist gegeben über:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(r_i - d_i)^2}{\sigma^2}, \quad (3.2)$$

wobei  $\sigma$  die mittlere Auflösung der Driftrohren ist.

Zur Bestimmung der Steigung in der yz-Ebene wurde eine lineare Regression über die gemessenen y-Koordinaten der RPCs durchgeführt.

### 3.5.3 Ladungs- und Impulsbestimmung

Die Ladung und der Impuls eines Teilchens kann anhand der Ablenkrichtung und des Ablenkwinkel durch den Magneten bestimmt werden.

Abbildung 3.4 zeigt schematisch wie sich ein Myon innerhalb des Myonspektrometers verhält.

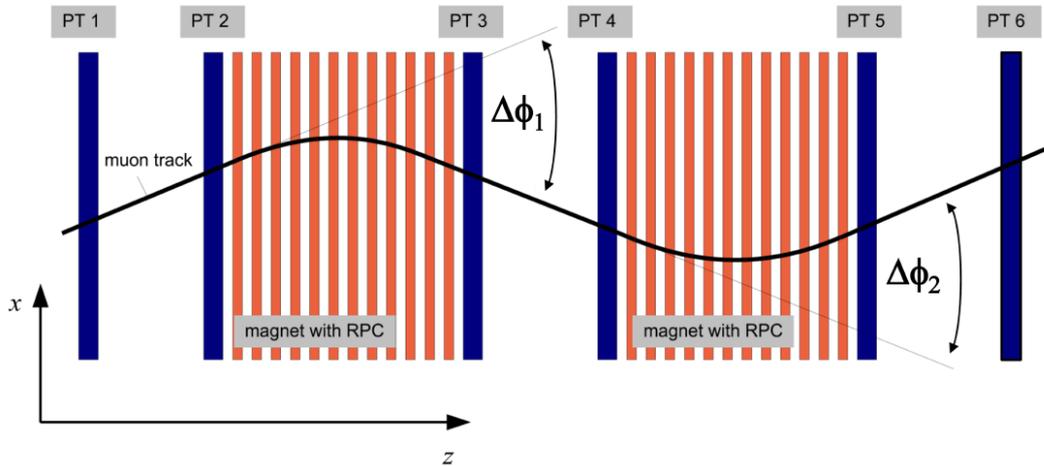
Für ein Myon, das sich ausschliesslich in z-Richtung bewegt, lässt sich anhand der Formel für den Larmor-Radius einfach erklären, von welchen Größen der Ablenkwinkel abhängt.

Es gilt:

$$r_g = \frac{p_z}{eB}, \quad (3.3)$$

mit der Elementarladung e, dem Magnetfeld B und dem Myonimpuls  $p_z$ , der senkrecht auf dem Magnetfeld steht. Um aus dem Larmor-Radius den Ablenkwinkel zu erhalten, benötigt man zusätzlich die Strecke, die das Teilchen innerhalb des Magnetfelds zurücklegt. Außerdem spielt der Energieverlust ( $dE/dz$ ) eine Rolle, da sich

### 3 Das OPERA-Experiment



**Abb. 3.4:** Die Abbildung zeigt schematisch die Spur eines Myons im Myonspektrometer. Das Myon wird innerhalb des Magnetfelds durch die Lorentzkraft abgelenkt. Durch die entgegengesetzte Polarität in beiden Armen erfolgt die Ablenkung mit unterschiedlichem Vorzeichen.

mit ihm der Impuls des Myons verändert.

Für den messbaren Impuls eines Teilchens mit  $p_{xz} = p_z$  durch die Ablenkung  $\Delta\Phi$  innerhalb eines Magnetarms gilt, solange der Energieverlust klein gegenüber der Energie ist:

$$p_z = \frac{l(dE/dz)}{1 - \exp(\Delta\Phi(dE/dz)/e\bar{B})}, \quad (3.4)$$

wobei  $l = 0,82$  m der Ausdehnung des Magneten in z-Richtung und  $\bar{B} = Bd/l$  dem effektiven Magnetfeld entspricht.

Für ein Teilchen mit einer Impulskomponente in x-Richtung muss zusätzlich noch durch den Sinus des Winkels in der xz-Ebene geteilt werden. Der Gesamtimpuls mit allen Impulskomponenten ergibt sich zu

$$p_{ges} = \frac{l(dE/dz)}{1 - \exp(\Delta\Phi(dE/dz)/e\bar{B})} \sqrt{s_{xz}^2 + s_{yz}^2 + 1}, \quad (3.5)$$

mit  $s_{xz}$  und  $s_{yz}$ , den Steigungen innerhalb der xz- beziehungsweise yz-Ebene. Für den Azimutalwinkel wird der mit Hilfe der Driftröhren bestimmte Winkel  $\Phi$  verwendet.

Der Zenitwinkel ist gegeben durch

$$\theta = \arctan\left(\frac{\sqrt{1 + s_{xz}^2}}{s_{yz}}\right). \quad (3.6)$$

Insgesamt lassen sich pro Teilchenspur bis zu vier Ablenkwinkel  $\Delta\Phi$  bestimmen. Tabelle 3.1 zeigt die vier möglichen Ablenkwinkel und die an der jeweiligen

Messung beteiligten Driftröhrenwände.

**Tab. 3.1:** Die Stationen im Detektor, mit denen eine Messung der Ablenkung eines geladenen Teilchens durch die Magnete möglich ist.

Ablenkwinkel	SM	Beteiligte PTs (s. Abb. 3.4)
$\Delta\Phi_1$	1	PT1-PT4
$\Delta\Phi_2$	1	PT3-PT6
$\Delta\Phi_3$	2	PT1-PT4
$\Delta\Phi_4$	2	PT3-PT6

An der Messung eines Ablenkungswinkels können jeweils bis zu vier Driftröhrenwände beteiligt sein. Daraus ergeben sich drei verschiedene Ereignisklassen mit den jeweiligen maximal detektierbaren Impulsen. Als maximal detektierbare Energie wird die Energie bezeichnet, bei der das über alle Ereignisse gemittelte Verhältnis der Ablenkungswinkel und den jeweiligen Fehlern (siehe Abschnitt 3.5.4) gleich 1 wird. Tabelle 3.2 zeigt die drei möglichen Ereignisklassen und die entsprechende maximal detektierbare Energie für echte Ereignisse. Eine grafische Darstellung der maximal detektierbaren Energie findet sich im Anhang.

**Tab. 3.2:** Die verschiedenen Ereignisklassen und ihre maximal detektierbare Energie für echte Ereignisse. Die Spalte *PTs v. Magnet* gibt die Anzahl der an der Rekonstruktion beteiligten Driftröhrenwände vor dem Magnetarm an. Die Spalte *PTs h. Magnet* entspricht der Anzahl der an der Rekonstruktion beteiligten Driftröhrenwände hinter dem Magnetarm.

Ereignisklasse	PTs v. Magnet	PTs h. Magnet	maximal det. Energie [GeV]
doublet	2	2	~1250
mixed	2	1	~190
	1	2	
singlet	1	1	~160

### 3.5.4 Fehler und Alignment

Der Fehler des gemessenen Winkels  $\phi$  ergibt sich aus der durch die Rekonstruktionssoftware gespeicherten Kovarianzmatrix. Der Fehler auf die Messung der Ab-

### 3 Das OPERA-Experiment

lenkung durch einen Magnetarm setzt sich aus den Fehlern der beiden Winkel zusammen.

Als weitere Fehlerquelle wird die Vielfachstreuung innerhalb des Magneten eingerechnet.

$$\sigma_{\Delta\Phi} = \sqrt{\sigma_{\Phi_1}^2 + \sigma_{\Phi_2}^2 + \left(\frac{0,0136}{p}\right)^2 \frac{d}{X_0}}. \quad (3.7)$$

Wobei  $d$  die zurückgelegte Strecke im Eisen und  $X_0 = 0.0176$  m die Strahlungslänge von Eisen ist. Das Alignment trägt auch zum Fehler bei der Impuls- und Ladungsbestimmung bei, da die in der Software gespeicherten Werte für die Position der einzelnen Detektorteile nicht exakt mit der echten Position übereinstimmen. Um diesen Fehler zu minimieren werden die Werte innerhalb der Software korrigiert. Die Korrektur des Alignments berücksichtigt Temperatureffekte sowie Verschiebung und Verkipfung der einzelnen Driftröhrenwände zueinander. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden zur Optimierung des Alignments findet sich in [5]. Der Fehler durch das Alignment wird in Kapitel 6 abgeschätzt und direkt in einen Fehler auf das Myonladungsverhältnis umgerechnet.

# 4 Die OPERA-Software und Monte-Carlo-Simulationen

In diesem Kapitel wird die zur Auswertung dieser Diplomarbeit benutzte Software vorgestellt. Im ersten Abschnitt wird auf die bereits vorhandene Software und Entwicklungsumgebung des OPERA-Experiments eingegangen, dazu gehören auch Monte-Carlo-Simulationen für kosmische Myonen. Neben den Monte-Carlo-Simulationen innerhalb der OPERA-Software gibt es auch die Möglichkeit eigene Monte-Carlo-Simulationen einzubinden. Im zweiten Abschnitt wird eine solche Simulation für kosmische Myonen vorgestellt. Im dritten Abschnitt wird die Entwicklung eigener Software beschrieben.

## 4.1 Die OPERA-Software

Die OPERA-Software beinhaltet viele Programme, in diesem Kapitel soll vor allem auf die für diese Arbeit besonders wichtigen Teile eingegangen werden. Dazu gehören vor allem ROOT<sup>1</sup> und das offizielle OPERA-Softwarepaket OpRelease und dessen Unterprogramme.

### 4.1.1 ROOT

ROOT ist ein auf C++ basierendes, objektorientiertes und auf Datenauswertung spezialisiertes Framework<sup>2</sup>. Es wurde am CERN für die Hochenergiephysik entwickelt und wird bis heute durch eine große Anzahl von Nutzern weiterentwickelt. Mittlerweile wird es auch in Bereichen außerhalb der Teilchenphysik verwendet.

---

<sup>1</sup><http://root.cern.ch/>

<sup>2</sup>engl. für Gerüst

## 4 Die OPERA-Software und Monte-Carlo-Simulationen

Die Vorteile bei der Nutzung von ROOT sind vor allem die einfache grafische Darstellung und Analyse von Daten durch das Vorhandensein vieler grafischer Funktionen und mathematischer Methoden, die somit nicht erst aufwändig programmiert und getestet werden müssen. ROOT stellt außerdem eine Datenstruktur mit dem Namen Tree<sup>3</sup> zur Verfügung. Vereinfacht gesehen setzen sich Trees aus Branches<sup>4</sup> zusammen, die Arrays<sup>5</sup> mit verschiedenen Datentypen, wie zum Beispiel Ganz- und Gleitkommazahlen, sein können. Trees lassen sich sehr einfach, in komprimierter Form abspeichern und können genauso einfach und schnell wieder eingelesen und verarbeitet werden. Der Nutzen dieser Trees wird auch in Abschnitt 4.3 in der Entwicklung eigener Software deutlich.

### 4.1.2 OpRelease

OpRelease ist ein auf C++ und den Klassen von ROOT basierendes Softwarepaket und dient vor allem zur Auswertung von gemessenen und simulierten Daten [28]. Es ist möglich auf die Methoden von ROOT innerhalb von OpRelease zurückzugreifen und andere Programme einzubinden.

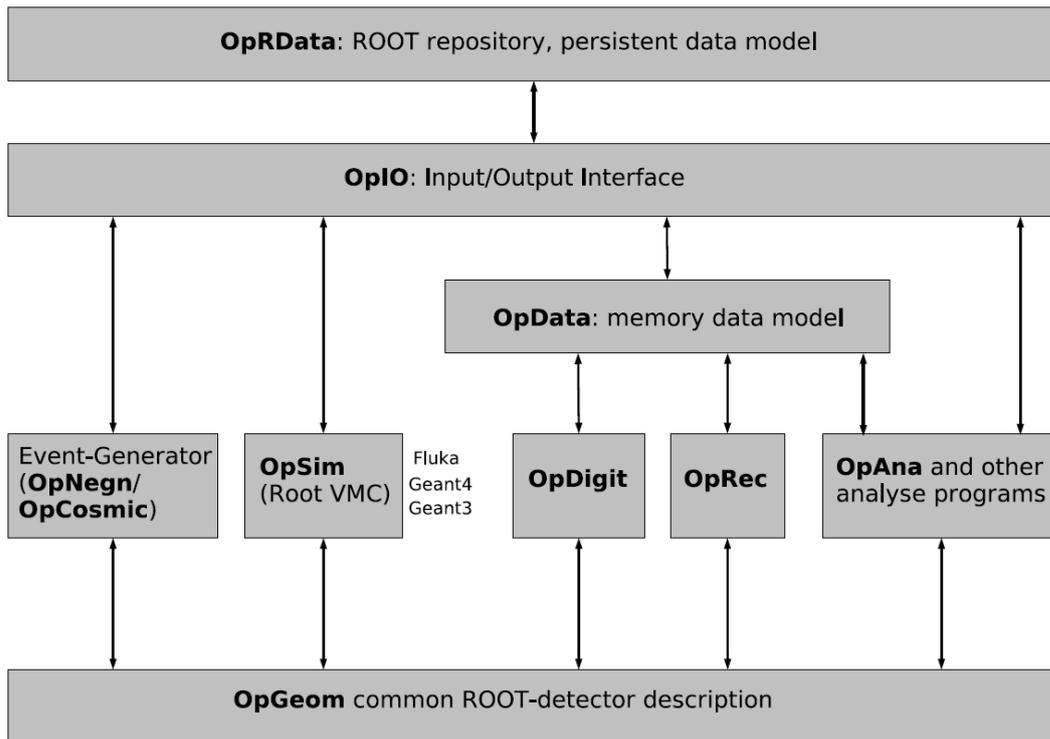
*OpGeom* ist der Teil von OpRelease in der die gesamte Geometrie des Detektors gespeichert ist. Dies umfasst zum einen die räumliche Struktur und die Materialien aus denen jeder einzelne Teil des Detektors besteht, aber auch die Stärke und Polarität des Magnetfelds an jedem Ort. Zusätzlich ist noch die nähere Umgebung des Detektors, wie zum Beispiel die Geometrie der den Detektor beinhaltenden Halle gespeichert. Die Werte von *OpGeom* sind idealisiert und können von der wahren Geometrie des Detektors abweichen, diese Korrekturen werden durch einen anderen Teil der Software, dem später beschriebenen *OpRec*, vorgenommen. Die Daten aus dem OPERA-Experiment sind in dem Format *OpRData* gespeichert und können in dieser Form nicht verändert werden. Um Daten innerhalb von OpRelease verändern zu können müssen diese zunächst über *OpIO* in den Hauptspeicher eingelesen werden. Ist dies geschehen, kann man über die Methoden von *OpData* auf die Daten zugreifen. Dies ist eine Bedingung um sicherzustellen, dass die Daten nicht direkt verändert werden können. Abbildung 4.1 zeigt eine schematische Struktur der OpRelease-Software.

---

<sup>3</sup>engl. für Baum

<sup>4</sup>engl. für Äste

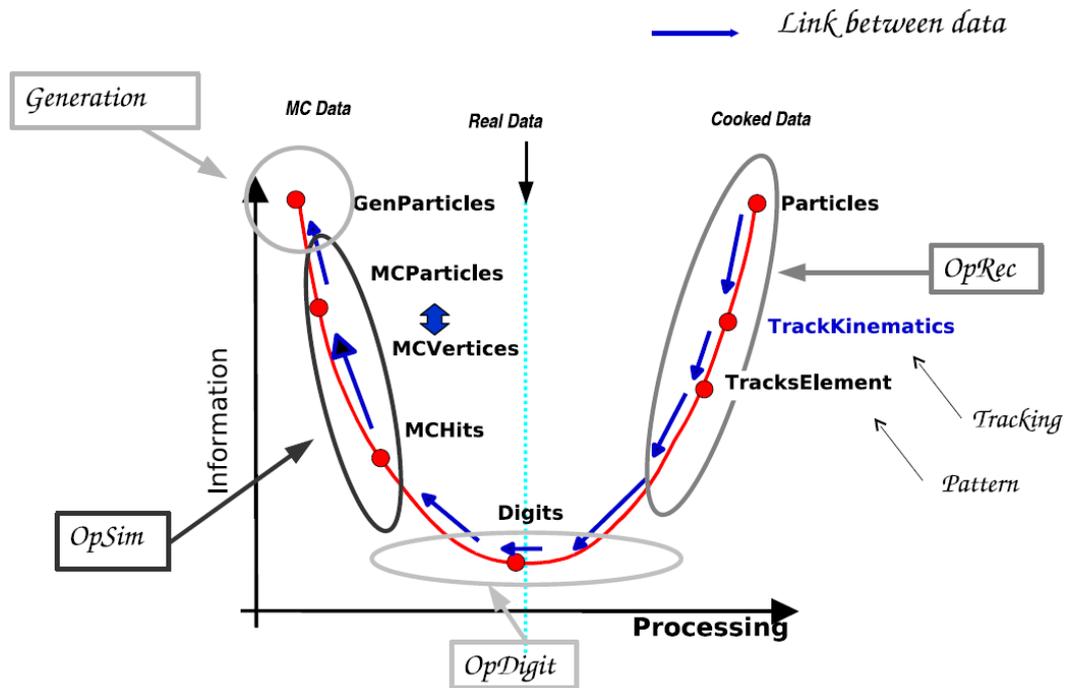
<sup>5</sup>engl. für Datenfelder



**Abb. 4.1:** Schematische Darstellung der Softwarestruktur. (Quelle: [4])

Um gemessene und simulierte Daten möglichst gleich zu behandeln, werden simulierte Daten in die Form von gemessenen Daten umgewandelt. Dazu werden die zu simulierenden Teilchen zunächst mit einem Ereignisgenerator generiert und anschließend mit Hilfe von *OpSim* weiterverarbeitet. *OpSim* greift auf die Geometrie des Detektors zurück und erzeugt für jede Interaktion eines Teilchens mit dem Detektor einen sogenannten Hit<sup>6</sup>. Diese Hits beinhalten mehr und genauere Informationen als das OPERA-Experiment messen kann. Deshalb werden diese Hits durch *OpDigit* mit vielen Detektoreigenschaften, wie zum Beispiel die Orts- und Zeitauflösung sowie der Detektoreffizienz zu Digits verrechnet, um möglichst realistische Daten zu erhalten. Ab diesem Schritt liegen gemessene und simulierte Ereignisse im gleichen Format vor. Die Spurrekonstruktion der einzelnen Ereignisse wird nun über *OpRec* ausgeführt. *OpRec* unterscheidet bei der Rekonstruktion zwischen *ontime*- und *offtime*-Ereignissen, dies sind Ereignisse, die innerhalb beziehungsweise außerhalb des Zeitfensters des CNGS-Strahls liegen. *OpRec* kann außerdem für Daten aus dem Detektor Effekte wie das Alignment berücksichtigen. Für Monte-Carlo-Ereignisse hingegen werden die Startparameter wie Impuls und Ladung des Teilchens in besonderen Listen gespeichert. Abbildung 4.2 stellt diesen

<sup>6</sup>engl. für Treffer



**Abb. 4.2:** Flussdiagramm für reelle und simulierte OPERA-Daten von der Erstellung der Daten bis zur Analyse in der Rekonstruktion. GenParticles, MCParticles usw. sind Datentypen innerhalb der OPERA-Software. (Quelle: [4])

Ablauf grafisch dar. Eine detaillierte Beschreibung von OpRelease, insbesondere im Bezug auf die Spurrekonstruktion des Myon-Spektrometers, findet sich in [4].

### 4.1.3 OpCosmic

Das Paket *OpCosmic* beinhaltet einen Generator für kosmische Myonen und wurde verwendet um einen großen Datensatz an kosmischen Myonen zu generieren. Um Rechenzeit zu sparen, führt es keine volle Simulation über die Erzeugung in der Atmosphäre und die Ausbreitung durch den Felsen durch, sondern erzeugt Ereignisse mit den von MACRO gemessenen Wahrscheinlichkeiten für Impuls und Winkel. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Myon bei der Erzeugung eine positive oder negative Ladung erhält, kann von dem Benutzer gewählt werden. Für diese Arbeit wurde die Wahrscheinlichkeit ein positives Myon zu erzeugen auf 135/235 gesetzt, um ein mittleres Ladungsverhältnis von  $R_\mu = 1,35$  zu erzeugen. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass *OpCosmic* nur Ereignisse mit jeweils einem kosmischen Myon

## 4.2 Vollständige Monte-Carlo-Simulation für kosmische Myonen

simuliert. Im Gegensatz dazu wurde in [26] der Generator OpMult verwendet, der auch Ereignisse mit mehreren Myonen erzeugt. Da die Wahrscheinlichkeit eines solchen Ereignisses bei nur etwa 3% liegt, wurde in dieser Arbeit darauf verzichtet. Obwohl Ereignisse mit einer höheren Anzahl von Myonen allgemein eine höhere Oberflächenenergie haben, liegt der Anteil dieser Ereignisse auch bei für OPERA hohen Oberflächenenergien laut [26] nur bei etwa 6%.

## 4.2 Vollständige Monte-Carlo-Simulation für kosmische Myonen

Da die Formel für den Energieverlust der Myonen im Felsen 2.10 nur im Mittel gilt, wird außerdem eine Monte-Carlo-Simulation benötigt, die die Erzeugung der kosmischen Höhenstrahlung und die Ausbreitung der Myonen durch den Felsen beschreibt. Für diese Arbeit werden die Ergebnisse der in [26] beschriebenen Simulation genutzt. Diese Simulation basiert auf einem FLUKA-Code und braucht aufgrund der Komplexität deutlich mehr Rechenzeit als das auf OpCosmic basierende Monte-Carlo. Aus dieser Simulation wurde eine Funktion erzeugt, die aus der Felsdicke und dem Impuls des Myons im Detektor eine Oberflächenenergie errechnet. Eine genaue Beschreibung der Simulation findet sich in [26].

## 4.3 Entwicklung eigener Software

Auf Basis der OPERA-Software wurde für die Analyse dieser Arbeit eigene Software entwickelt. Dazu gehört ein sogenanntes MyAna-Programm, das innerhalb der OpRelease-Umgebung geschrieben wurde und mit dem alle für die Analyse benötigten Daten der zu untersuchenden Ereignisse ausgewählt und in Trees gespeichert wurden. Außerdem wurden Skripte geschrieben, die direkt in ROOT ausgeführt werden können und auf die Trees zurückgreifen. Dies hat vor allem den Vorteil, dass nicht alle Ereignisse des OPERA-Experiments und alle Informationen für jeden einzelnen Schritt der Analyse neu eingelesen werden müssen.

### 4.3.1 MyAna-Programm

Das MyAna-Programm ist ein Grundgerüst für ein Programm innerhalb der OpRelease-Umgebung und kann für viele verschiedene Zwecke verwendet werden. Es basiert auf OpAlgo und durchläuft drei Phasen. In der Initialisierungsphase lädt es für jedes Ereignis eines Datenpakets ausgewählte Listen, wie zum Beispiel die Hit- und Digit-Liste der Driftröhren, in den Hauptspeicher. Daten aus dem OPERA-Experiment sind in sogenannten Extractions<sup>7</sup> gespeichert, dies sind Datenpakete über jeweils zwölf Stunden Messzeit. Bei Monte-Carlo-Ereignissen ist die Größe der Pakete wählbar. In der Ausführungsphase können diese Informationen mit den durch ROOT und C++ vorgegebenen Möglichkeiten bearbeitet werden und schon gewisse Schritte der Analyse durchlaufen. Zunächst wurden alle Ereignisse, die innerhalb des Zeitfensters des CNGS-Strahls lagen, aussortiert und nicht weiter bearbeitet. Weitere wichtige Schritte der Analyse im MyAna-Programm sind die Untersuchung, wieviele Driftröhrenwände an einer Winkelmessung beteiligt waren, durch diese Information können die Daten in *singlet* (2 Driftröhrenwände), *mixed* (3 Driftröhrenwände) oder *doublet* (4 Driftröhrenwände) eingeteilt werden. Es wurden zu jedem Ereignis die Winkel, Impulskomponenten und Steigungen der Teilchenspür aus den RPC- und den Driftröhren-Informationen ermittelt. Außerdem wurde ein Programm eingebunden, das die gemessenen Steigungen der Myonspur mit den Ergebnissen aus dem MACRO-Experiment verknüpft und daraus die Länge der von den Myonen durchquerten Strecke im Felsen errechnet. In der Abschlussphase werden alle gesammelten Daten und Informationen in Trees gespeichert.

### 4.3.2 ROOT-Skripte

Mit Hilfe von ROOT-Skripten können Trees einfach eingelesen werden, um sämtliche Information, die durch das MyAna-Programm oder andere ROOT-Skripte abgespeichert wurden, wieder in den Hauptspeicher zu laden. Auf diese Art dauert das Einlesen und Bearbeiten der Daten nur wenige Sekunden, während das Aufrufen aller Informationen über die OPERA-Datenpakete mehrere Stunden dauern würde. Die Skripte wurden vor allem dazu genutzt, Histogramme zu erstellen und verschiedene Messgrößen und deren Abhängigkeiten darzustellen. Es können die Ereignisse auf verschiedene Arten sortiert beziehungsweise aussortiert werden, zum Beispiel

---

<sup>7</sup>engl. für Extrakt

### 4.3 *Entwicklung eigener Software*

zur Untersuchung bestimmter Zeiträume, Impulsintervalle, Detektorteile und Winkelbereiche. Auch das Einlesen, Erstellen und Vergleichen von Listen mit speziellen Ereignissen, um unterschiedliche Alignments zu vergleichen, ist Dank der Skripte möglich.

## 5 Monte-Carlo-Studien

Monte-Carlo-Simulationen sind ein wichtiges Werkzeug um Fehler in der Analyse zu finden, sie zu minimieren und gleichzeitig eine möglichst hohe Effizienz zu erreichen. Außerdem liefern die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulation die benötigten Informationen zur Korrektur des Ladungsverhältnisses.

In diesem Kapitel wird eine ausführliche Untersuchung der Rekonstruktionssoftware des Myonspektrometers anhand des in 4.1.3 beschriebenen Monte-Carlo vorgenommen. Dazu wurde ein Datensatz kosmischer Myonen generiert, digitalisiert und mittels OpRec rekonstruiert.

In Abschnitt 5.1 werden die Grundlagen der Datenanalyse beschrieben. Es werden zunächst grundlegende Anforderungen an die Ereignisse gestellt, ohne die eine Analyse durch das Myonspektrometer unmöglich ist. Die verbleibenden Ereignisse werden nach ihrer Energieauflösung klassifiziert und getrennt untersucht.

An den Ereignissen werden verschiedene Strategien überlegt und anschließend Cuts<sup>1</sup> durchgeführt um Ereignisse, bei denen eine Fehlerkennung der Ladung erfolgte, von der Untersuchung des Ladungsverhältnisses auszuschließen. Alle Aspekte zur Datenreduktion sind in Abschnitt 5.2 zusammengefasst.

Abschnitt 5.3 beschäftigt sich mit der Auswertung des Myon-Ladungsverhältnis nach der Anwendung der Cuts. Da ohne einen sehr hohen Anteil der Ereignisse auszuschließen eine Fehlerkennung der Ladung selbst unter Verwendung idealer Cuts nicht vollständig vermeidbar ist, wird in 5.3.3 eine Methode vorgestellt mit der das Ladungsverhältnis mit Hilfe der bekannten Fehlerkennung korrigiert werden kann.

In Abschnitt 5.4 wird eine Gewichtung eingeführt die eine von den bisherigen Strategien unabhängige Analyse der Daten ermöglicht.

---

<sup>1</sup>engl. für: Schnitte

## 5.1 Datenanalyse

Der verwendete Datensatz wurde aus 4 Millionen generierten Myonen erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon mit einer positiven Ladung erzeugt wurde, lag bei 135/235 und war für alle Impulse und Winkel gleich. Die Impulse und Winkel wurden mit den für das Experiment erwarteten Wahrscheinlichkeiten generiert. Die weitere Auswertung wird auf die Ereignisse beschränkt, bei denen mindestens ein Ablenkwinkel  $\Delta\Phi$  vorliegt um eine Ladungs- und Impulsbestimmung zu ermöglichen. Zusätzlich wird das Vorhandensein einer 3D-Spur durch die Rekonstruktions-Software gefordert. Der so verbleibende Datensatz umfasst 360067 Ereignisse. Das wahre Ladungsverhältnis des Datensatzes wurde aus den Startparameter ermittelt und liegt bei  $R_{\mu,MC} = 1,3548$ , das durch die Rekonstruktion ermittelte Ladungsverhältnis beträgt  $\hat{R}_{\mu,Reko} = 1,2686$ . Eine Aufteilung in die verschiedenen Ereignisklassen *singlet* (nur Treffer in je einer der zwei Driftröhrenwände vor und hinter dem Magnetarm), *mixed* (Treffer in genau drei der vier Driftröhrenwände) und *doublet* (Treffer in allen vier Driftröhrenwänden) erlaubt eine Untersuchung bei verschiedenen Energieauflösungen. Die Anzahl der Ereignisse in den jeweiligen Klassen lässt sich Tabelle 5.1 entnehmen.

Die folgenden Strategien zur Erhöhung der Datenqualität wurden in [26] vorgeschlagen und werden in dieser Arbeit mit einer neueren Software wiederholt.

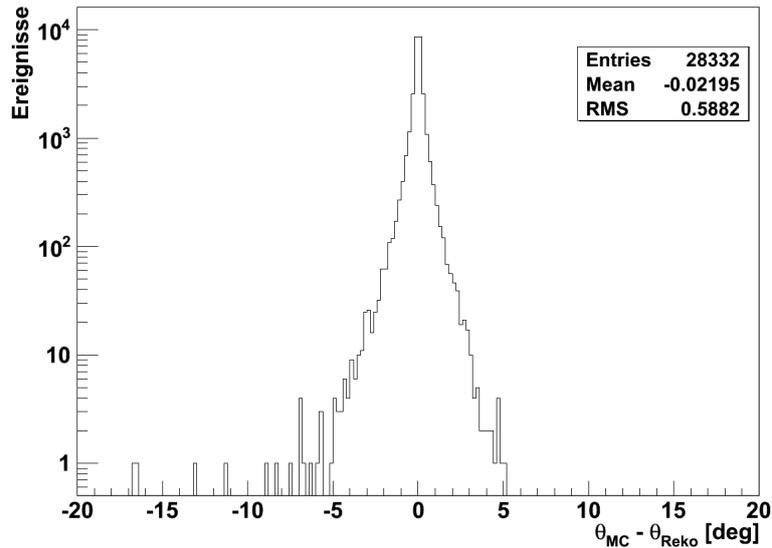
**Tab. 5.1:** Anteil der verschiedenen Ereignisklassen im Monte-Carlo-Datensatz. Die 55 Ereignisse, die nicht klassifiziert werden konnten, sind vernachlässigbar.

Ereignisklasse	Anzahl	Häufigkeit [%]
singlet	30809	8,56
mixed	133797	37,16
doublet	195406	54,27
keine Information	55	0,02

Da bei den verwendeten Monte-Carlo-Ereignissen alle Startparameter bekannt sind, lassen sich sowohl die Impuls- als auch Winkelauflösung durch die Rekonstruktion untersuchen. Da das Einlesen der Startparameter durch die Opera-Software sehr zeitintensiv ist, wurde diese Untersuchung nur mit einem Teil des Datensatzes mit etwa 60000 Ereignissen ausgeführt. In Abbildung 5.1 ist die Differenz des wahren Zenitwinkels aus den Monte-Carlo-Parametern  $\theta_{MC}$  und des gemessenen Zenitwinkels aus der Rekonstruktion  $\theta_{Reko}$  dargestellt. Der quadratische Mittelwert der

## 5 Monte-Carlo-Studien

Verteilung liegt bei  $0,59^\circ$ . Abbildung 5.2 zeigt die Differenz der Azimutalwinkel  $\Phi_{MC}$  und  $\Phi_{Reko}$ , der quadratische Mittelwert dieser Verteilung beträgt  $1,15^\circ$ . Diese Werte sind vergleichbar mit den in [26] für die Winkelauflösung angegebenen Werten.

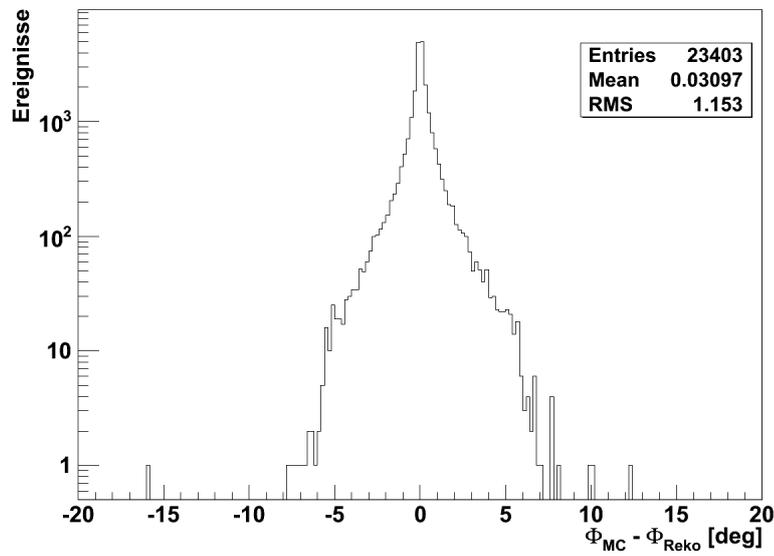


**Abb. 5.1:** Die Differenz des Zenitwinkels  $\theta$  aus den Monte-Carlo-Parametern und der Rekonstruktion.

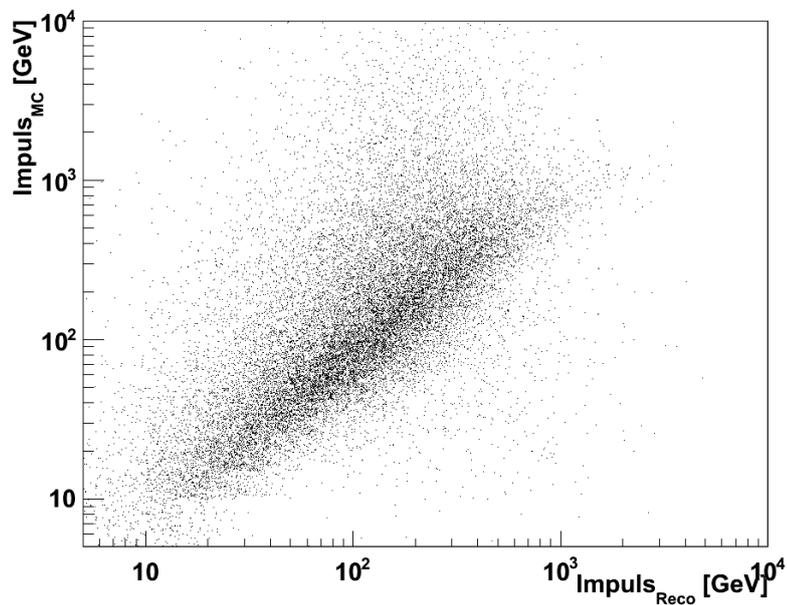
Abbildung 5.3 zeigt den als Startparameter des Monte-Carlo gewählten Impuls in Abhängigkeit des rekonstruierten Impulses. Bei hohen Impulsen als Startparameter werden die Ereignisse vermehrt mit niedrigem Impuls rekonstruiert. Ein Grund dafür, ist die schlechtere Impulsauflösung bei hohen Energien. Außerdem betrifft der Deflection-Cut Ereignisse mit hohen rekonstruierten Impulsen.

## 5.2 Datenreduktion

Dass es bei der Rekonstruktion zu erheblichen Fehlern kommt, kann man dem Unterschied zwischen dem ursprünglich simulierten Ladungsverhältnis  $R_\mu$  und dem daraus rekonstruierten Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  entnehmen. Diese Fehler führen dazu, dass das gemessene Verhältnis positiver und negativer Myonen gegen eins geht. In



**Abb. 5.2:** Die Differenz des Azimutalwinkels  $\Phi$  aus den Monte-Carlo-Parametern und der Rekonstruktion.

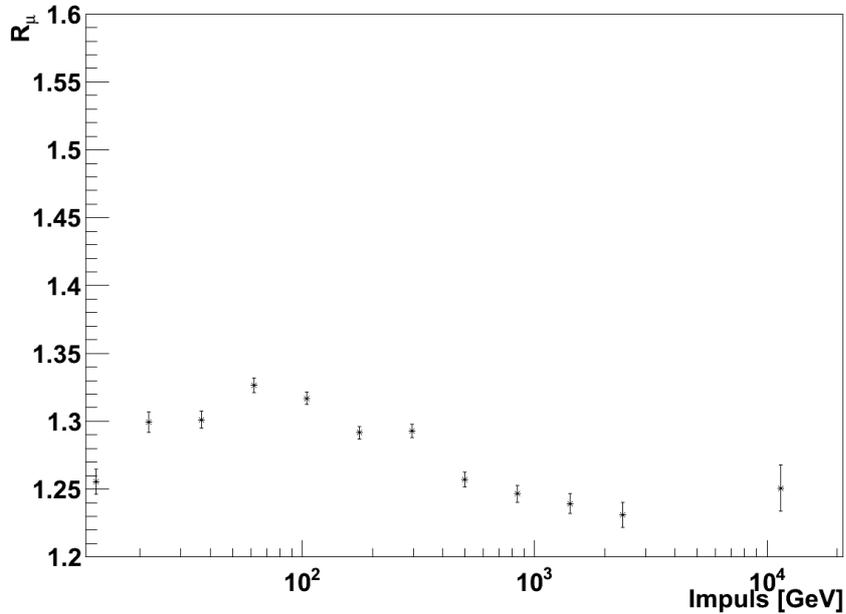


**Abb. 5.3:** Darstellung des ursprünglichen, generierten Impulses in Abhängigkeit des von der Software rekonstruierten Impulses.

Abbildung 5.4) ist das Ladungsverhältnis gegenüber der Energie aufgetragen, die

## 5 Monte-Carlo-Studien

Fehlidentifikation führt dazu, dass das Ladungsverhältnis unter dem simulierten Verhältnis liegt. Für Impulse unter 10 GeV beziehungsweise über 400 GeV sinkt das Ladungsverhältnis auf 1.25.

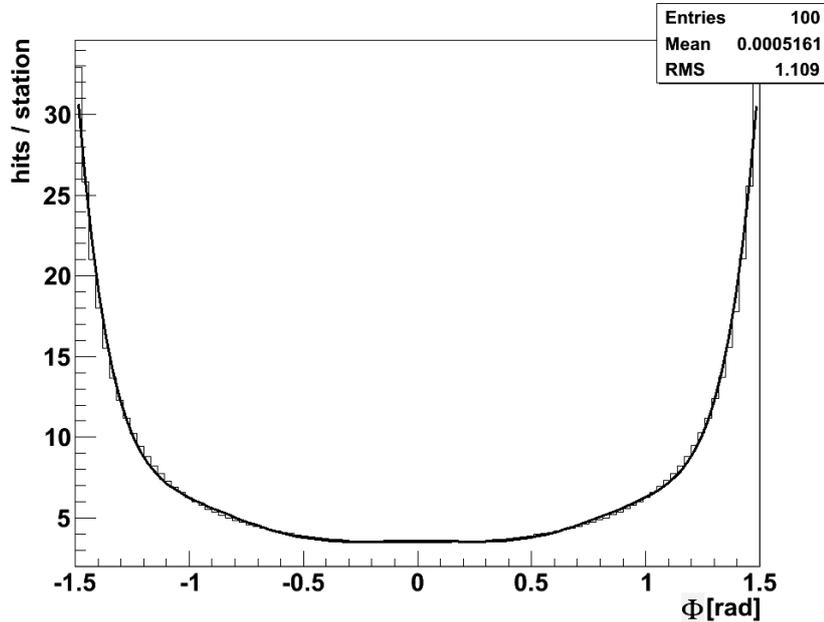


**Abb. 5.4:** Das rekonstruierte Myon-Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  des gesamten Datensatzes in Abhängigkeit des Impulses. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler.

Besonders störend bei der Rekonstruktion der Teilchenspur sind zusätzliche Treffer in den Driftröhren, die durch Sekundärteilchen wie zum Beispiel  $\delta$ -Elektronen (dies sind Elektronen, die von hochrelativistischen Teilchen durch direkte Stöße aus den Atomen gelöst werden) und Schauer ausgelöst werden. Es ist daher sinnvoll, Ereignisse anhand der, an der Rekonstruktion beteiligten Driftröhrentreffer zu unterscheiden. Dieses Verfahren wird als Clean<sup>2</sup>-Cut bezeichnet.

Eine Abschätzung der getroffenen Driftröhren in Abhängigkeit des Winkels  $\Phi$  ist direkt über die Geometrie des Detektors möglich. Es wurde eine Vielzahl von Geraden mit zufälligen Werten für  $d$  und  $\phi$  erzeugt und überprüft wieviele Driftröhren geschnitten wurden. Die simulierte Verteilung  $M$ , die die Anzahl aller geschnittenen Driftröhren wiedergibt, wird durch ein Polynom sechsten Grades  $M(\Phi)$  approximiert. In Abbildung 5.5 ist diese Abhängigkeit für eine Driftröhrenwand zu sehen. Da die Monte-Carlo-Simulation unabhängig vom Alignment ist, kann die Verteilung für alle Driftröhrenwände übernommen werden.

<sup>2</sup>engl. für: sauber bzw. rein



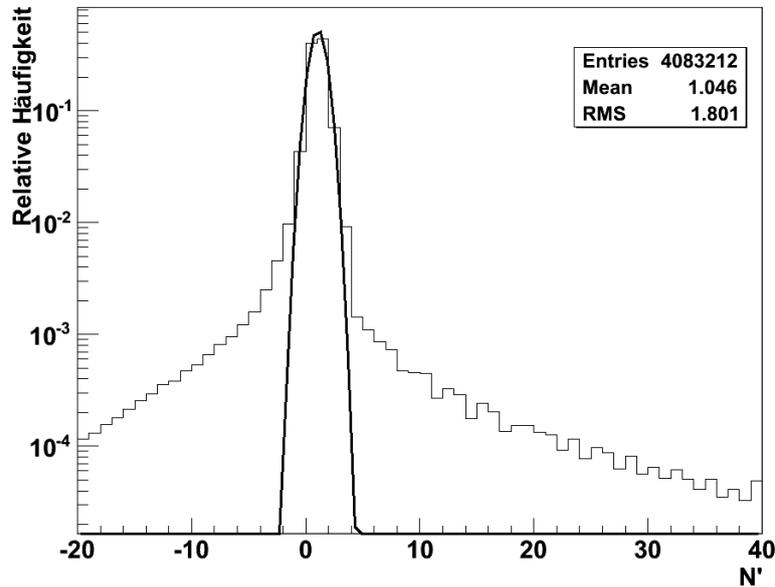
**Abb. 5.5:** Anzahl der ausgelösten Driftröhren in einer Driftröhrenwand in Abhängigkeit des Winkels  $\Phi$ . Die Verteilung wird durch ein Polynom sechsten Grades  $M(\Phi)$  angenähert.

Die entsprechende Verteilung der rekonstruierten Monte-Carlo-Ereignisse  $N$  wird mit  $M$  neu skaliert zu  $N'(\Phi) = N - M(\Phi)$ .  $N'(\Phi)$  wird durch eine Gauß-Verteilung angenähert. Alle Ereignisse bei denen in mindestens einer Driftröhrenwand mehr als  $N'(\Phi) + 3\sigma$  Treffer vorliegen, werden durch den Clean-Cut von der weiteren Auswertung ausgeschlossen (siehe Abbildung 5.6).

Es hat sich gezeigt, dass der Clean-Cut bei Ereignissen mit einem großen Ablenkwinkel  $\Delta\Phi$  nicht ausreichend gut funktioniert, deshalb werden außerdem alle Events mit einem  $\Delta\Phi < 100$  mrad ausgeschlossen. Dies betrifft hauptsächlich Ereignisse mit Impulsen von  $p_\mu \lesssim 5$  GeV/c.

Eine weitere Quelle für Fehler in der Spurrekonstruktion ist die begrenzte Impulsauflösung des Detektors. Da der Impuls direkt über den Ablenkwinkel  $\Delta\Phi$  bestimmt wird, kann die Untersuchung über den Ablenkwinkel und dessen Fehler (siehe Gleichung 3.7) durchgeführt werden. Dazu wird das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von  $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi}$  betrachtet (siehe Abbildung 5.7).

Es ist ersichtlich, dass ein kleiner Wert des relativen Fehlers  $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi} \lesssim 3$  zu einer



**Abb. 5.6:** Mit  $M(\Phi)$  neu skalierte Verteilung der erzeugten Treffer pro Driftröhrenwand  $N'(\Phi) = N - M(\Phi)$ .  $N'(\Phi)$  wird anschließend durch eine Gauß-Verteilung angenähert, deren Standardabweichung  $\sigma$  für den Clean-Cut benutzt wird.

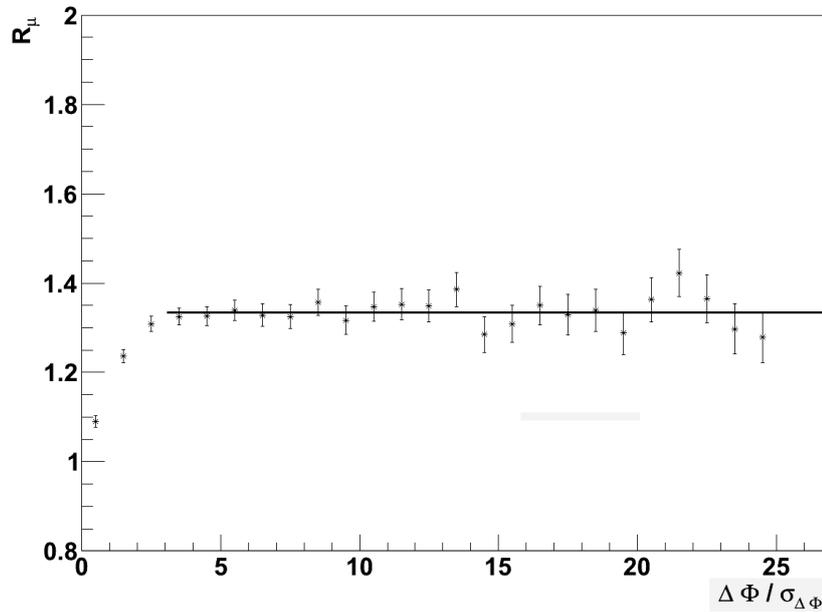
hohen Fehlerkennung führt und somit das Ladungsverhältnis verringert. Es werden alle Werte mit entsprechend großen Fehlern aussortiert. Dieses Verfahren wird im Folgenden als Deflection<sup>3</sup>-Cut bezeichnet.

Da der Betrag des Ablenkwinkels mit größer werdendem Impuls kleiner wird, die Winkelauflösung aber konstant, betrifft der Deflection-Cut vor allem Ereignisse mit hohen Impulsen. Abbildung 5.8 veranschaulicht den Einfluss des Deflection-Cuts auf die Daten. Zusätzlich ist im Anhang für echte Daten dargestellt, wie der Deflection-Cut die Daten beeinflusst.

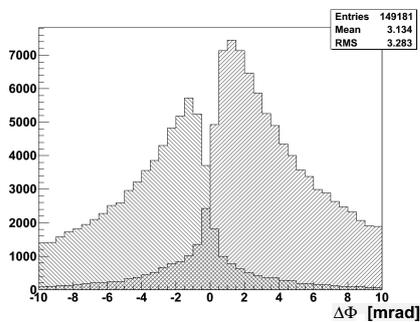
## 5.3 Auswertung

Nach Anwendung aller Cuts kann nun mit der Auswertung des Datensatzes begonnen werden. Zunächst wird das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit des

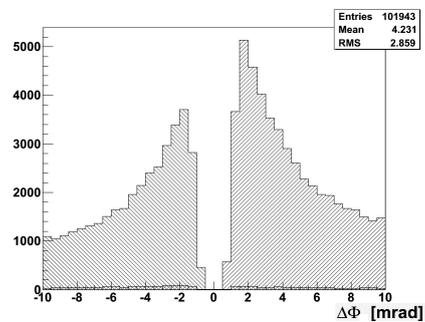
<sup>3</sup>engl. für: Ablenkung



**Abb. 5.7:** Abhängigkeit des Ladungsverhältnisses von dem Kehrwert des relativen Fehler des Ablenkwinkels  $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi}$ . Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler.



(a) Ohne Deflection-Cut



(b) Mit Deflection-Cut

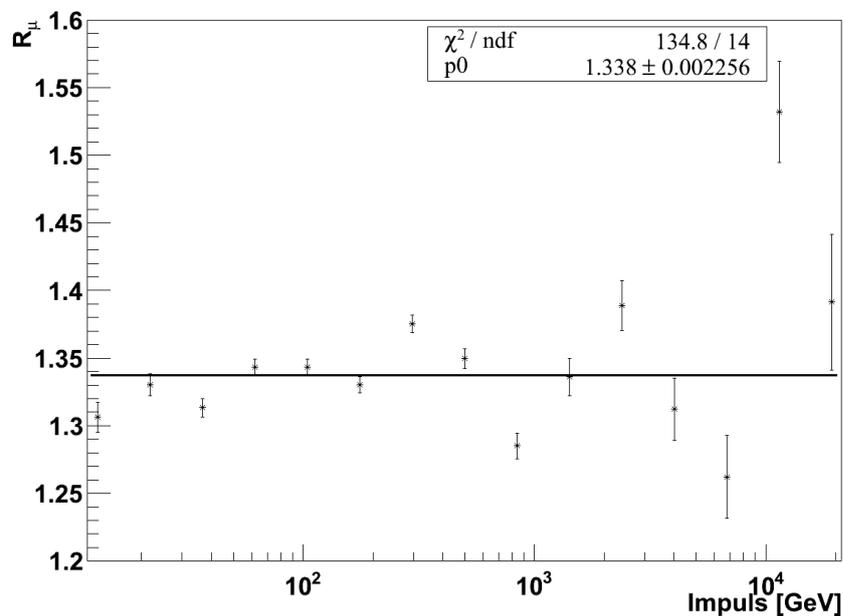
**Abb. 5.8:** In (a) sind jeweils die Verteilungen der positiv und der negativ geladenen Myonen in Abhängigkeit des Ablenkwinkels zu sehen. Diese Information wurde aus den Startparametern des Monte-Carlo abgerufen. Die x-Achse zeigt den rekonstruierten Ablenkwinkel. Die Fläche in der sich beide Verteilungen überlappen zeigt die Verteilung der Myonen mit falsch identifizierter Ladung. Abbildung (b) zeigt die gleichen Verteilungen nach Anwendung des Deflection-Cuts. Neben der verringerten Fehlidentifikation ist auch der Verlust der meisten Ereignisse mit kleinen Ablenkwinkeln beziehungsweise hohen Impulsen zu erkennen.

## 5 Monte-Carlo-Studien

Impulses für den Datensatz bestimmt. Da es trotz der Cuts noch einen gewissen Anteil an falsch bestimmten Ladungen gibt, wird dieser Anteil bestimmt und im Anschluss dazu verwendet das Ladungsverhältnis zu korrigieren.

### 5.3.1 Das Myon-Ladungsverhältnis

In Abbildung 5.9 ist das Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit des rekonstruierten Gesamtimpulses des Myons nach Anwendung der Cuts dargestellt. Der Vergleich mit dem Ladungsverhältnis ohne Cuts (siehe Abbildung 5.4) zeigt, dass das Verhältnis durch die Cuts deutlich konstanter wird, obwohl der statistische Fehler weitaus höher ist. Das Verhältnis wird durch eine konstante Funktion angenähert und für das rekonstruierte Ladungsverhältnis ergibt sich  $\hat{R}_\mu = 1,338 \pm 0,002$ . Das ursprünglich generierte Verhältnis von  $R_\mu = 1,3548$  liegt außerhalb dieses Bereichs.

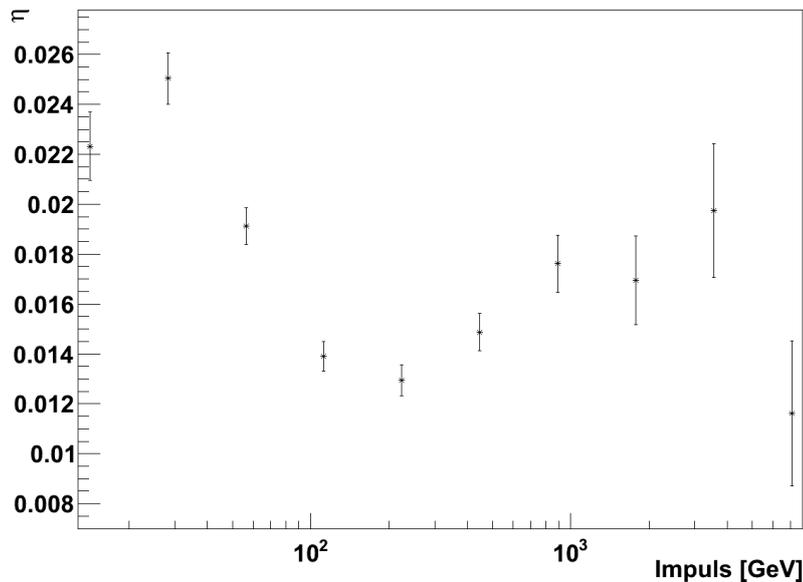


**Abb. 5.9:** Das Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  nach Anwendung der Cuts in Abhängigkeit des Impulses. Die Fehlerbalken zeigen den statistischen Fehler.

### 5.3.2 Die Fehlidentifikation

Da auch die generierte Ladung der Ereignisse bekannt ist, kann die Fehlidentifikation für den Datensatz genau bestimmt werden. Die Fehlidentifikation bezeichnet das Verhältnis der falsch erkannten Ladungen zu der Anzahl der insgesamt rekonstruierten Ladungen.

Abbildung 5.10 zeigt  $\eta$  in Abhängigkeit des Impulses. Mit Hilfe von  $\eta$  lässt sich nun das im Detektor gemessene Ladungsverhältnis  $\hat{R}$  entsprechend korrigieren. Dies wird im folgenden Abschnitt vorgestellt. Für Monte-Carlo-Ereignisse ist die Fehlidentifikation für positive und negative Myonen gleichgroß.



**Abb. 5.10:** Die Fehlidentifikation  $\eta$  nach Anwendung der Cuts in Abhängigkeit des Impulses.

### 5.3.3 Das korrigierte Ladungsverhältnis

Um das Ladungsverhältnis zu korrigieren wird eine Mischungsmatrix  $\mathbf{H}$  definiert, mit der sich das gemessene Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit vom wahren

## 5 Monte-Carlo-Studien

Ladungsverhältnis  $R_\mu$  und der Fehlidentifikation  $\eta$  darstellen lässt. Eine Umkehrung der Prozedur liefert eine Methode mit der sich das gemessene Ladungsverhältnis mit Hilfe von  $\eta$  und der invertierten Mischungsmatrix  $\mathbf{H}^{-1}$  korrigieren lässt.

Die wahre Anzahl für die positiven und negativen Myonen ist gegeben durch:

$$\begin{aligned}M_\mu^+ &= m^{++} + m^{+-} \\M_\mu^- &= m^{--} + m^{-+}\end{aligned}$$

wobei  $m^{ij}$  die Anzahl der Myonen bezeichnet, deren generierte Ladung  $i$  und deren rekonstruierte Ladung  $j$  entspricht.

Die Anzahl der positiv beziehungsweise negativ rekonstruierten Myonen ist nun:

$$\begin{aligned}\hat{M}_\mu^+ &= m^{++} + m^{-+} \\ \hat{M}_\mu^- &= m^{--} + m^{+-}\end{aligned}$$

Die Fehlidentifikation  $\eta$  lässt sich dann schreiben als:

$$\begin{aligned}\eta^{+-} &= \frac{m^{+-}}{M_\mu^+} \\ \eta^{-+} &= \frac{m^{-+}}{M_\mu^-}\end{aligned}\tag{5.1}$$

Betrachtet man  $\mathbf{M}$  und  $\hat{\mathbf{M}}$  als Vektoren, gilt die Beziehung

$$\hat{\mathbf{M}} = \mathbf{H}\mathbf{M}$$

mit der Mischungsmatrix

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 1 - \eta^{+-} & \eta^{-+} \\ \eta^{+-} & 1 - \eta^{-+} \end{pmatrix}.\tag{5.2}$$

Mit der invertierten Matrix von  $\mathbf{H}$

$$\mathbf{H}^{-1} = \frac{1}{1 - \eta^{+-} - \eta^{-+}} \begin{pmatrix} 1 - \eta^{-+} & -\eta^{-+} \\ -\eta^{+-} & 1 - \eta^{+-} \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

lässt sich  $\mathbf{M}$  aus  $\hat{\mathbf{M}}$  berechnen

$$\mathbf{M} = \mathbf{H}^{-1} \hat{\mathbf{M}}.$$

Aus der Untersuchung der Monte-Carlo-Ereignisse ergibt sich  $\eta^{-+} = \eta^{+-}$ . Diese Annahme konnte später auch mit echten Ereignissen bestätigt werden (siehe 7.5).

Für das korrigierte Ladungsverhältnis gilt

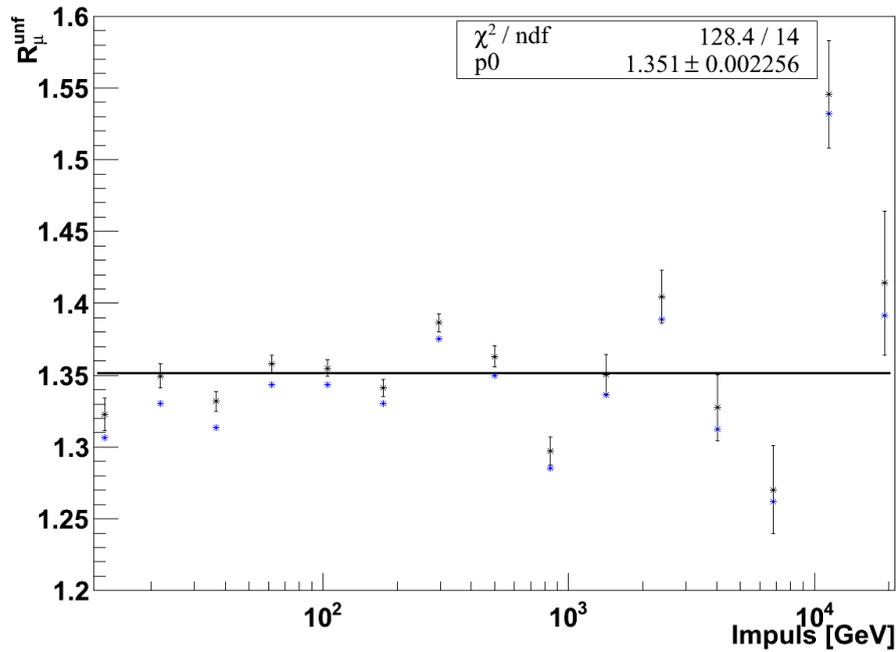
$$R_{\mu} = \frac{(1 - \eta)\hat{R} - \eta}{-\eta\hat{R} + (1 - \eta)} \quad (5.4)$$

mit  $\hat{R} = \hat{M}^{+} / \hat{M}^{-}$ .

Der Fehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung:

$$\delta R_{\mu} = \frac{\sqrt{(1 - 2\eta)^2 (\delta\hat{R})^2 + (\hat{R}^2 - 1)(\delta\eta)^2}}{[\eta\hat{R} - (1 - \eta)]^2} \quad (5.5)$$

Abbildung 5.11 zeigt das Myon-Ladungsverhältnis vor und nach der Anwendung dieser Methode. Der Fit an das entfaltete Verhältnis  $R_{\mu}^{unf}$  liegt mit  $1,351 \pm 0,002$  deutlich näher an dem simulierten Verhältnis von  $R_{\mu} = 1,3548$  als der Fit an das nicht entfaltete Verhältnis  $\hat{R}_{\mu}$  mit  $1,338 \pm 0,002$ .



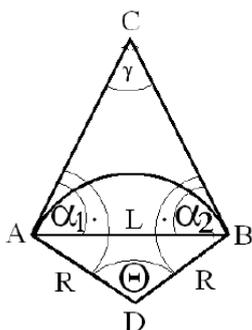
**Abb. 5.11:** Das Ladungsverhältnis vor und nach der Entfaltung mit der in 5.3.3 vorgestellten Methode. Die blauen Datenpunkte zeigen das Verhältnis vor der Entfaltung. Das entfaltete Ladungsverhältnis wurde durch eine konstante Funktion angenähert.

## 5.4 Gewichtung über Winkelmethode

Eine andere Möglichkeit Fehler in der Rekonstruktion zu erkennen wurde als Winkelmethode in [22] vorgestellt.

Dazu wird angenommen, dass die Myonspur innerhalb eines Magnetarms auf einer Kreisbahn verläuft. Die Schnittpunkte des Kreises mit den Driftröhrenwänden bilden die Punkte A und B (siehe Abbildung 5.12).

Dadurch wird zusätzlich zu den Winkeln  $\Phi$  auch die Spurvariable  $d_0$  berücksichtigt. Mit Hilfe der durch die Driftröhrenwände bestimmten Winkel  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  und der z-Achse lässt sich an den Punkten A und B jeweils eine Gerade bilden, die im Idealfall eine Tangente zu der Kreisbahn bilden. Der Schnittpunkt der Geraden bildet den Punkt C. Über CAB beziehungsweise ABC werden nun zwei Winkel,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  definiert, die ohne Energieverlust und unter Annahme einer perfekten Rekonstruktion gleichgroß sind. Für rekonstruierte Ereignisse kann aus der Differenz von  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  ein Maß gebildet werden, das angibt wie gut die Rekonstruktion funktioniert hat. Dazu wurde die Verteilung  $\frac{2(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_1 + \alpha_2)}$  für



**Abb. 5.12:** Schematische Darstellung zur Ermittlung der Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  auf denen die Winkelmethode basiert. Die Punkte A und B bilden die Schnittpunkte der Driftröhrenwände mit der angenommenen Kreisbahn des Teilchens im Magnetfeld. R ist der Radius und D der Mittelpunkt der Kreisbahn. Der Punkt C ergibt sich aus der Winkelmessung mit Hilfe Driftröhren. (Quelle [22])

die Ereignisse einer Monte-Carlo-Simulation mit Energien von 20 GeV gebildet und mittels einer Breit-Wigner-Verteilung angenähert. Damit lässt sich eine Funktion bilden, die, je nachdem wie weit das Verhältnis  $\frac{2(\alpha_1 - \alpha_2)}{(\alpha_1 + \alpha_2)}$  einer einzelnen Messung vom Peak der Verteilung entfernt ist, der Messung eine Gewichtung zuweist. Diese Gewichtung gibt an mit welcher Wahrscheinlichkeit die Ladung richtig identifiziert wurde. Eine ausführliche Beschreibung der Methode findet sich in [22].

Diese Methode bietet nicht nur eine von den bisherigen Cuts unabhängige Analyse, sondern ermöglicht außerdem eine Untersuchung der Fehlidentifikationen  $\eta^+$  und  $\eta^-$  für gemessene Daten.

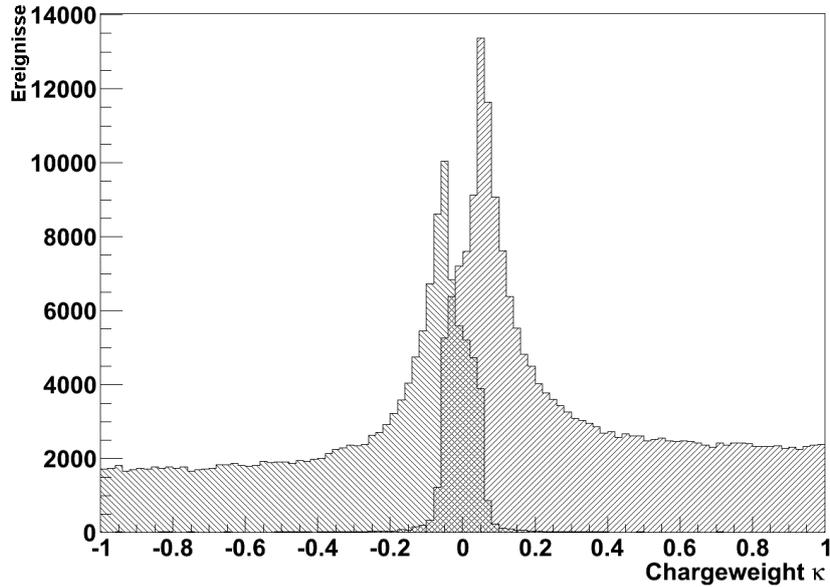
Hierfür wird der Datensatz ohne die oben angeführten Cuts erneut untersucht, eine Abhängigkeit der Gewichtung vom Impuls wird zunächst vernachlässigt.

Das Produkt aus Gewichtungsfaktor und der rekonstruierten Ladung, im folgenden Chargeweight<sup>4</sup>  $\kappa$ , wird für jeweils alle Myonen mit positiver und negativer Ladung betrachtet (siehe Abbildung 5.13). Da die Fehlidentifikation für  $|\kappa| > 0,1$  klein wird, führen wir den Chargeweight-Cut ein, und analysieren nur noch Ereignisse bei denen  $|\kappa| > 0,1$  gilt.

Abbildung 5.14 zeigt die Einflüsse der in 5.2 vorgeschlagenen Cuts auf den Datensatz. Es ist zu erkennen, dass der Chargeweight-Cut sich nicht vollständig durch die anderen Cuts reproduzieren lässt und somit eine neue Möglichkeit bietet die Ereignisse zu untersuchen.

<sup>4</sup>engl. für Ladungsgewichtung

## 5 Monte-Carlo-Studien



**Abb. 5.13:** Verteilungen der positiv und der negativ geladenen Myonen in Abhängigkeit des Chargeweights. Die Fläche in der sich beide Verteilungen überlappen zeigt die Verteilung der Myonen mit falsch identifizierter Ladung.

Mit der Einführung des Chargeweights lässt sich Gleichung 5.4 ausführlich schreiben als:

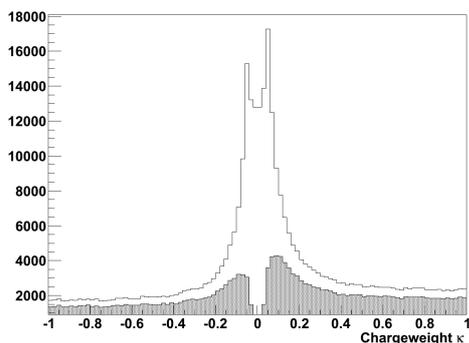
$$R_{\mu} = \frac{\sum_{\mu^{+}} \kappa(1 - \eta^{+-}) - \sum_{\mu^{-}} \kappa\eta^{-+}}{\sum_{\mu^{-}} \kappa(1 - \eta^{-+}) - \sum_{\mu^{+}} \kappa\eta^{+-}} \quad (5.6)$$

Unter der Annahme, dass  $\eta^{+-}$  und  $\eta^{-+}$  klein und gleich groß sind und eine Fehlidentifikation hauptsächlich bei kleinen  $\kappa$  auftritt, ergibt sich die Näherung:

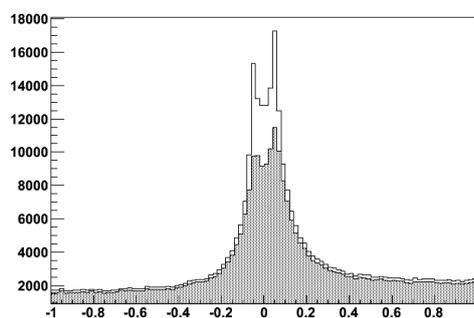
$$R_{\mu} \approx \frac{\sum_{\mu^{+}} \kappa}{\sum_{\mu^{-}} \kappa} . \quad (5.7)$$

Abbildung 5.15 zeigt die Fehlidentifikation für alle Ereignisse mit einem Chargeweight  $|\kappa| > 0,1$ . Für Impulse bis etwa 1000 GeV ist sie kleiner als die

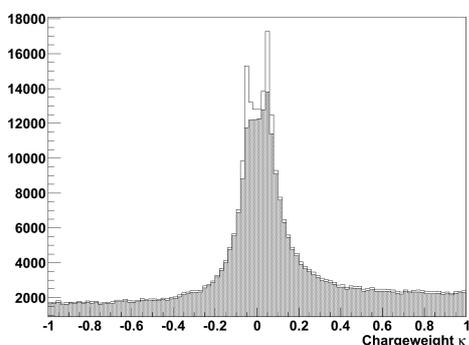
## 5.4 Gewichtung über Winkelmethode



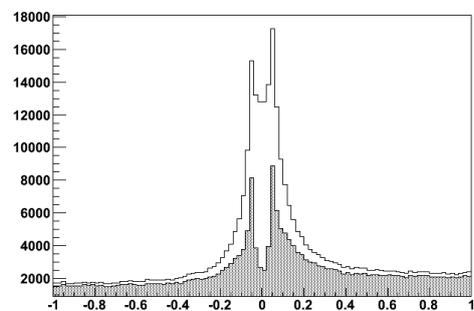
(a) Alle Cuts



(b) Clean-Cut



(c) 100mrad-Cut



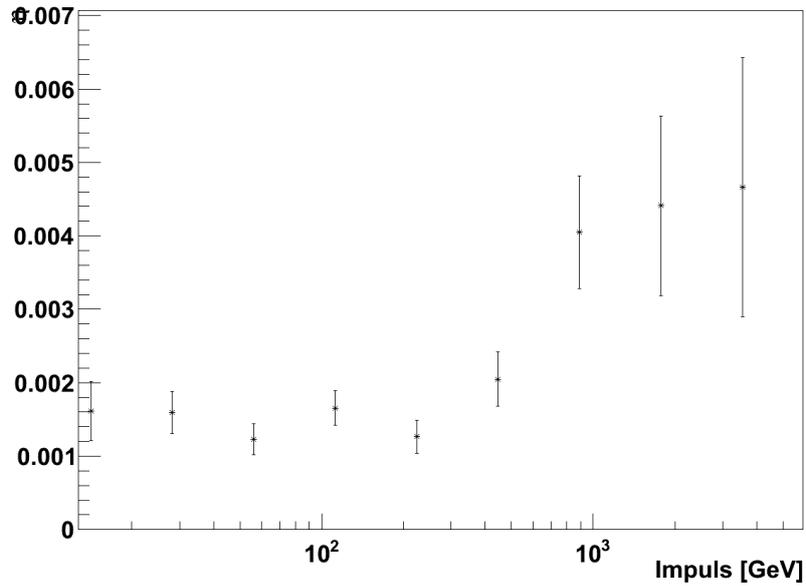
(d) Deflection-Cut

**Abb. 5.14:** Veranschaulichung der Cuts aus 5.2 in Abhängigkeit des Chargeweights. Das weiße Histogramm zeigt die Verteilung aller Ereignisse. Die Verteilungen der Ereignisse, die die Bedingungen der jeweils angewandten Cuts erfüllen werden grau dargestellt.

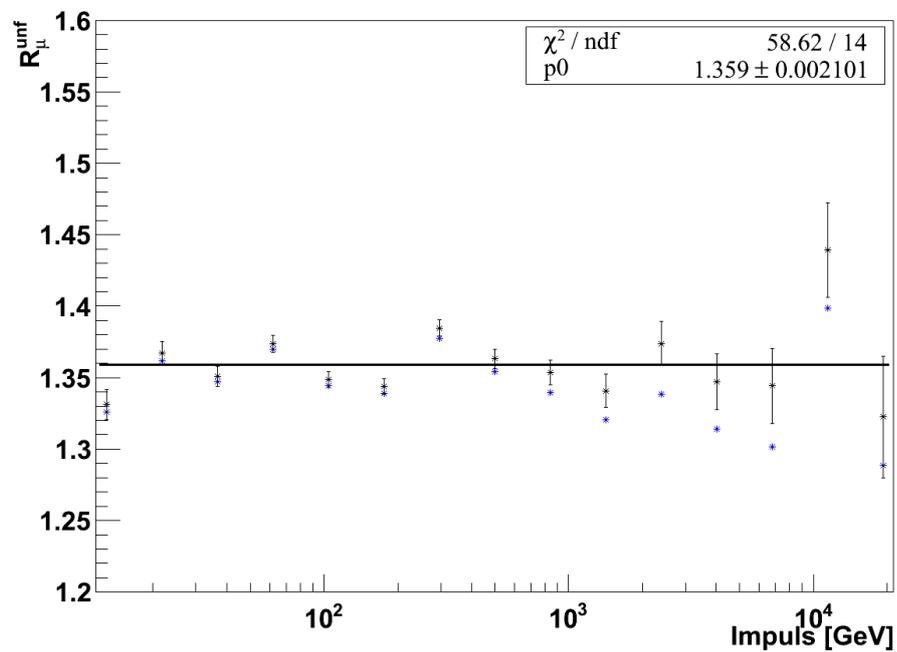
Fehlidentifikation mit den vorherigen Cuts (siehe 5.10). Ab Myon-Gesamtimpulsen von etwa 1000 GeV führt die Chargeweight-Methode zu mehr Fehlern bei der Ladungsbestimmung und somit zu höheren Werten für  $\eta$ .

Ein Fit an das entfaltete Myon-Ladungsverhältnis (siehe Abbildung 5.16) ergibt  $R_\mu = 1,345 \pm 0,002$  und liegt unterhalb des simulierten Ladungsverhältnisses  $R_\mu = 1,3548$ . Ein Grund dafür ist, dass die Gewichtungsfunktion mit Monte-Carlo-Ereignisse mit Energien von 20 GeV gebildet wurde und die Breit-Wigner-Verteilung für Ereignisse mit hohen Energien ein anderes Profil aufweist.

## 5 Monte-Carlo-Studien



**Abb. 5.15:** Die Fehlidentifikation  $\eta$  für Ereignisse mit einem Chargeweight  $|\kappa| > 0,1$  in Abhängigkeit des Impulses.



**Abb. 5.16:** Die Abbildung zeigt die Messung des Ladungsverhältnisses mit der Näherung 5.7. Das Ladungsverhältnis wurde durch eine konstante Funktion angenähert.

# 6 Bestimmung des statischen und des systematischen Fehlers

Um eine Aussage über die Verlässlichkeit eines Ergebnisses machen zu können, muss der Fehler bekannt sein. Dieser setzt sich aus dem statistischen und dem systematischen Fehler zusammen. Dieses Kapitel beschreibt den Einfluss des statistischen Fehlers und gibt eine Abschätzung des systematischen Fehlers.

## 6.1 Der statistische Fehler

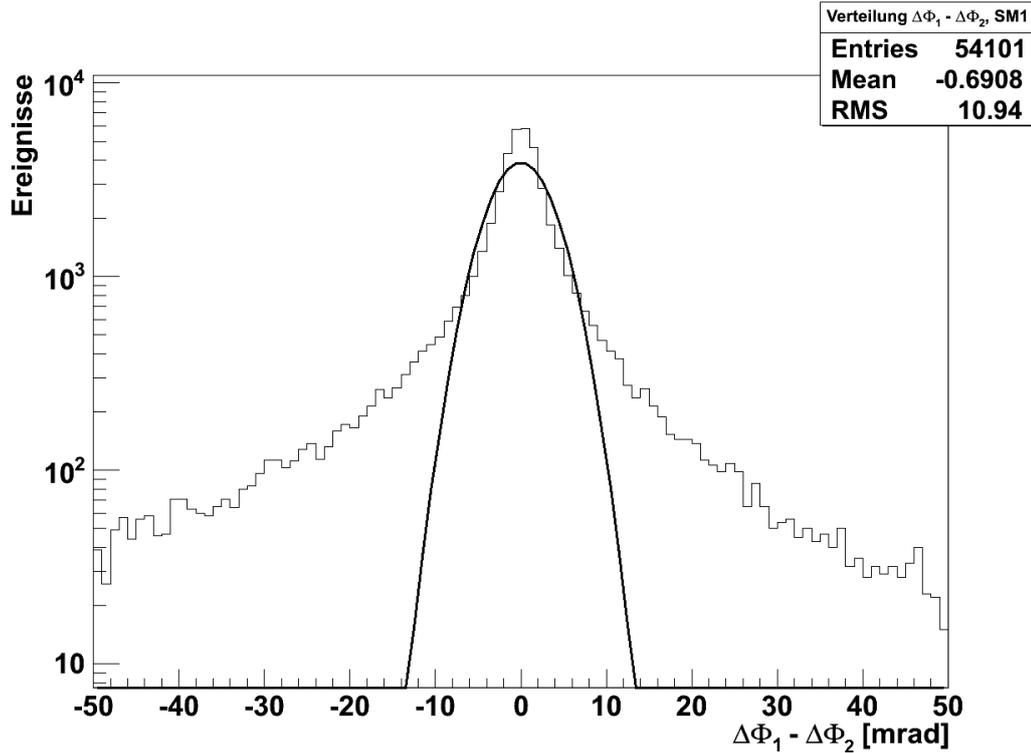
Aufgrund der Laufzeit des Experiments ist ein großer Datensatz mit Ereignissen verfügbar. Dennoch wird durch die im vorherigen Kapitel eingeführten Cuts die Anzahl der Myonen mit Impulsen kleiner als 5 GeV beziehungsweise ab einem TeV klein. Somit wird die Energieregion, in der sich das Ladungsverhältnis zuverlässig messen lässt, durch den statistischen Fehler begrenzt.

## 6.2 Abschätzung des systematischen Fehlers

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers wurden verschiedene Ansätze gewählt, um einen möglichst realistischen Fehler zu den Messergebnissen zu erhalten. Der Fehler bei der Bestimmung des Ablenkwinkels lässt sich in einen äquivalenten Fehler auf das Ladungsverhältnis umrechnen. Dieser Fehler kann abgeschätzt werden, indem man die Ereignisse betrachtet bei denen in beiden Magnetarmen eines Supermoduls eine Messung des Winkels möglich war. Unter Vernachlässigung der Vielfachstreuung und des Energieverlusts und der damit verbundenen unterschiedlich starken Ablenkung innerhalb der zwei Magnetarme, muss die Differenz der Winkel  $\Phi_1$  und  $\Phi_3$  gleich null werden, beziehungsweise auf dem systematischen

## 6 Bestimmung des statischen und des systematischen Fehlers

Fehler basieren. Die Differenz beider Winkel gibt somit Aufschluss über den systematischen Fehler. Die Abweichung im ersten Supermodul (siehe Abbildung 6.1) beträgt  $\delta\Phi = 0,02 \pm 0,02$  und wird mit einem Fehler auf das Ladungsverhältnis von  $\delta R_\mu = 0,01$  berücksichtigt. Aus der Verteilung des zweiten Supermoduls (siehe Abbildung 6.2) ergibt sich  $\delta\Phi = 0,23 \pm 0,02$ . Dies entspricht einem Fehler des Ladungsverhältnisses von  $\delta R_\mu = 0,03$ .



**Abb. 6.1:** Differenz der Winkel  $\Delta\Phi_1$  und  $\Delta\Phi_2$  innerhalb des ersten Supermoduls.

Unter der Annahme, dass die Wahrscheinlichkeit  $\eta$ , eine Ladung falsch zu identifizieren für positive und negative Ladungen gleich ist, ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit  $p$ , dass bei zwei Messungen unterschiedliche Ladungen gemessen wurden:

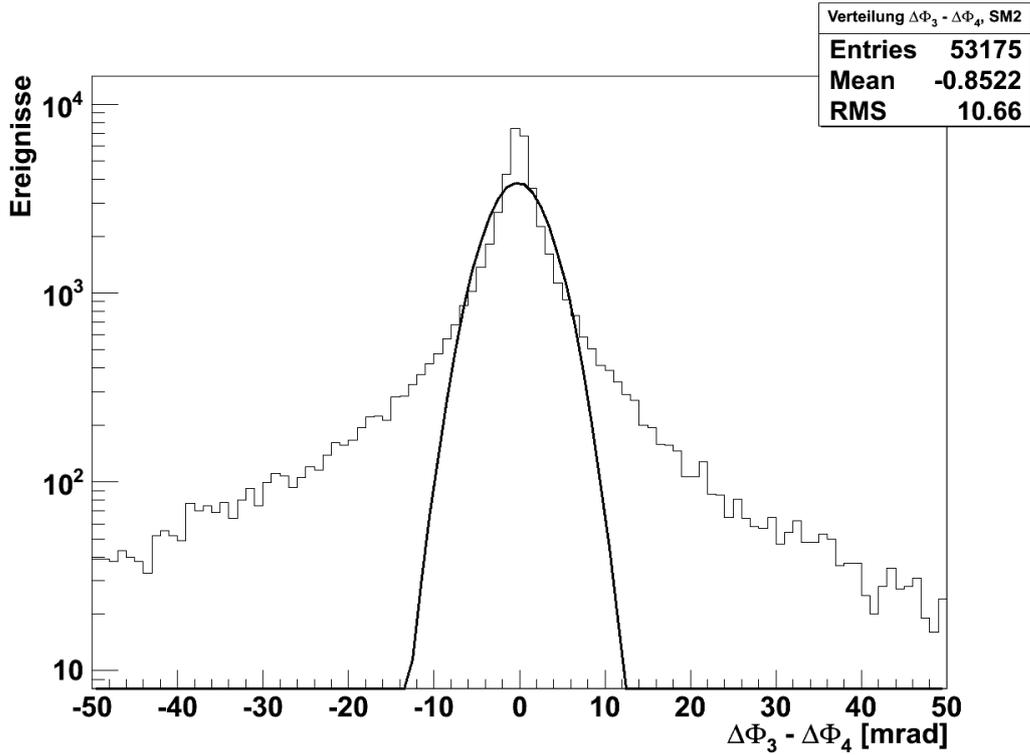
$$p = 1 - 2\eta \cdot (1 - \eta). \quad (6.1)$$

Für  $\eta$  gilt dann

$$\eta = \frac{1 - \sqrt{1 - 2p}}{2}. \quad (6.2)$$

Diese Methode hat jedoch den Nachteil, dass es durch das Vorgehen bei der Spurrekonstruktion gewisse Korrelationen zwischen den Winkelmessungen benachbarter

## 6.2 Abschätzung des systematischen Fehlers



**Abb. 6.2:** Differenz der Winkel  $\Delta\Phi_3$  und  $\Delta\Phi_4$  innerhalb des zweiten Supermoduls.

Detektorteile gibt. Der Effekt ist klein für die Cuts aus [26], wird jedoch unter Anwendung des Chargeweight-Cuts schnell groß. Dies ließe sich verhindern, indem man nur Ereignisse betrachtet bei denen der Winkel in zwei nicht benachbarten Stationen gemessen wurde. Allerdings gibt es in den Bereichen hoher Impulse nur wenige Ereignisse, so dass sich  $\eta$  nur mit einem großen statistischen Fehler bestimmen lässt. Zusätzlich müsste das Myon das Target des zweiten Supermoduls durchqueren, dies würde den Effekt der Vielfachstreuung verstärken. Da aber auch die Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse diese Korrelationen bei der Spur-rekonstruktion aufweist, lässt sich der Effekt messen und in einen Fehler auf das Ladungsverhältnis umrechnen. Die Differenz von  $\eta_{MC}$  und  $\eta_{real}$  ergibt  $\delta\eta = 0,005 \pm 0,002$  und liefert  $\delta R_\mu = 0,005$ .

Außerdem lässt sich aus den Messungen der einzelnen Stationen ein Fehler ableiten. Dazu wurde der Fehler des Mittelwerts der Ladungsverhältnisse der vier Stationen berechnet (siehe Abbildung 7.3). Der sich daraus ergebende Fehler beträgt  $\delta R_\mu = 0,0125$ .

Zusätzlich wurde die Polarität des Magnetfelds des Detektors über mehrere Tage Messzeit invertiert. Die Untersuchung liefert  $R_\mu^{inv,unf} = 1,37 \pm 0,06$ . Dieses Ergeb-

## 6 Bestimmung des statischen und des systematischen Fehlers

nis deckt sich mit der der Messung bei nicht invertiertem Magnetfeld. Obwohl der Detektor einige Zeit mit ausgeschaltetem Magneten betrieben wurde, werden diese Daten nicht verwendet, um den Fehler abzuschätzen, da sich das Alignment durch das Einschalten des Magnets zu stark verändert.

Die Berücksichtigung aller diskutierten Fehlerquellen liefert  $\delta R_\mu = 0,033$ .

# 7 Messung des Ladungsverhältnisses im OPERA-Detektor

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchung des Myonladungsverhältnisses innerhalb des OPERA-Detektors vorgestellt. In Abschnitt 7.1 wird auf die Effekte eingegangen, die die Messung des Ladungsverhältnisses beeinflussen, sowie andere für dieses Kapitel wichtige Begriffe erklärt. Abschnitt 7.2 befasst sich mit dem direkt durch den OPERA-Detektor gemessenen, nicht entfalteten Ladungsverhältnis. In Abschnitt 7.3 wird die Fehlidentifikation anhand des Zwei-Arm-Tests aus den gemessenen Daten ermittelt, um anschließend in 7.4 das entfaltete Ladungsverhältnis zu berechnen und mit der Entfaltung durch Monte-Carlo-Daten zu vergleichen. Die Untersuchung der Daten mit Hilfe der Gewichtungsmethode in Abschnitt 7.5 gibt Aufschluss darüber, ob die Annahme  $\eta^- = \eta^+$  auch für gemessene Daten gerechtfertigt ist. Abschnitt 7.6 zeigt, wie Veränderungen des Alignments am Detektor beziehungsweise innerhalb der Software die Messung des Ladungsverhältnisses beeinflussen können.

## 7.1 Datenanalyse

Um später das Ladungsverhältnis  $R_\mu^{unf}$  in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie möglichst genau bestimmen zu können, wird zunächst die Messung des Ladungsverhältnisses  $\hat{R}_\mu$ , das direkt durch den OPERA-Detektor gemessen wird, optimiert. Der Datensatz aus dem OPERA-Detektor wird auf die Daten von 2008-2010 begrenzt, da vor Beginn der Datennahme im Jahr 2011 innerhalb des ersten Supermoduls eine Schraube gelockert wurde, die die Ausdehnung des Detektors blockierte und sich somit das Alignment verändert hat (siehe Abschnitt 7.6.1.) Außerdem werden nur Ereignisse verarbeitet, bei denen der Detektor während der Datennahme stabil lief. Insgesamt wurden 68% der vorhandenen Extractions verwendet. Die verwendeten Daten entsprechen 441,3 Tagen Messzeit. Während dieser Zeit wurden 1293581 kosmische, rekonstruierbare Ereignisse detektiert.

## 7 Messung des Ladungsverhältnisses im OPERA-Detektor

Dies entspricht einer Rate von 2931 Ereignissen pro Tag. Von diesen 1293581 Ereignissen war es bei 342428 möglich, mittels der Rekonstruktionssoftware eine 3D-Spur sowie mindestens einen Ablenkwinkel  $\Delta\Phi$  zu ermitteln. Tabelle 7.1 zeigt die Unterteilung der verbleibenden Ereignisse in die Ereignisklassen doublet, mixed und singlet.

**Tab. 7.1:** Anteil der verschiedenen Ereignisklassen im Datensatz.

Ereignisklasse	Anzahl	Häufigkeit [%]
singlet	35694	10,42
mixed	128448	37,51
doublet	178286	52,07
keine Information	0	0

Tabelle 7.2 zeigt den Einfluss der Cuts auf die Anzahl der Ereignisse für echte sowie für Monte-Carlo-Ereignisse. Der Clean-Cut betrifft einen größeren Anteil an echten Ereignissen als bei MC-Ereignissen. Dies liegt daran, dass bei echten Daten mehr zusätzliche Driftröhrentreffer vorliegen, die nicht direkt zur Myon-Spur gehören. Es stehen nach Durchführung der Cuts noch 153368 Ereignisse für die weitere Auswertung zur Verfügung. Innerhalb der OPERA-Software stehen

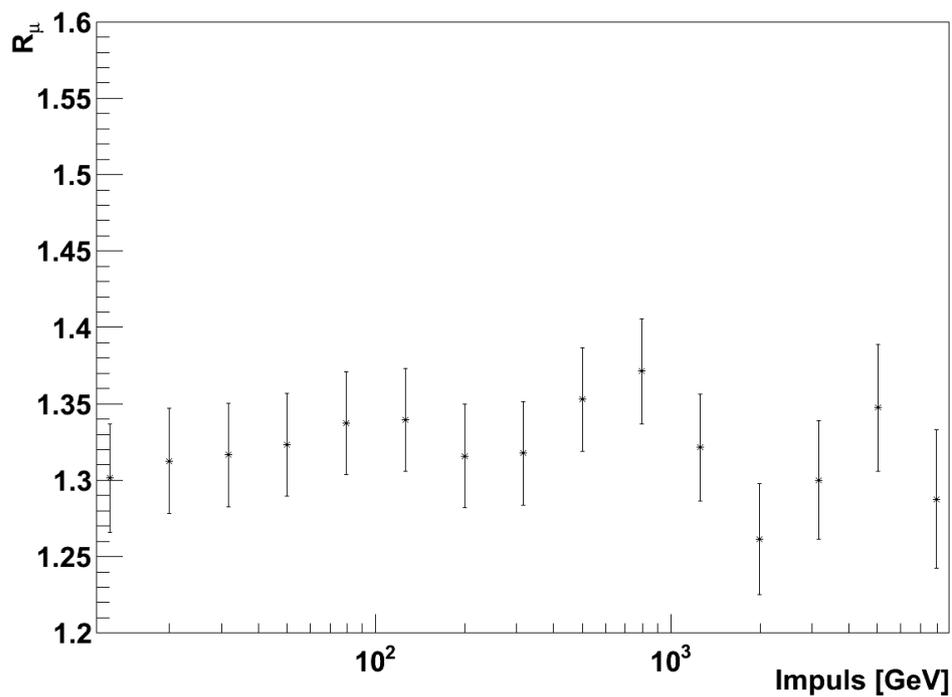
**Tab. 7.2:** Die Tabelle zeigt den Einfluss der Cuts auf die echten (*Real*) und die Monte-Carlo-Ereignisse (*MC*). Es wird angegeben, wieviele Ereignisse nach dem jeweiligen Cut noch zur weiteren Auswertung verwendet werden. Diese Angabe erfolgt einmal als Anteil am Datensatz und zum anderen als Rate Ereignisse pro Tag (*E./Tag*).

	Real		MC	
	E./Tag		E./Tag	
	776	100%	816	100,0%
Clean	499	64,3%	706	86,4%
Deflection	370	47,6%	475	58,2%
100 mrad	348	44,8%	453	55,4%

verschiedene Alignments zur Verfügung, mit deren Hilfe verschiedene Effekte bei der Korrektur der Driftröhrenpositionen berücksichtigt werden können. Es wird für die weitere Auswertung das Alignment gewählt, das die Fehler bei der Bestimmung des systematischen Fehlers in Kapitel 6.2 minimiert.

## 7.2 Das Ladungsverhältnis im Detektor

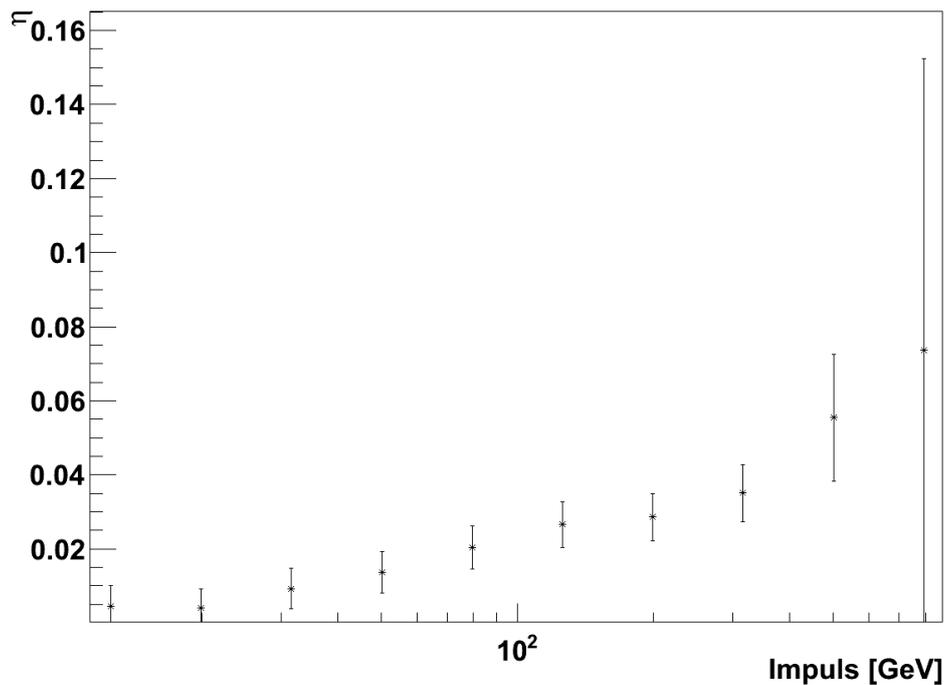
Es wird das Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit des Impuls des Myons im Detektor bestimmt und in Abbildung 7.1 dargestellt.  $\hat{R}_\mu$  wurde unter Verwendung der im vorherigen Kapitel beschriebenen Cuts gebildet. Es ist bereits ein leichter Anstieg zu höheren Energien zu erkennen, der auf ein Korrelation des Ladungsverhältnisses mit der Energie schließen lässt. Die Korrektur von  $\hat{R}_\mu$  wird innerhalb der folgenden Abschnitte vorgenommen.



**Abb. 7.1:** Das direkt durch den OPERA-Detektor bestimmte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit des Gesamtimpulses der Myonen. Es wurden die Cuts benutzt, die in [26] vorgeschlagen wurden.

### 7.3 Bestimmung der Fehlidentifikation mit gemessenen Daten

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben lässt sich mit den reellen Daten die Fehlidentifikation bestimmen, indem man alle Ereignisse betrachtet bei denen innerhalb eines Supermoduls zwei Messungen der Ladung möglich waren.



**Abb. 7.2:** Die durch den Zwei-Arm-Test ermittelte Fehlidentifikation  $\eta_{real}$ . Es wurden zusätzlich zu den Cuts aus [26] alle Ereignisse mit einem Chargeweight  $\kappa < 0.01$  ausgeschlossen.

In Abbildung 7.2 ist die Fehlidentifikation  $\eta_{real}$  dargestellt. Für große Impulse wird die Anzahl der Ereignisse, bei denen zwei Messungen möglich war klein und der statistische Fehler bei der Bestimmung von  $\eta_{real}$  wird groß.

## 7.4 Korrektur des gemessenen Ladungsverhältnisses

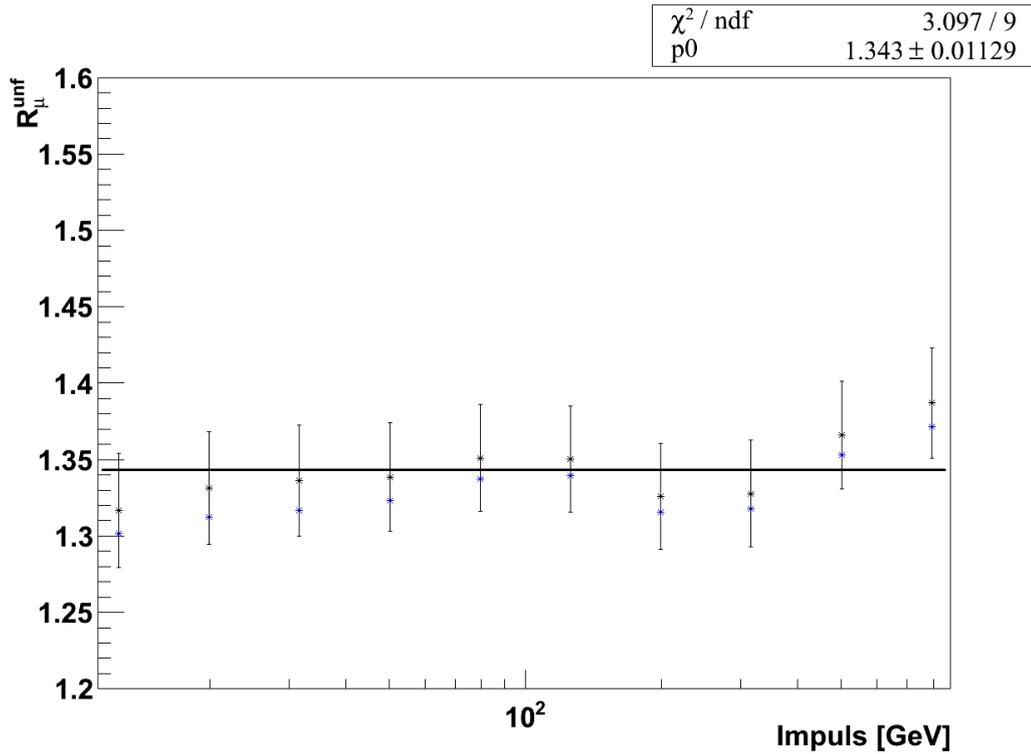
Bei der Korrektur des Ladungsverhältnisses mit der Fehlidentifikation  $\eta$  wie sie in 5.3.3 vorgestellt wurde, kann die Fehlidentifikation aus den Monte-Carlo-Daten oder aus dem Zwei-Arm-Test mit echten Daten benutzt werden. Mit diesen Daten kann bereits ein erster Vergleich mit den Ergebnissen aus [26] gemacht werden.

### 7.4.1 Entfaltung mit Monte-Carlo Daten

Die Entfaltung mit der aus den Monte-Carlo-Daten gewonnenen Fehlidentifikation  $\eta_{MC}$  liefert  $R_\mu = 1,343 \pm 0,035$ . In Abbildung 7.3 ist das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit des Gesamtimpulses des Myons innerhalb des Detektors dargestellt. Das Ergebnis liegt deutlich unter dem Ergebnis aus [26], dort wurde das Ladungsverhältnis im gleichen Impulsbereich mit  $R_\mu = 1,409 \pm 0,008$  bestimmt. Die Abbildung liefert einen Hinweis darauf, dass in [26] eine falsche Formel für den Gesamtimpuls des Myons verwendet worden sein könnte. In diesem Fall wäre das Ladungsverhältnis nicht gegen den Gesamtimpuls der Myonen aufgetragen worden. Dafür sprechen zwei Gründe, zum einen wurde die Gleichung für den Gesamtimpuls in der Arbeit falsch angegeben und zum anderen nimmt die Anzahl der Ereignisse bei hohen Energien schneller ab, als es in dieser Arbeit mit der richtigen Formel für den Gesamtimpuls, unter der Verwendung der gleichen Cuts, der Fall ist. Abbildung 7.4 zeigt das Ladungsverhältnis, das in [26] bestimmt wurde.

### 7.4.2 Entfaltung mit gemessenen Daten

Abbildung 7.5 zeigt das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit des Gesamtimpulses des Myons. Die Entfaltung mit der aus dem Zwei-Arm-Test gewonnenen Fehlidentifikation  $\eta_{real}$  liefert  $R_\mu = 1,346 \pm 0,035$ . Dieses Ergebnis deckt sich mit dem Ergebnis aus der Entfaltung mit Monte-Carlo-Daten. Für Impulse über 1 TeV ist es nicht mehr möglich die Fehlidentifikation zu bestimmen, da die Anzahl



**Abb. 7.3:** Das direkt durch den OPERA-Detektor bestimmte und mit der aus den Monte-Carlo-Daten gewonnenen Fehlidentifikation  $\eta_{MC}$  entfaltete Ladungsverhältnis  $R_{\mu}^{\text{unf}}$ . Die blauen Datenpunkte zeigen das unkorrigierte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_{\mu}$  aus Abbildung 7.1

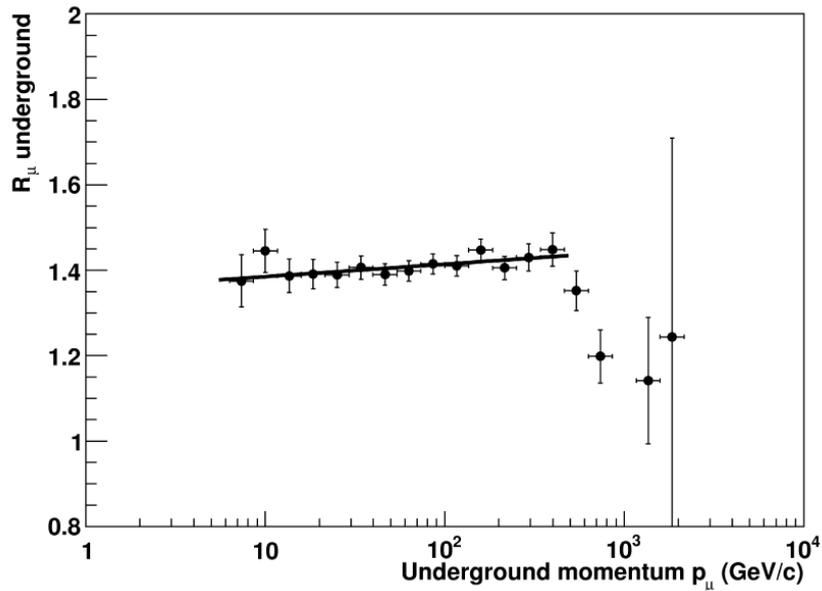
der Ereignisse mit zwei unabhängigen Ladungsmessungen, die zudem noch die Anforderungen der Cuts erfüllen, klein wird.

## 7.5 Untersuchung mit der Winkelmethode

Durch die Einführung des Chargeweights  $\kappa$  besteht die Möglichkeit, Ereignissen, bei denen unterschiedliche Ergebnisse bei der Ladungsbestimmung vorliegen, dennoch eine Ladung zuzuordnen. Dies bedeutet, dass mit ausreichender Statistik ein Vergleich von  $\eta_{real}^+$  und  $\eta_{real}^-$  möglich ist.

Aus den Daten ergibt sich ohne Anwendung der Cuts  $\eta_{real}^+ = 0,0209 \pm 0,0004$  und  $\eta_{real}^- = 0,0202 \pm 0,0004$ . Nach Anwendung der Cuts ergibt sich  $\eta_{real}^+ = 0,0043 \pm 0,0002$  sowie  $\eta_{real}^- = 0,0042 \pm 0,0002$ .

Die Annahme  $\eta^+ = \eta^-$  kann somit durch echte Ereignisse bestätigt werden.



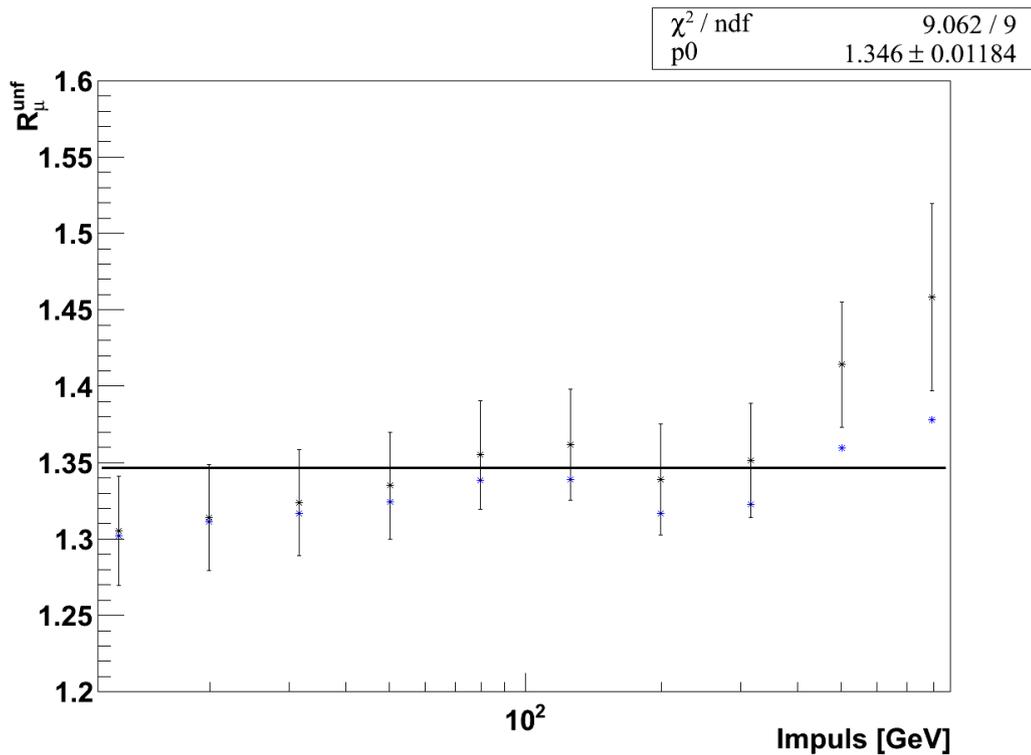
**Abb. 7.4:** Zu sehen ist die Messung des Ladungsverhältnisses  $R_\mu^{unf}$  in Abhängigkeit des Impulses im OPERA-Detektor aus [26].

Das Ladungsverhältnis  $R_\mu$  wird nun mit der Näherung

$$R_\mu \approx \frac{\sum_{\mu^+} K}{\sum_{\mu^-} K} \quad (7.1)$$

gebildet.

Abbildung 7.6 zeigt  $R_\mu$  in Abhängigkeit des Myonimpulses. wie bei den Monte-Carlo-Ereignissen zeigt sich, dass die Messwerte des Ladungsverhältnisses zu höheren Energien stärker abfallen, als mit den bisher verwendeten Methoden. Das Ladungsverhältnis wurde bis zu einer Energie von 1 TeV mit einer konstanten Funktion angenähert. Der Fit ergibt  $R_\mu = 1,363 \pm 0,035$  und deckt sich mit den Werten der bisher verwendeten Methoden.

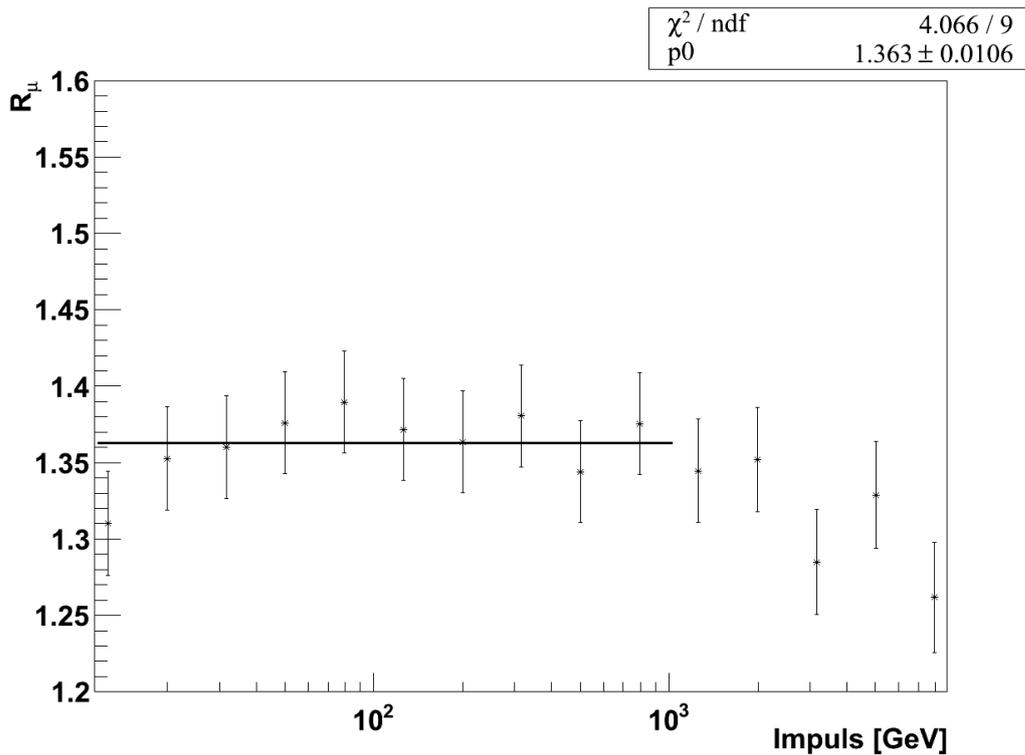


**Abb. 7.5:** Das direkt durch den OPERA-Detektor bestimmte und mit der aus dem Zwei-Arm-Test gewonnenen Fehlidentifikation  $\eta_{\text{real}}$  entfaltete Ladungsverhältnis  $R_{\mu}^{\text{unf}}$ . Die blauen Datenpunkte zeigen das unkorrigierte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_{\mu}$  aus Abbildung 7.1

## 7.6 Untersuchung des Ladungsverhältnisses bei Alignmentkorrektur

Die Fehlidentifikation ist hauptsächlich durch die eingeschränkte Kenntnis der Position der Komponenten des Detektors bedingt. Deshalb kann das Ergebnis der Rekonstruktion zum einen innerhalb der Software, durch Anpassung der Positionen der einzelnen Detektorteile und zum anderen durch Veränderungen am Detektor selber beeinflusst werden. Das ursprüngliche Alignment stammt aus einer Vermessung des Detektors im ausgeschalteten Zustand mit Hilfe eines Theodolitens. Dadurch kommt es schon durch das Einschalten des Detektors und den damit verbundenen Temperatureffekten zu einer Abweichung des Alignments.

## 7.6 Untersuchung des Ladungsverhältnisses bei Alignmentkorrektur

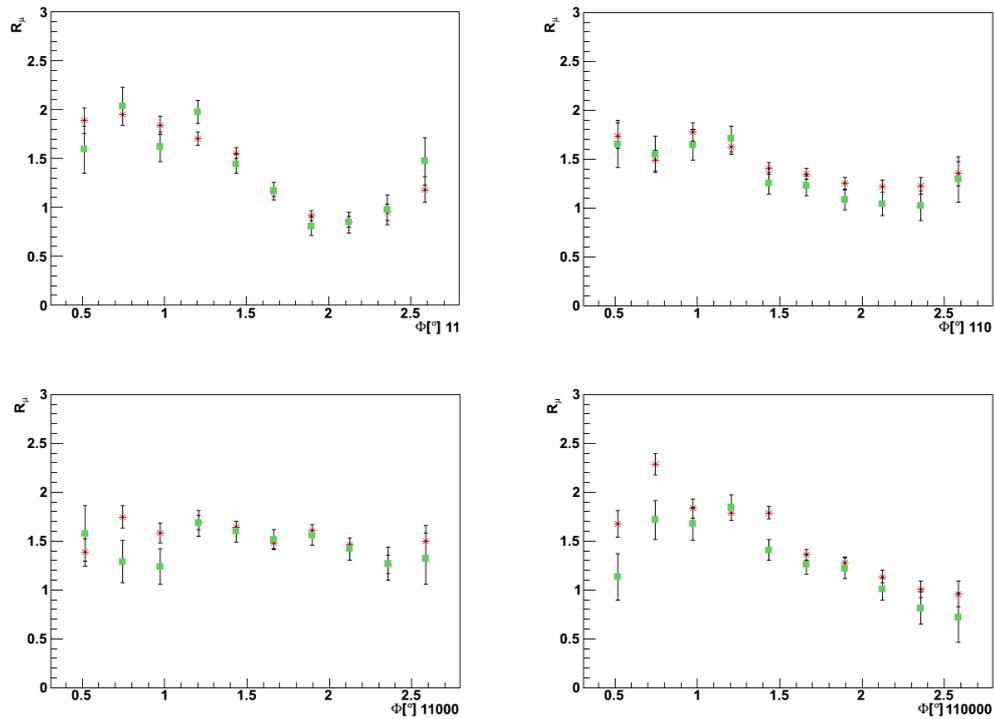


**Abb. 7.6:** Die Abbildung zeigt das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit des Myonimpulses. Das Ladungsverhältnis wurde über das Chargeweicht  $\kappa$  gebildet. Es wurde auf die Anwendung des Deflection-Cuts verzichtet.

### 7.6.1 Korrekturen am Detektor

Vor Inbetriebnahme des Detektors 2011 wurden an der vierten Driftröhrenwand des ersten Supermoduls (Station 110000 und 11000) die zu der Erdbebensicherung gehörenden Schrauben gelockert und somit eine gleichmäßige Ausdehnung des Detektors bei Inbetriebnahme ermöglicht. Durch die Blockade wurde das Ergebnis der Ladungsbestimmung unter Verwendung des ursprünglichen Alignments deutlich beeinflusst, wie sich Abbildung 7.7 zeigt. Im Bereich von  $\Phi = 0.5 - 1$  liegt das Ladungsverhältnis nach Beheben der Blockade deutlich näher an dem zu erwartenden Wert.

## 7 Messung des Ladungsverhältnisses im OPERA-Detektor

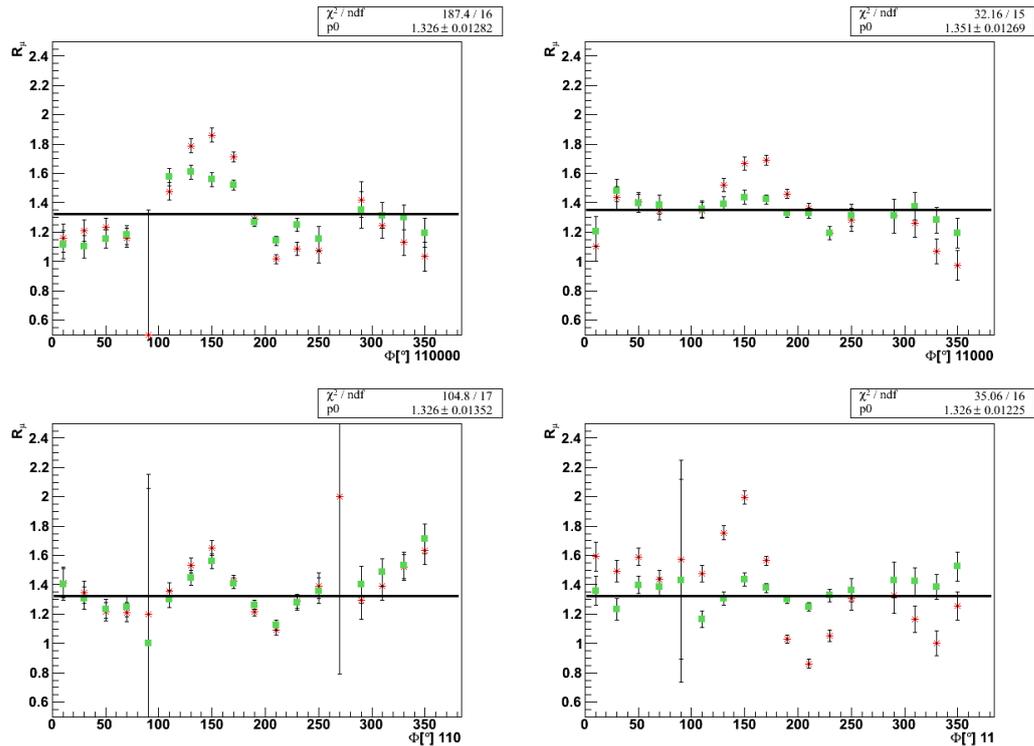


**Abb. 7.7:** Beginn 2011 wurde am OPERA-Detektor eine Schraube gelockert, die ein gleichmäßiges Ausdehnen der Driftröhrenwände bei Inbetriebnahme verhinderte. Die Auswirkungen zeigen sich in beiden Stationen des ersten Supermoduls (110000 und 11000) im Bereich  $\Phi = 0,5 - 1$ . Die roten Datenpunkte zeigen das Ladungsverhältnis der in 2010 gemessenen Daten, die grünen, quadratischen Datenpunkte zeigen das Ladungsverhältnis aus 2011

### 7.6.2 Anpassung der Software

Das Alignment, das zur Korrektur der Effekte gewählt wurde, berücksichtigt die Verschiebungen der benachbarten Driftröhrenwände zueinander, sowie geometrische Korrekturen einzelner Driftröhrenguppen innerhalb jeder Driftröhrenwand. Besonders in der hinteren Station des zweiten Supermoduls (Station 11) ist eine deutliche Veränderung mit den neuen Werten für das Alignment zu erkennen (siehe Abbildung 7.8).

## 7.6 Untersuchung des Ladungsverhältnisses bei Alignmentkorrektur



**Abb. 7.8:** Die Abbildung zeigt die Veränderung des Ladungsverhältnis nach Korrektur der Driftröhrenpositionen innerhalb der OPERA-Software. Die Roten Datenpunkte zeigen das Ladungsverhältnis mit dem ursprünglichen, mittels eines Theodoliten gemessenen Alignments. Unter Berücksichtigung von Temperatureffekten beim Einschalten des Detektors wurde das Alignment innerhalb der Software korrigiert. Das sich daraus ergebende Ladungsverhältnis wird mit grünen Kästchen dargestellt.

# **8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie**

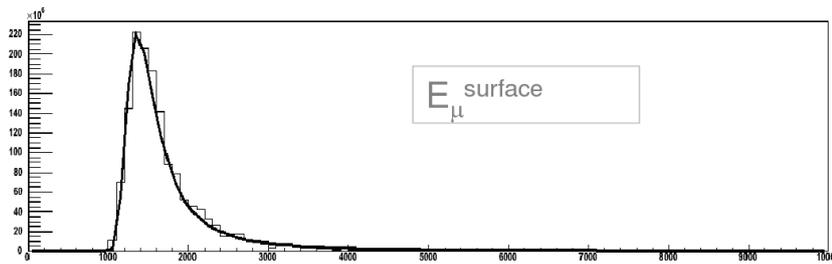
In diesem Kapitel wird das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie ermittelt. Es wird eine Funktion verwendet, die die Messwerte des OPERA-Experiment mit der Oberflächenenergie verknüpft. Diese Funktion wird in Abschnitt 8.1 vorgestellt. Das daraus resultierende Ladungsverhältnis wird in Abschnitt 8.2 vorgestellt. Um ein Vergleich mit den bisherigen Ergebnissen und Modellen zu ermöglichen muss das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie verglichen werden.

## **8.1 Die Oberflächenenergie als Funktion der Felsdicke und des gemessenen Impulses**

Über das in [26] vorgestellte Monte-Carlo ist eine Verknüpfung von Myonimpuls und im Gestein zurückgelegter Strecke möglich. Die Länge, die die Myonen innerhalb des Gesteins zurücklegen, wird aus den Ergebnissen des MACRO-Experiments zur Geometrie des Gran-Sassos entnommen. Es wurde ein Array mit  $10 \times 10$  Bins für verschiedene Restenergien und Felsdicken benutzt, auf das die Ereignisse des Monte-Carlos verteilt wurden. Diese Unterteilung erlaubt eine ausreichend gute Unterscheidung der Ereignisse mit ausreichend kleinem statistischen Fehler. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Oberflächenenergie innerhalb eines Bins entspricht einer Landau-Verteilung (siehe Abbildung 8.1).

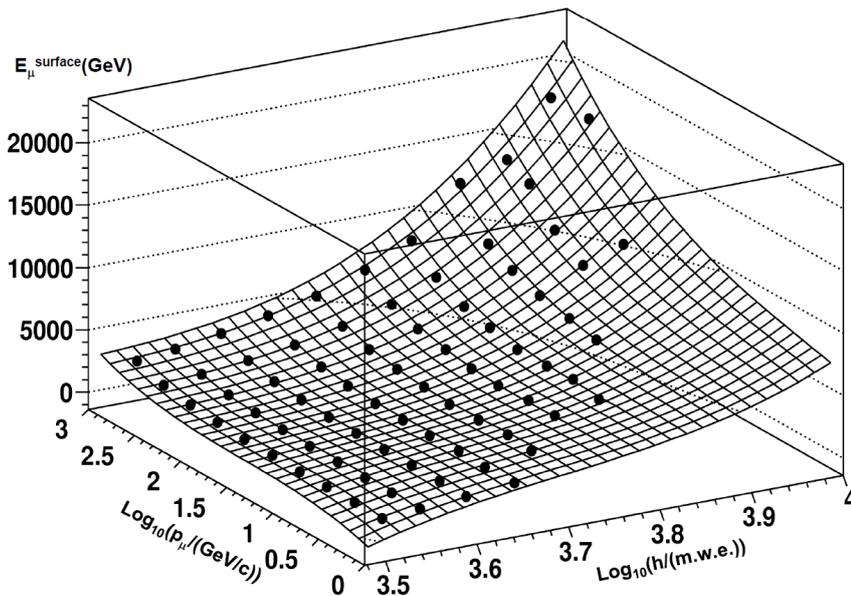
Für jeden der 100 Bins wurde der Peak der Verteilung, also der Wert mit der höchsten Wahrscheinlichkeit für die Oberflächenenergie verwendet. Die Funktion,

## 8.1 Die Oberflächenenergie als Funktion der Felsdicke und des gemessenen Impulses



**Abb. 8.1:** Die Abbildung zeigt die Verteilung der Oberflächenenergie der Monte-Carlo-Ereignisse innerhalb eines Bins. Die Verteilung wurde durch eine Landau-Verteilung angenähert. Für die weitere Auswertung wird der Peak der Landau-Verteilung verwendet.

die sich aus der Näherung an diese Werte ergab wird im Folgenden dazu verwendet die Oberflächenenergie zu ermitteln. In dieser Arbeit wird die gleiche Funktion wie in [26] verwendet (siehe Abbildung 8.2).

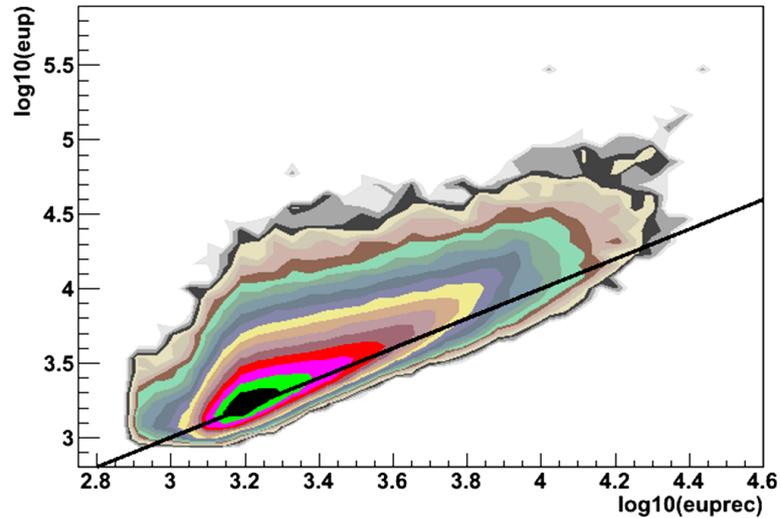


**Abb. 8.2:** Funktion die der Felsdicke und der Restenergie der Myonen im Detektor eine Oberflächenenergie zuordnet. Jeder Punkt steht für den Wert mit der höchsten Wahrscheinlichkeit eines Bins innerhalb der Monte-Carlo-Simulation. Die eingezeichnete Funktion ist der Fit an diese Datenpunkte.

Die Funktion wurde wiederum an einem Monte-Carlo getestet. Abbildung 8.3 zeigt die mit Hilfe der Software rekonstruierte Oberflächenenergie im Vergleich zu der eigentlichen Oberflächenenergie die als Startparameter des jeweiligen

## 8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie

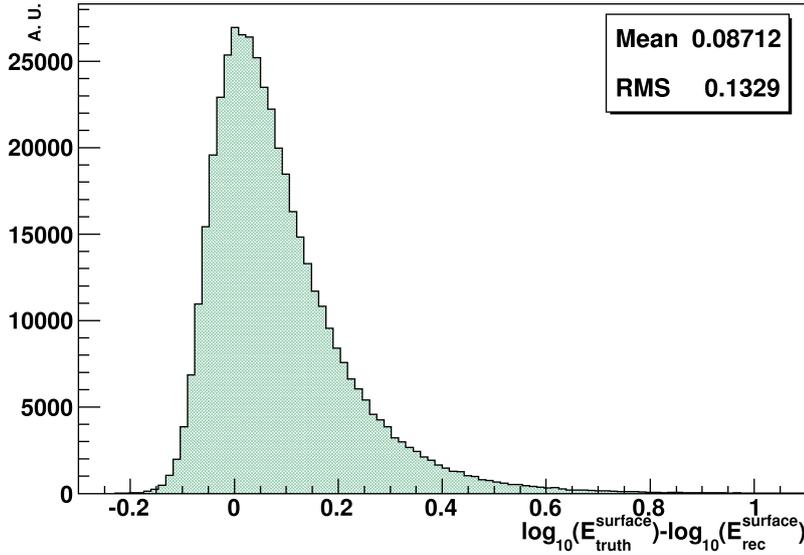
Monte-Carlo-Ereignisses gewählt wurde.



**Abb. 8.3:** Darstellung der rekonstruierten Oberflächenenergie und der simulierten Oberflächenenergie des Monte-Carlo. Die schwarze Gerade stellt die Identität dar.

Als Energieauflösung ergibt sich  $\delta R_\mu = 0,13$  auf der logarithmischen Skala (siehe Abbildung 8.4). Dies entspricht  $\epsilon_{\mu, \text{true}}^{\text{surf}} = \epsilon_{\mu, \text{rec}}^{\text{surf}} \cdot 1,35$  und legt die Bin-Breite bei der Betrachtung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie im nächsten Abschnitt fest.

## 8.2 Messung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie



**Abb. 8.4:** Differenz der simulierten Oberflächenenergie und der rekonstruierten Oberflächenenergie, logarithmisch aufgetragen. Aus der Verteilung ergibt sich die Energieauflösung zu  $\delta R_{\mu} = 0,13$  auf der logarithmischen Skala.

## 8.2 Messung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie

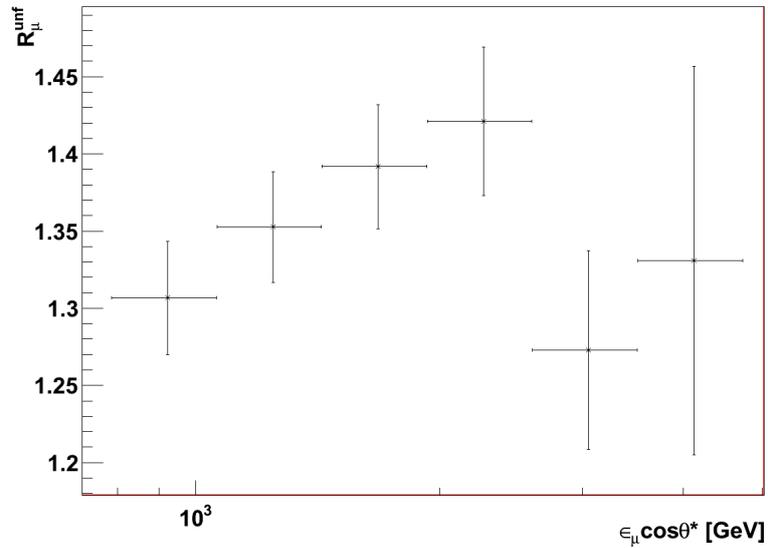
Auf Grundlage des vorherigen Abschnitts kann die Bestimmung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie  $\epsilon_{\mu} \cos \theta^*$  erfolgen. Obwohl in dieser Arbeit die gleiche Funktion für die Oberflächenenergie wie in [26] verwendet wird, können Unterschiede in der Rekonstruktionssoftware die Energieauflösung beeinflussen. Es werden die gleichen Energieintervalle benutzt, wie sie in [26] verwendet wurden, um den Vergleich der Ergebnisse zu ermöglichen. Der systematische Fehler wird, wie in Kapitel 6 vorgestellt, mit dem statistischen Fehler als ein Fehler auf das Ladungsverhältnis angegeben.

Die Korrektur des Ladungsverhältnisses wurde jeweils mit Monte-Carlo-Daten sowie mit experimentell bestimmter Fehlidentifikation durchgeführt. Abbildung 8.5 zeigt das mittels echter Ereignisse, unter Verwendung des Zwei-Arm-Tests korrigierte Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von  $\epsilon_{\mu} \cos \theta^*$ .

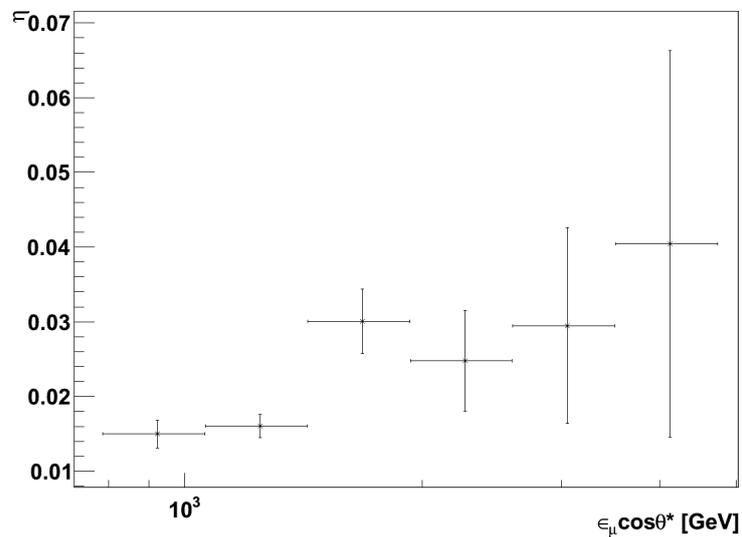
Die dazu experimentell bestimmte Fehlidentifikation  $\eta_{\text{real}}$  ist in Abbildung 8.6 dargestellt.

Zu höheren Energien sinkt die Anzahl der Ereignisse, bei denen zwei Messungen eines Myons innerhalb eines Supermoduls möglich war. Dadurch ergibt sich ein

## 8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie



**Abb. 8.5:** Die Abbildung zeigt das mit Hilfe der experimentell bestimmten Fehlidentifikation  $\eta_{real}$  korrigierte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie.

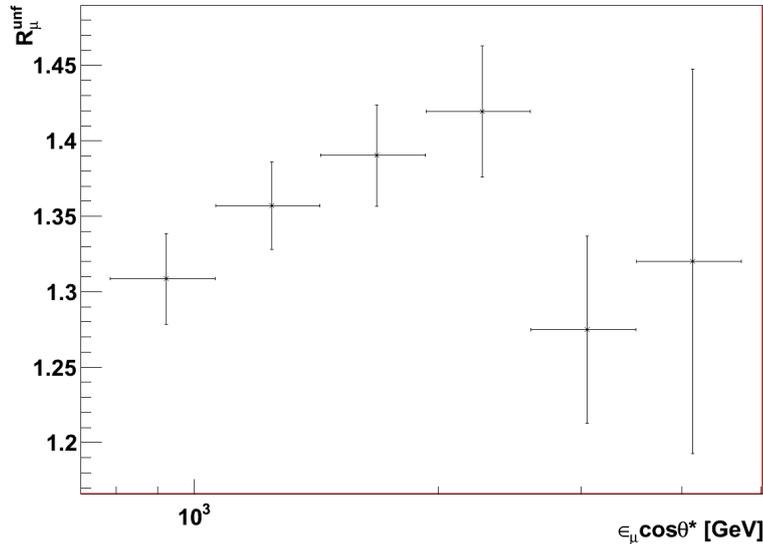


**Abb. 8.6:** Gezeigt wird die Fehlidentifikation aus den gemessenen Daten  $\eta_{real}$  in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie.

großer statistischer Fehler. Dennoch ist das Ladungsverhältnis, das mit der  $\eta_{real}$  korrigiert wurde in guter Übereinstimmung mit dem durch  $\eta_{MC}$  entfalteten Ladungs-

## 8.2 Messung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie

verhältnis (siehe Abbildung 8.7).



**Abb. 8.7:** Die Abbildung zeigt das mit der Fehlidentifikation aus Monte-Carlo-Daten  $\eta_{MC}$  entfaltete korrigierte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_\mu$  in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie.

Tabelle 8.1 zeigt die Zahlenwerte des mit Hilfe der experimentell bestimmten Fehlidentifikation entfaltenen Ladungsverhältnisses.

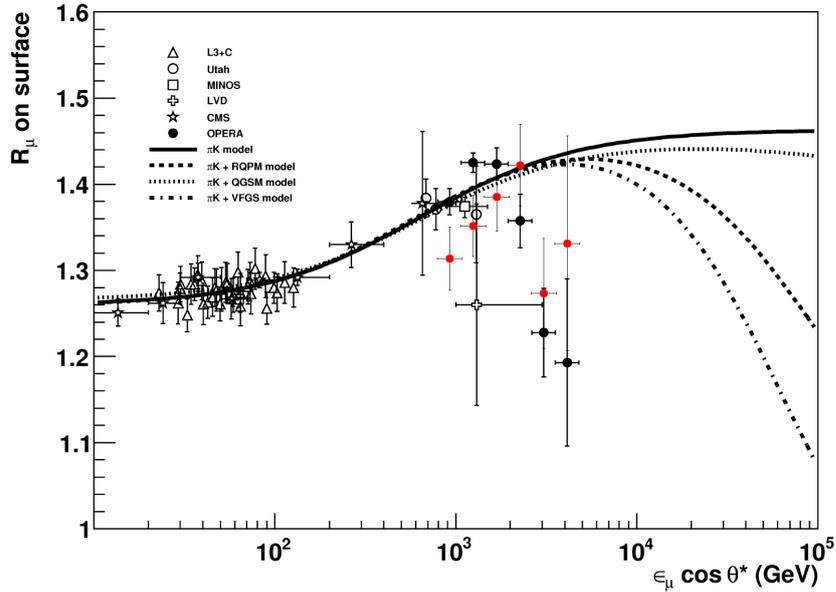
**Tab. 8.1:** Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie

Bin	Energieintervall	Mittlere Energie	$N_{\mu^+}$	$N_{\mu^-}$	$R_\mu^{unf}$	$\delta R_\mu$
1	794 – 1072	922	23542	18165	1.30664	0.037
2	1072 – 1445	1245	48196	35964	1.35261	0.036
3	1445 – 1950	1679	16216	11891	1.39172	0.040
4	1950 – 2630	2265	5007	3582	1.42099	0.048
5	2630 – 3548	3055	1406	1118	1.27292	0.064
6	3548 – 4786	4121	324	248	1.3309	0.126

In Abbildung 8.8 ist das Ergebnis zusammen mit dem Ergebnis aus [26] dargestellt.

Es ist anzumerken, dass in dieser Arbeit keine Ereignisse betrachtet wurden, bei

## 8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie



**Abb. 8.8:** Die Abbildung zeigt das bisherige Ergebnis zur Messung des Ladungsverhältnis aus [26] wie es bereits in Abbildung 2.3 vorgestellt wurde. Die roten Datenpunkte zeigen die Messwerte aus 8.1.

denen mehrere Myonenspuren detektiert wurden. Die Messwerte im Bereich hoher Energie stimmen im Rahmen der Fehler mit den bisherigen Resultaten aus [26] überein. Zusätzlich deutet der Vergleich der Messwerte darauf hin, dass die Methoden, die in dieser Arbeit verwendet wurden, das Ladungsverhältnis für niedrige Energien unterschätzen. Allgemein liegt, wie schon im vorherigen Kapitel angesprochen, das über alle Impulse gemittelte Ladungsverhältnis in dieser Arbeit deutlich unter dem gemittelten Ladungsverhältnis aus [26]. Dies könnte durch das Alignment oder die unterschiedliche Software verursacht werden, ein direkter Vergleich des in [26] benutzten Alignment war nicht möglich. Auch die Software konnte nicht direkt verglichen werden. Gegen die Software als Quelle dieser Unterschiede sprechen die Ergebnisse der Untersuchung der Rekonstruktionssoftware bei der Analyse von Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Kapitel 5). Gegen das Alignment als Quelle der Unterschiede spricht, dass die Fehlidentifikation durch den Zwei-Arm-Test in beiden Arbeiten annähernd gleich sind.

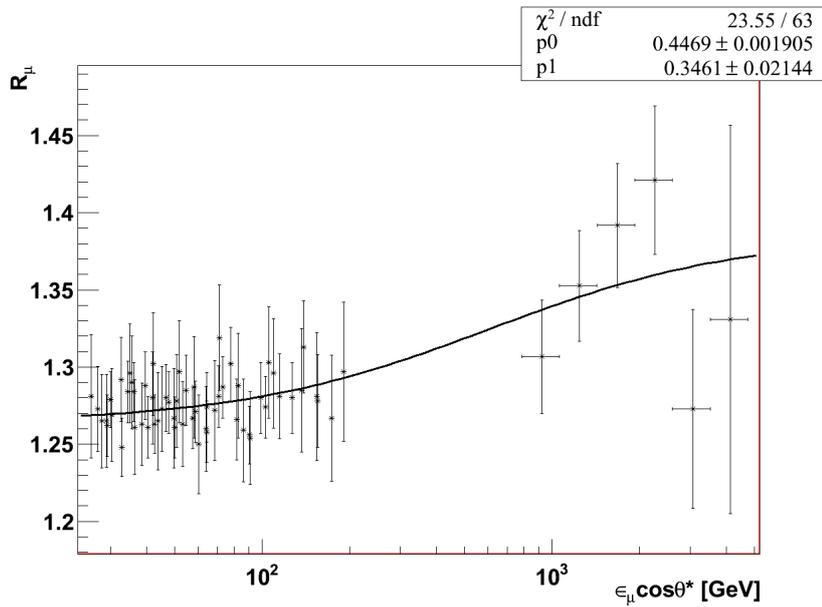
Es kann zusätzlich das Verhältnis von Pionen und Kaonen bestimmt werden, dazu wird die gleiche Formel wie in [26] verwendet:

$$\Phi_{\mu^\pm} \propto \frac{0,674 \cdot f_{\pi^\pm}}{1 + 1,061 \cdot \epsilon_\mu \cos \theta^* / 115 \text{ GeV}} + \frac{0,0367 \cdot f_{K^\pm}}{1 + 1,126 \cdot \epsilon_\mu \cos \theta^* / 850 \text{ GeV}} \quad (8.1)$$

## 8.2 Messung des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie

Wobei  $f_{\pi^-} = 1 - f_{\pi^+}$  der relative Anteil der negativ geladenen Pionen an der gesamten Anzahl der geladenen Pionen ist. Entsprechend gibt  $f_{K^-}$  den Anteil der negativ geladenen Kaonen an. Es wird ein Fit mit  $R_{\mu} = \Phi_{\mu^+}/\Phi_{\mu^-}$  in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie benutzt, wobei  $f_{\pi^-}$  und  $f_{K^-}$  die freien Parameter sind, mit denen die beste Kurve für das Ladungsverhältnis gesucht wird.

Abbildung 8.9 zeigt die Bestimmung des Pion- und Kaonverhältnisses in der Höhenstrahlung mit den Messwerten aus Tabelle 8.1 sowie den Daten aus dem L3+C-Experiment [29].



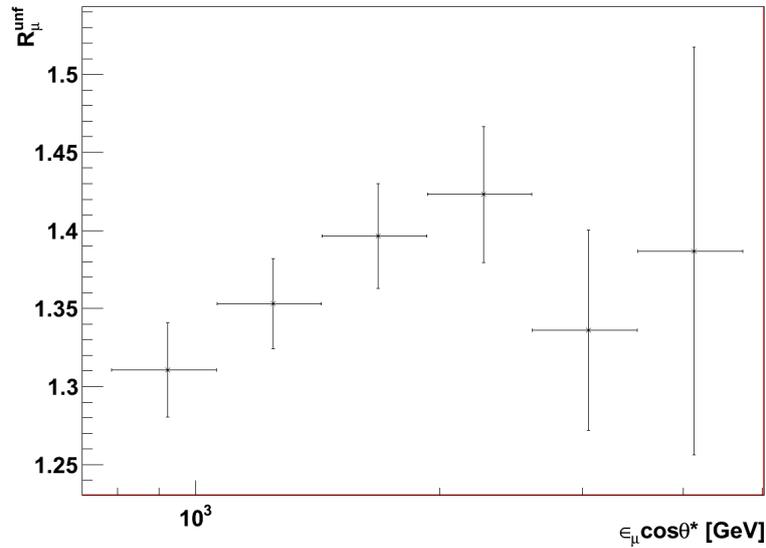
**Abb. 8.9:** Die Abbildung zeigt den Fit an die Daten dieser Arbeit und den Daten des L3+C-Experiments. Die Parameter p0 und p1 entsprechen  $f_{\pi^-}$  und  $f_{K^-}$ .

Es ergibt sich  $R_{\pi} = 1,238 \pm 0,002$  und  $R_K = 1,889 \pm 0,04$ . In [26] wurde  $R_{\pi} = 1.2146 \pm 0.0006$  und  $R_K = 2.583 \pm 0.023$  gemessen. Ein Grund für die unterschiedlichen Wert von  $R_K$  ist der Abfall durch die Berücksichtigung von Ereignissen mit mehreren Myonspuren, die in dieser Arbeit nicht verwendet wurden.

Das Ladungsverhältnis wurde zusätzlich mit weiteren Alignments untersucht. Unter anderem wurde dabei die Verkippung der Driftröhrenwände mit einem Positionsüberwachungssystem direkt vermessen und einbezogen. Abbildung 8.10 zeigt die Messung des Ladungsverhältnisses mit einem dieser Alignments.

Dieses Alignment besitzt einen größeren Fehler als das bisher verwendete (siehe Anhang), reproduziert aber ähnliche Resultate für die ersten vier Bins. Innerhalb

## 8 Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie



**Abb. 8.10:** Die Abbildung zeigt das mit Hilfe der Fehlidentifikation  $\eta_{real}$  korrigierte Ladungsverhältnis  $\hat{R}_{\mu}$  in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie.

der letzten zwei Bins sinken die Messwerte für das Ladungsverhältnis weniger stark als bei dem bisher verwendeten Alignment ohne Temperatureffekte. Im letzten Bin liegen die Messwerte beider Alignments weiter auseinander, als durch den systematischen Fehler berücksichtigt. Dies deutet auf eine Unterschätzung des systematischen Fehlers durch das Alignment für hohe Impulse hin.

## 9 Zusammenfassung

In dieser Diplomarbeit wurde das Ladungsverhältnis der kosmischen Myonen mit Hilfe des OPERA-Detektors gemessen. Dieses Ladungsverhältnis ist das Verhältnis der positiv zu den negativ geladenen Myonen in der kosmischen Höhenstrahlung. Es gibt damit Aufschluss über die Zusammensetzung der kosmischen Höhenstrahlung. Über das Verhalten bei Oberflächenenergien im TeV-Bereich liegen bisher nur wenige Messungen vor.

Das OPERA-Experiment bietet die nötigen Voraussetzungen, um Ereignisse in dieser Energieregion zu erforschen: Dies sind die Abschirmung des OPERA-Experiments durch den Gran-Sasso (entsprechend 3800 m Wasseräquivalent), sowie die Myonspektrometer mit denen eine Messung der Myonen möglich ist. Die minimale Oberflächenenergie der Myonen, die bis zu dem Detektor vordringen, liegt bei etwa ein TeV. Ihre Restenergie Höhe des OPERA-Experiments beträgt im Mittel 270 GeV.

OPERA wurde zum Nachweis der  $\nu_\tau$ -Appearance durch Neutrinooszillation in einem  $\nu_\mu$ -Strahl gebaut. OPERA besitzt zwei identische Myonspektrometer mit jeweils sechs Driftröhrenwänden und einem Dipolmagneten. Diese ermöglichen bis zu vier unabhängige Impuls- und Ladungsmessungen pro Teilchendurchgang. Die Myonspektrometer von OPERA sind für Messungen im Bereich von 10-100 GeV optimiert. Dennoch ist es möglich, in höheren Energieregionen mit Impulsen bis zu mehreren hundert GeV eine zuverlässige Messung der Impulse und Ladungen der Myonen durchzuführen.

Es wurde bereits eine Doktorarbeit zu diesem Thema veröffentlicht (siehe [26]), dort zeigten die Messungen ein unerwartetes Verhalten des Ladungsverhältnisses bei hohen Energien: Das Ladungsverhältnis fällt dort stärker ab, als es die Theorie vorhersagt. Ziel dieser Diplomarbeit war es, unter anderem diese Messungen mit einer neueren Software zu wiederholen und zu überprüfen.

Das über alle Impulse gemittelte Ladungsverhältnis wurde in dieser Arbeit bestimmt zu  $R_\mu = 1,346 \pm 0,035$ . Dies liegt deutlich unter dem in [26] ermittelten

## 9 Zusammenfassung

Ergebnis von  $R_\mu = 1,409 \pm 0,008$ . Die Gründe dafür können sowohl in der Software als auch im Alignment des OPERA-Detektors zu finden sein. Die Resultate einer Untersuchung der Rekonstruktionssoftware mit Monte-Carlo-Ereignissen sprach gegen die Software als Grund der Abweichung. Die Untersuchung des Alignments erzeugte vergleichbare Ergebnisse bei der Ermittlung der Fehlidentifikation wie in [26] und spricht somit gegen das Alignment als Grund der Abweichung. Hingegen wurde eine Abweichung bei der Winkelmessung innerhalb beider Supermodule gefunden, die für diesen Effekt verantwortlich sein kann. Die Differenz der Ablenkungswinkel im zweiten Supermodul liegt mit  $\delta\Phi = 0,23 \pm 0,02$  etwa eine Größenordnung über der Differenz der Ablenkungswinkel im ersten Supermodul. Dies ist in [26] nicht der Fall. Es ist ein Hinweis darauf, dass das Alignment für die Unterschiede bei der Bestimmung des Ladungsverhältnisses eine Rolle spielt. Zusätzlich wurde anhand des Ladungsverhältnisses das Alignment des OPERA-Detektors überprüft. Es konnte gezeigt werden, dass Änderungen im Alignment und abweichende Positionen der Detektorkomponenten sich mit der Messung des Ladungsverhältnisses nachweisen lassen. Es stellte sich heraus, dass das neuentwickelte Alignment den Fehler bei der Bestimmung von Ladungen im Myonspektrometer verringert.

Es wurde eine neue Methode, die Winkelgewichtungsmethode verwendet, um das Ladungsverhältnis ohne Kenntnis der Fehlidentifikation der Ladung zu ermitteln. Dies bietet den Vorteil, dass die Analyse unabhängig von den Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt werden kann. Außerdem war es mit dieser Methode möglich, die Fehlidentifikation für negative und positive Ladungen bei echten Ereignissen zu unterscheiden. Diese wurden zu  $\eta_{real}^+ = 0,0043 \pm 0,0002$  sowie  $\eta_{real}^- = 0,0042 \pm 0,0002$  bestimmt. So konnte die Annahme, dass die Wahrscheinlichkeit eine Ladung falsch zu bestimmen für positive und negative Ladungen gleich ist, experimentell bestätigt werden.

Das Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von der vertikalen Komponente der Oberflächenenergie wurde bestimmt und mit den Ergebnissen aus [26] verglichen. Für niedrige Energien ergibt die Messung des Ladungsverhältnisses niedrigere Werte als in [26]. Die Abweichung kann, wie schon beschrieben, durch Alignment oder Software verursacht werden. Die Messwerte im Bereich ab etwa 2 GeV stimmen im Rahmen der Fehler und unter Berücksichtigung, dass in dieser Arbeit keine Ereignisse mit mehreren Myonspuren verwertet wurden, überein.

Die Ladungsverhältnisse der atmosphärischen Pionen und Kaonen wurde zu  $R_\pi = 1,238 \pm 0,002$  und  $R_K = 1,889 \pm 0,04$  bestimmt.

Ein weiterer Schritt, diese Analyse zu ergänzen, wäre die Umsetzung der

Versatzmethode innerhalb der OPERA-Software, wie sie in [22] vorgestellt wurde. Diese Methode ermöglicht es, den Impuls über den Versatz der Myon-Spur zwischen den zwei vorderen und den beiden hinteren Driftröhrenwänden innerhalb eines Supermoduls zu ermitteln. Mit dieser Methode wäre es möglich, den Fehler des mittleren Driftröhrenwand-Paares abzuschätzen und somit den systematischen Fehler weiter zu senken.

Die Winkelmethode wurde für Ereignisse mit Impulsen von 20 GeV optimiert. Eine Ausweitung auf höhere Impulse kann die Ergebnisse bei der Messung des Ladungsverhältnisses in hohen Energieregionen verbessern.

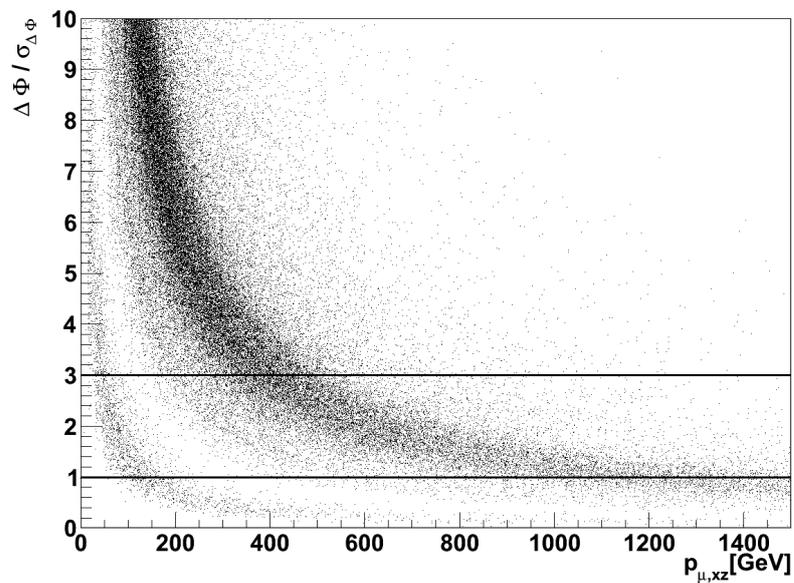
Zusätzlich kann diese Untersuchung auf Ereignisse mit mehr als einer Myon-Spur ausgedehnt werden, ebenfalls um die Aussagekraft im Bereich höherer Energien zu erhöhen.

Mit einem neuen Alignment innerhalb der OPERA-Software, das die Änderung der Geometrie des Detektors seit 2011 berücksichtigt, kann außerdem die Anzahl der auswertbaren Ereignisse erhöht werden. Dies würde den statistischen Fehler, der im Bereich hoher Energien einen großen Einfluss auf die Messungen hat, verringern.

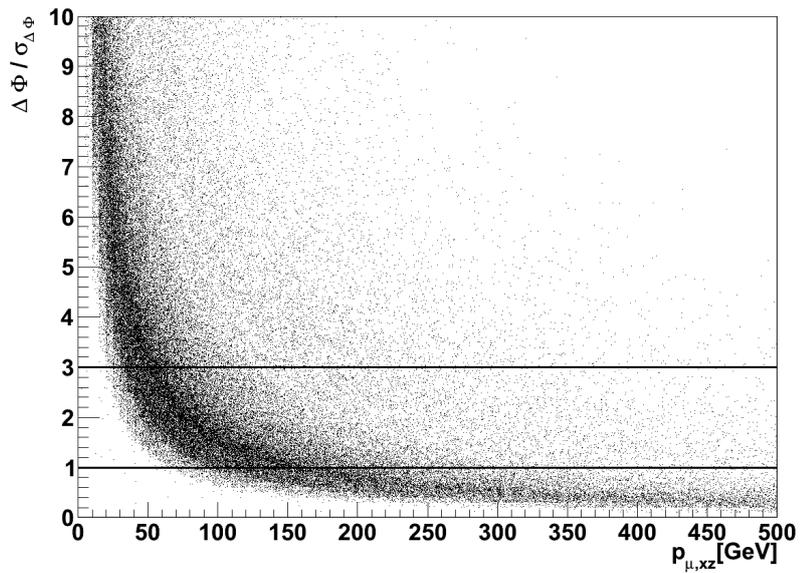
# 10 Anhang

## Impulsauflösung mit echten Ereignissen

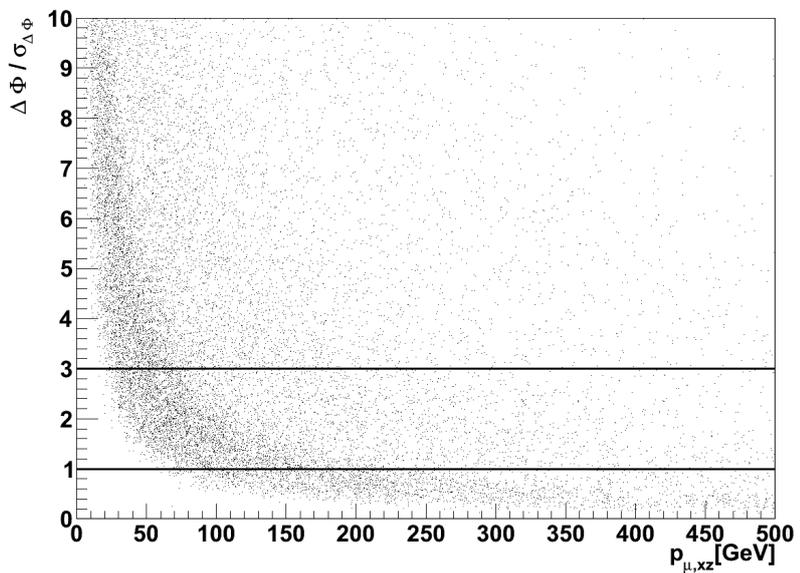
In den Abbildungen 10.1, 10.2 und 10.3 wurde der Kehrwert des relativen Fehlers des Ablenkwinkels  $\Delta\Phi$  in Abhängigkeit des Myonimpulses in der xz-Ebene aufgetragen. Die maximal detektierbare Energie ist die Energie, bei dem das Verhältnis des Ablenkwinkels zu seinem Fehler im Mittel gleich eins wird. Zusätzlich wurde eine Gerade für  $\Delta\Phi/\sigma_{\Delta\Phi} = 3$  eingezeichnet, um zu veranschaulichen, welche Ereignisse durch den Deflection-Cut betroffen sind.



**Abb. 10.1:** Die Abbildung zeigt den Kehrwert des relativen Fehlers des Ablenkwinkels  $\Delta\Phi$  in Abhängigkeit des Myonimpulses in der xz-Ebene. Die gewählten Ereignisse entsprechen der Ereignisklasse doublet.



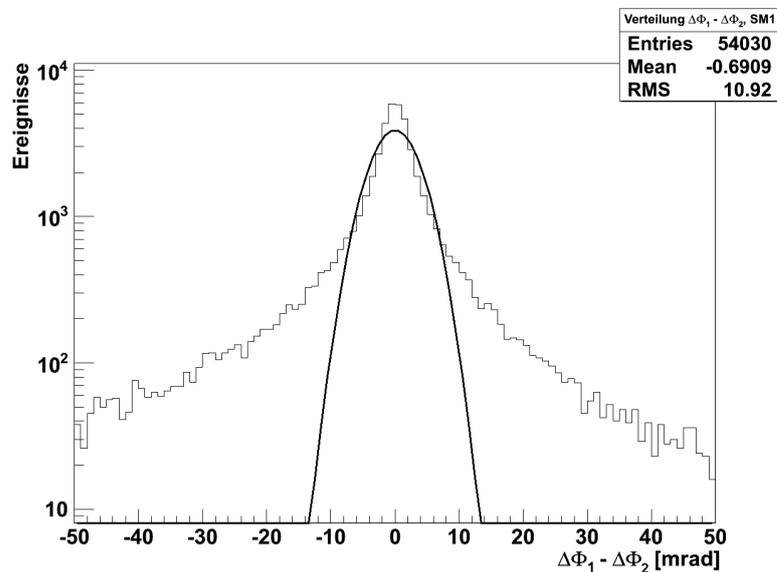
**Abb. 10.2:** Die Abbildung zeigt den Kehrwert des relativen Fehlers des Ablenkwinkels  $\Delta\Phi$  in Abhängigkeit des Myonimpulses in der xz-Ebene. Die gewählten Ereignisse entsprechen der Ereignisklasse mixed.



**Abb. 10.3:** Die Abbildung zeigt den Kehrwert des relativen Fehlers des Ablenkwinkels  $\Delta\Phi$  in Abhängigkeit des Myonimpulses in der xz-Ebene. Die gewählten Ereignisse entsprechen der Ereignisklasse singlet.

## Messung des Ladungsverhältnis mit einem weiteren Alignment

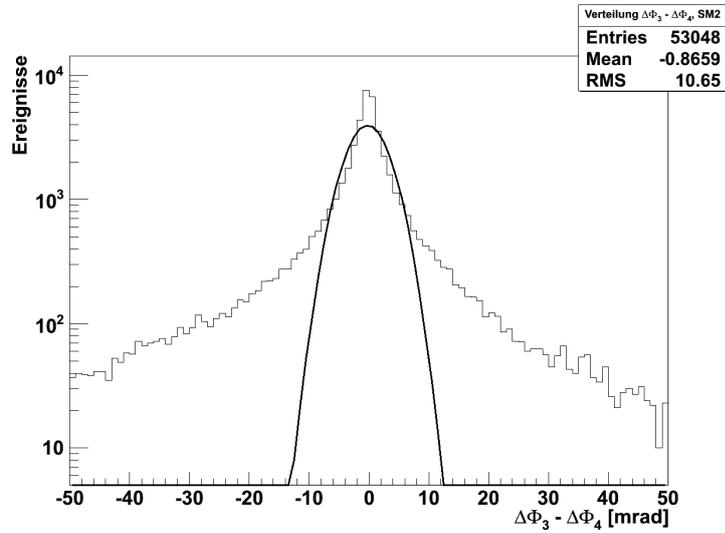
Wie in 8.2 erwähnt wurde das Ladungsverhältnis mit einem weiteren Alignment gemessen. In diesem Abschnitt wird der systematische Fehler für dieses Alignment ermittelt. Abbildung 10.4 zeigt die Verteilung der Differenz der Ablenkwinkel  $\Delta\Phi_1$  und  $\Delta\Phi_2$  im ersten Supermodul. Durch die Annäherung mittels einer Gauß-Verteilung ergibt sich  $\delta\Phi = 0,02 \pm 0,02$ . Abbildung 10.5 zeigt die gleiche Verteilung für das zweite Supermodul. Durch die Gauß-Verteilung ergibt sich  $\delta\Phi = 0,25 \pm 0,02$ .



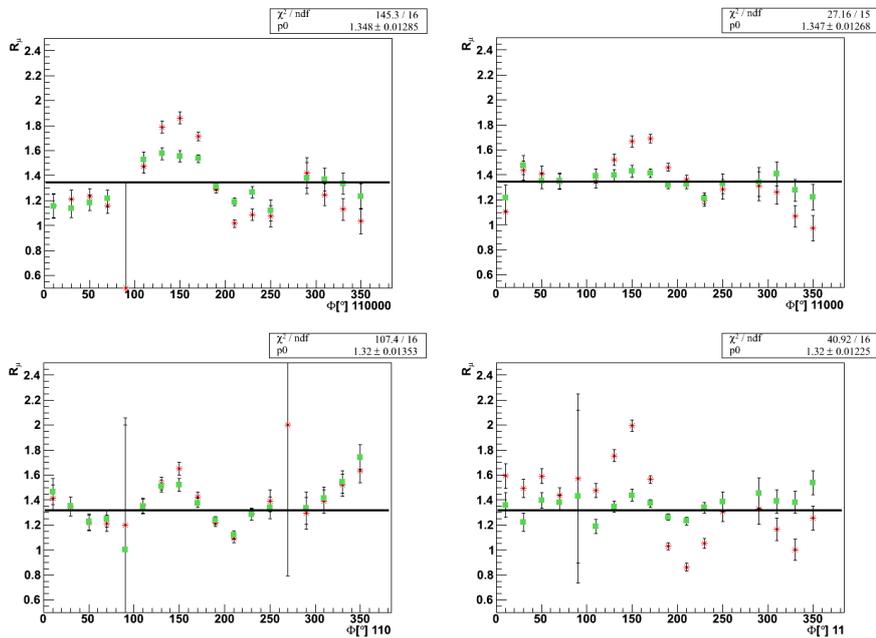
**Abb. 10.4:** Differenz der Winkel  $\Delta\Phi_1$  und  $\Delta\Phi_2$  innerhalb des ersten Supermoduls.

Abbildung 10.6 zeigt die Messung des Ladungsverhältnisses innerhalb der einzelnen Stationen des OPERA-Detektors.

Der systematische Fehler wurde für dieses Alignment wie in Kapitel 6 abgeschätzt und liefert  $\delta R_\mu = 0,035$ .



**Abb. 10.5:** Differenz der Winkel  $\Delta\Phi_3$  und  $\Delta\Phi_4$  innerhalb des ersten Supermoduls.



**Abb. 10.6:** Die Roten Datenpunkte zeigen die Messung des Ladungsverhältnis mit dem ursprünglichen, mittels eines Theodoliten gemessenen Alignments. Die Messwerte des Ladungsverhältnis mit dem neuen Alignment werden mit grünen Quadraten dargestellt.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Fluss der primären kosmischen Strahlung . . . . .	5
2.2	Teilchen in der kosmischen Höhenstrahlung . . . . .	8
2.3	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit der Energie aus [26] . . . . .	12
3.1	Der OPERA-Detektor . . . . .	18
3.2	Schematische Darstellung eines Myonspektrometers . . . . .	19
3.3	Spurrekonstruktion durch Driftröhren . . . . .	21
3.4	Schematische Darstellung eines Myons im Myonspektrometer . . . . .	22
4.1	Softwarestruktur von OpRelease . . . . .	27
4.2	Softwarekette in der OPERA-Software . . . . .	28
5.1	Auflösung des Zenitwinkels . . . . .	34
5.2	Auflösung des Azimutalwinkels . . . . .	35
5.3	Impulsauflösung der Rekonstruktionssoftware . . . . .	35
5.4	Ladungsverhältnis $R_\mu$ ohne Cuts . . . . .	36
5.5	Ausgelöste Driftröhren in Abhängigkeit des Winkels $\Phi$ . . . . .	37
5.6	Clean-Cut-Funktion $N'(\Phi)$ . . . . .	38
5.7	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von $\Delta\Phi/\sigma\Delta\Phi$ . . . . .	39
5.8	Einfluss des Deflection-Cut auf die Daten . . . . .	39
5.9	Ladungsverhältnis nach Anwendung der Cuts . . . . .	40
5.10	Fehlidentifikation $\eta$ nach Anwendung der Cuts . . . . .	41
5.11	Entfaltung des Ladungsverhältnisses . . . . .	44
5.13	Ereignisse nach Chargeweight sortiert . . . . .	46
5.14	Cuts in Abhängigkeit des Chargeweight . . . . .	47
5.15	Fehlidentifikation mit Winkelgewichtungsmethode . . . . .	48
5.16	Ladungsverhältnis über Winkelmethode . . . . .	48
6.1	Differenz der Ablenkwinkel $\Delta\Phi_1$ und $\Delta\Phi_2$ in SM1 . . . . .	50
6.2	Differenz der Ablenkwinkel $\Delta\Phi_3$ und $\Delta\Phi_4$ in SM2 . . . . .	51
7.1	Das Ladungsverhältnis $\hat{R}_\mu$ innerhalb des Detektors . . . . .	55

7.2	Die durch den Zwei-Arm-Test ermittelte Fehlidentifikation $\eta$ . . . . .	56
7.3	Das mit $\eta_{MC}$ entfaltete Ladungsverhältnis $R_{\mu}^{mf}$ innerhalb des Detektors	58
7.4	Das entfaltete Ladungsverhältnis $R_{\mu}^{mf}$ aus [26] . . . . .	59
7.5	Das mit $\eta_{real}$ entfaltete Ladungsverhältnis $R_{\mu}^{mf}$ innerhalb des Detektors	60
7.6	Das Ladungsverhältnis durch $\kappa$ . . . . .	61
7.7	Veränderung des Ladungsverhältnisses durch Alignmentkorrekturen am Detektor . . . . .	62
7.8	Veränderung des gemessenen Ladungsverhältnisses durch Ali- gnmentkorrekturen innerhalb der OPERA-Software . . . . .	63
8.1	Verteilung der Oberflächenenergie . . . . .	65
8.2	Funktion zur Zuordnung der Oberflächenenergie . . . . .	65
8.3	Energieauflösung 2D-Plot . . . . .	66
8.4	Energieauflösung . . . . .	67
8.5	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von Oberflächenenergie . . . . .	68
8.6	Fehlidentifikation $\eta_{real}$ in Abhängigkeit von Oberflächenenergie . . . . .	68
8.7	Ladungsverhältnis in Abhängigkeit von Oberflächenenergie . . . . .	69
8.8	Vergleich von $\hat{R}_{\mu}$ mit [26] . . . . .	70
8.9	Bestimmung von $R_{\pi}$ und $R_K$ . . . . .	71
8.10	Das Ladungsverhältnis mit anderem Alignment . . . . .	72
10.1	Energieauflösung der Ereignisklasse doublet . . . . .	76
10.2	Energieauflösung der Ereignisklasse mixed . . . . .	77
10.3	Energieauflösung der Ereignisklasse singlet . . . . .	77
10.4	Differenz der Ablenkwinkel $\Delta\Phi_1$ und $\Delta\Phi_2$ in SM1 . . . . .	78
10.5	Differenz der Ablenkwinkel $\Delta\Phi_3$ und $\Delta\Phi_4$ in SM2 . . . . .	79
10.6	Messung des Ladungsverhältnis in den einzelnen Stationen . . . . .	79

# Tabellenverzeichnis

3.1	Stationen zur Ladungs- und Impulsbestimmung . . . . .	23
3.2	Die Ereignisklassen und ihre maximal detektierbare Energie . . . . .	23
5.1	Ereignisklassen in MC1 . . . . .	33
7.1	Ereignisklassen bei echten Ereignissen . . . . .	54
7.2	Einfluss der Cuts auf die Ereignisse . . . . .	54
8.1	Messwerte des Ladungsverhältnisses in Abhängigkeit von der Oberflächenenergie . . . . .	69

# Literaturverzeichnis

- [1] A. Cazes et al.: *JINST 2 (2007), T03001.*, 2007.
- [2] A. D. Panov et al.: *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics Vol. 73, No. 5 (2009), 564-567.*, 1998.
- [3] A. M. Hillas: *The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays*, 1984.
- [4] B. Wonsak: *Die Spurrekonstruktion für das Driftröhren-Myon-Spektrometer des Neutrino-Experiments OPERA*.
- [5] C. Goellnitz: *Alignment des Driftröhrendetektors am Neutrinooszillations-Experiment OPERA, unpublished PhD thesis*, 2012.
- [6] C. Grupen: *Astroparticle Physics*, 2005.
- [7] CERN Neutrinos to Gran Sasso (CNGS). <http://proj-cngs.web.cern.ch/>, Stand: 01.02.2012 .
- [8] Dong-Woo Kim and Giuseppina Fabbiano: *The Astrophysical Journal 721 (2010) 1523*, 2010.
- [9] E. V. Bugaev et al.: *Phys. Rev. D58, 054001*, 1998, 1998.
- [10] G. Acquistapace et al.: *CERN Yellow Report 1998-02 (1998)*, 1998.
- [11] G. Felici et al.: *Concept of the Trigger System for the Precision Tracker, Internal note / OPERA (07 Dec 2005)*, 2005.
- [12] G. K. Ashley II et al.: *Phys. Rev. D12 (1975), 20.*, 1975.
- [13] H. Kolanoski. [www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/accel01.pdf](http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/accel01.pdf), Stand: 10.02.2012 .
- [14] H. Kolanoski. [www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/accel02.pdf](http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0910/skripte/accel02.pdf), Stand: 10.02.2012 .
- [15] J. Bluemer, R. Engel and J. R. Hoerandel: *Cosmic Rays from the Knee to the Highest Energies*, 2009.
- [16] J. H. Parker et al.: *in Proceedings of the 11th ICRC, ed. by A. Somogyi et al.*, 1970.
- [17] J. K. de Jong: *MINOS Collaboration, in Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009.*, 2009.

## Literaturverzeichnis

- [18] J. Lense: *Physikalische Zeitschrift* 19 (1918), S. 156–163.
- [19] L. V. Volkova and G. T. Zatsepin: *Phys. At. Nucl.* 71 (2008), 1782., 2009.
- [20] M. Ambrosio et al.: [*MACRO Collaboration*], *Astropart. Phys.* 10 (1999), 11. 142, 1999.
- [21] M. Ambrosio et al.: [*MACRO Collaboration*], *Astropart. Phys.* 19 (2003), 313-328., 2003.
- [22] M. Meyer: *Analyse von CC-Ereignissen beim OPERA-Experiment*.
- [23] N. Agafonova et al.: in *Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009.*, 2009.
- [24] N. Agafonova et al.: [*OPERA Collaboration*], *JINST* 4 (2009), P06020, 2009.
- [25] N. Agafonova et al.: [*OPERA Collaboration*], *Phys. Lett. B*691 (2010), 138-145., 2010.
- [26] N. Mauri: *Measurement of the atmospheric muon charge ratio with the OPERA detector*.
- [27] O. Adriani et al.: *Science*, Vol. 332, No. 6025 (2011), 69-72., 2011.
- [28] OpRelease Documentation. <http://operaweb.lngs.infn.it/operawiki/>, Stand: 01.02.2012 .
- [29] P. Achard et al.: *Phys. Lett. B*598 (2004), 15., 2004.
- [30] P. Adamson et al.: [*MINOS Collaboration*], *Phys. Rev. D*76 (2007), 052003., 2007.
- [31] P. Lipari: *Lepton spectra in the earth's atmosphere*, 1993.
- [32] P. Schreiner and M. Goodman: *MINOS Collaboration, in Proceedings of the 30th ICRC, ed. by R. Caballero et al. (Universidad Nacional Aut´onoma de M´exico, Mexico City, Mexico, 2008) Vol. 5, p. 1221.*, 2008.
- [33] Pierre Auger Project. <http://www.auger.org/observatory/>, Stand: 10.02.2012 .
- [34] R. Acquafredda et al.: [*OPERA Collaboration*], *JINST* 4 (2009) P04018, 2009.
- [35] R. Zimmermann: *A general track reconstruction scheme and its application to the OPERA drift tubes.*, 2008.
- [36] R. Zimmermann et al.: *Nucl. Instr. Meth. A*555 (2005), 435., 2005.
- [37] R. Zimmermann et al.: *Nucl. Instr. Meth. A*557 (2006), 690., 2006.
- [38] S.H. Neddermeyer et al.: *Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles Phys. Rev.* 51 (1937) 884, 1937.
- [39] T. Adam et al.: *Nucl. Instr. Meth. A*577 (2007), 523., 2007.
- [40] T. K. Gaisser: *Cosmic rays and particle physics*.
- [41] T. K. Gaisser and T. Stanev: *Review of Particle Physics, Cosmic Rays*, 2010.

## Literaturverzeichnis

- [42] T. W. Jones: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 332, Sept. 15, 1988, p. 678-695., 1988.
- [43] V. Hess: *Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballongefahrten.*
- [44] V. Hess: *Über den Ursprung der durchdringenden Strahlung.*
- [45] W. R. Frazer et al.: *Phys. Rev D5 (1972), 1653.*

# Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die bei der Fertigstellung der Diplomarbeit mitgeholfen haben.

Frau Prof. Dr. Caren Hagner danke ich dafür, dass ich meine Diplomarbeit in der Forschungsgruppe Neutrino-Physik schreiben durfte. Prof. Dr. Walter Schmidt-Parzefall danke ich für die konstruktive Kritik und die Übernahme des Zweitgutachtens.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Björn Wonsak für die Betreuung und die vielen Ratschläge bedanken und dafür dass er sich für Beantwortung meiner Fragen immer sofort Zeit genommen hat.

Außerdem bedanke ich mich herzlich bei Christoph Göllnitz für das Korrekturlesen meiner kompletten Arbeit, sowie die vielen Vorschläge und die Bereitstellung der Ergebnisse seiner Arbeit.

Ich danke Dr. Martin Hierholzer für die Bereitstellung der Monte-Carlo-Simulationen sowie Mikko Meyer für die Bereitstellung der Winkelmethode.

Ich danke Annika Hollnagel für die Unterstützung während der letzten Stunden vor Abgabe der Arbeit.

Den restlichen "Operanden", Dr. Joachim Ebert, Hans-Jürgen Ohmacht, Benjamin Büttner, Torben Ferber, Jan Lenkeit und Volker Braunert danke ich für ihre Arbeiten, ohne die meine Arbeit so nicht möglich gewesen wäre.

Ich bedanke mich auch bei Dr. Daniel Bick, Dr. Michael Wurm, Nadine Heidrich, Markus Kaiser, Sebastian Lorenz, Christian Oldorf, Jan Timm und allen bisher genannten für die tolle Atmosphäre in der Arbeitsgruppe.

# Erklärung zur Diplomarbeit

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel verfasst habe.

Des Weiteren erkläre ich mich mit der Veröffentlichung der Arbeit einverstanden.

Hamburg, den 16.02.2012