Entwicklung einer Methode zur Rekonstruktion der Energie von Myonen mit dem Baikal-Neutrinoteleskop NT-96

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium
(dr. rer. nat.)
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Humboldt-Universität zu Berlin

von
Herr Dipl.-Phys. Ole Streicher
geboren am 2.12.1966 in Berlin

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:
Prof. Dr. Jürgen Mlynek
Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:
Prof. Dr. Bernhard Ronacher

Gutachter:

1. Prof. Dr. Th. Lohse
2. Prof. Dr. P. Söding
3. Prof. Dr. H. Meyer

eingereicht am:	3. Dezember 2000
Tag der mündlichen Prüfung:	4. Mai 2001

Abstract

This thesis describes the development of a method for energy reconstruction of muons which are detected in underwater telescopes using the amplitudes and hit patterns of the photo multipliers. The method is applied to the data of the Baikal NT-96 muon and neutrino telescope.

Keywords:
muon, neutrino, cherenkov telescope, energy reconstruction

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung einer Methode zur Energierekonstruktion von Myonen in Unterwasserteleskopen unter Verwendung der Amplituden und Trefferwahrscheinlichkeiten der Photomultiplier. Die Methode wird auf die Daten des Myon- und Neutrinoteleskopes NT-96 angewandt.

Schlagwörter:
Myonen, Neutrino, Cherenkovteleskop, Energierekonstruktion

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Eine der faszinierendsten Aufgabengebiete der Physik ist die Untersuchung höchstenergetischer Partikel der kosmischen Strahlung. Sie erlaubt nicht nur Einblicke in die Entstehungsgeschichte und den Aufbau unseres Universums, sondern auch eine Untersuchung der Eigenschaften von Elementarteilchen in Energiebereichen, die uns mit herkömmlichen Methoden verschlossen bleiben. Die Untersuchung kosmischer Strahlung führt auch heute noch zu neuen Erkenntnissen in der Teilchenphysik. Prominentestes Beispiel hierfür ist die Entdeckung der Neutrinooszillation mit dem Super-Kamiokande-Detektor.

Auch diese Arbeit beschäftigt sich mit einem Neutrinodetektor, dem Neutrinoteleskop Baikal NT-96. Dieses Teleskop wurde von einer russisch-deutschen Kollaboration im Jahr 1996 im Baikalsee installiert Mit dem NT-96 wurden die ersten mit einem Detektor dieser Bauart registrierten klaren Neutrinokandidaten rekonstruiert. Der Energiebereich, in dem der Detektor NT-96 empfindlich ist, liegt allerdings deutlich über dem des erwähnten Super-Kamiokande-Detektors: Während die Schwellenenergie von Super-Kamiokande bei etwa 5 MeV liegt, registrieren Detektoren wie das NT-96 Neutrinos erst ab einer Energie von etwa 10 GeV.

Neutrinos können nicht direkt registriert werden; ihr Nachweis erfolgt indirekt durch Messung des bei der Wechselwirkung des Neutrinos entstehenden Leptons (Elektron, Myon oder Tau-Teilchen). Das NT-96 ist optimiert auf die Messung von Myonen. Die Richtung der Myonen kann numerisch mit guter Genauigkeit rekonstruiert werden.

Die vorliegende Arbeit stellt eine Methode vor, die Energie der mit dem NT-

96 registrierten Myonen zu bestimmen. Im Unterschied zu bisherigen Ansätzen, in denen eine einfache Abhängigkeit einiger Messwerte von der Energie (wie beispielsweise die Gesamtzahl der registrierten Photoelektronen [37] oder der Amplitude [59]) mit Monte-Carlo-Simulationen ermittelt und dann auf die experimentellen Daten angewandt wurde, wird hier – unabhängig von einer Monte-Carlo-Simulation des Detektors selbst – das Verhalten bei Myonen verschiedener Energien untersucht und tabelliert. Neben der eigentlichen Aufgabe der Entwicklung einer Methode zur Energierekonstruktion wird damit auch die Detektorsimulation überprüft.

Durch diesen Ansatz ist die Methode unabhängig vom konkreten Detektor. Obwohl primär für das NT-96 entwickelt, ist es mit verhältnismäßig geringem Aufwand auf die anderen Detektoren dieses Grundtyps (wie Antares oder auch Amanda) anpassbar. Es zeigt sich, dass die Genauigkeit der Energiemessung mit einem Myonteleskop prinzipiell begrenzt ist; beim NT-96 liegt die Grenze der Messgenauigkeit bei etwa 0,4 bis 0,5 Größenordnungen in einem Energiebereich oberhalb von 1 TeV. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt deshalb auf der Entwicklung der Methode, während die Analyse der Daten des Detektors eher als ein Anwendungsbeispiel zu betrachten ist.

Kapitel 2

Hochenergetische Myonphysik

2.1 Quellen hochenergetischer Myonen

Hochenergetische, auf der Erde nachweisbare Myonen sind in erster Linie Sekundärteilchen der kosmischen Strahlung. Als Primärteilchen kommen sie aufgrund ihrer Lebensdauer nur bei Energien größer als 10^{25} eV in Betracht.

2.1.1 Atmosphärische Myonen

Atmosphärische Myonen entstehen aus dem Zerfall von geladenen Pionen, die durch Wechselwirkungen der primären kosmischen Strahlung (hauptsächlich Protonen, aber auch α-Teilchen und schwerere Kerne, [32]) mit Atomkernen der Atmosphäre entstehen:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\longrightarrow \mu^- + \overline{\nu}_\mu \end{aligned}$$

Eine weitere Quelle ist der analoge Zerfall von Kaonen $K^{\pm}$. Sein Beitrag zur Gesamtzahl der Myonen reicht energieabhängig von etwa 5 % bei niedrigen Energien bis zu 27 % bei Energien ab etwa 1 TeV [26]. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess hängt von der Energie des Mesons ab. Wegen der Dilatation der Zerfallszeit mit wachsender Energie verringert sich die Zerfallswahrscheinlichkeit relativ zur Wahrscheinlichkeit der Interaktion mit der Atmosphäre bei Myonenergien $E_\mu \gg 115\,\text{GeV}$ (Pion) bzw. $E_\mu \gg 850\,\text{GeV}$ (Kaon).

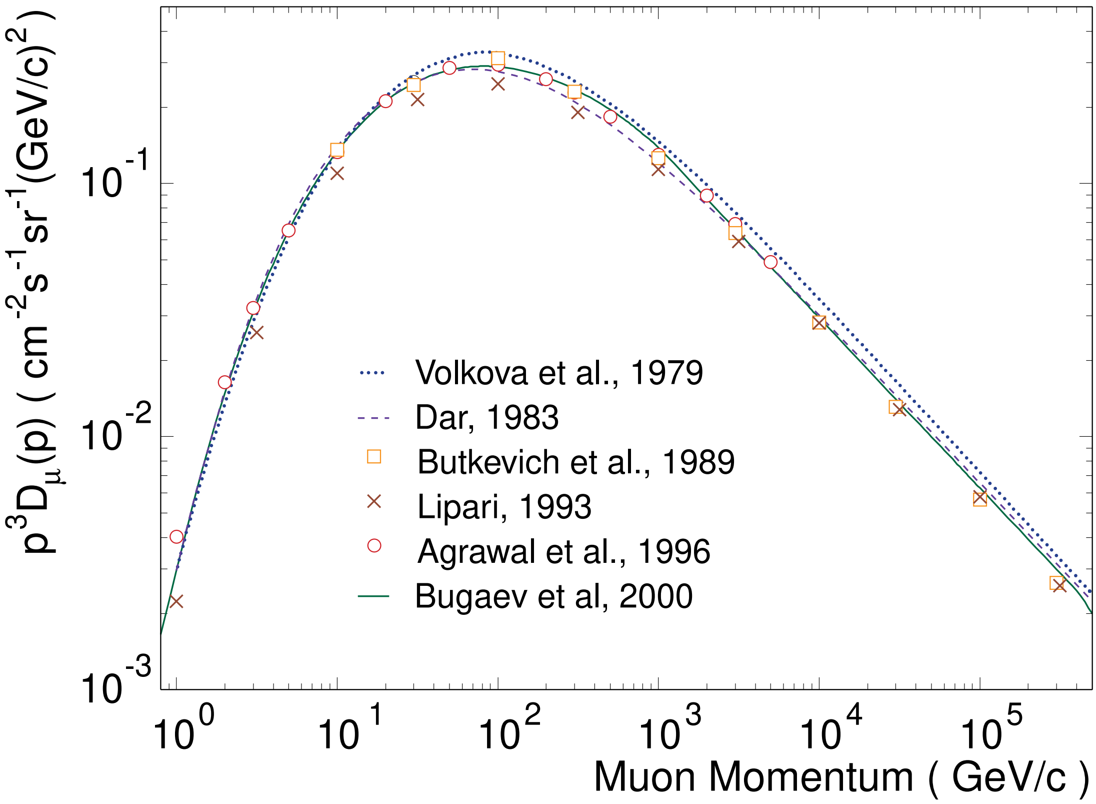

Abbildung 2.1: Spektrum hochenergetischer atmosphärischer Myonen in Meeresspiegelhöhe (aus [25]).

Dadurch wird der Exponent in der Energieabhängigkeit des Myonflusses im Vergleich zum Potenzgesetz des Energiespektrums kosmischer Strahlung um eins erhöht und durch $dN/dE \propto E_\mu^{-(\gamma+1)}$ beschrieben. Unterhalb dieser Energieschwelle wird der Myonfluss durch den gleichen Spektralindex beschrieben wie das originale Spektrum kosmischer Strahlen.

Bei sehr hohen Myonenergien spielt zusätzlich der Zerfall von Hadronen mit Charmquarkanteil ($D^\pm$, D^0, $\overline{D}^0$, $\Lambda^\pm$ usw.) aus Kollisionen der primären Strahlung mit Kernen der Atmosphäre eine Rolle. Je nach Modell wird der Anteil sogenannter „prompter Myonen“ ab einer Myonenergie auf Meeresspiegelniveau von etwa 200 TeV bis 4 PeV (zenitwinkelabhängig) dominant [54].

Myonen mit einer Energie größer als 10 GeV erreichen die Erde im Wesentlichen ohne vorher zu zerfallen.

Die Entstehungsmechanismen höchstenergetischen kosmischen Strahlung, die die Ursache der atmosphärischen Myonen (und Neutrinos) darstellt, ist weitgehend ungeklärt. Kandidaten für mögliche Quellen sind

- Pulsare (rotierende Neutronensterne)
- Doppelsternsysteme, wobei einer der Partner ein sehr kompaktes Objekt (schwarzes Loch, Neutronenstern) darstellt
- Aktive Galaktische Kerne (AGN)
- Gammastrahlungsausbrüche (GRB).

Wichtigster vermuteter Beschleunigungsmechanismus der hochenergetischen kosmischen Strahlung stellt die Beschleunigung durch starke Schockwellen dar [32]. Dieser Mechanismus ist in der Lage, das gemessene Spektrum kosmischer Strahlen (Potenzgesetz) zu erklären.

Das erwartete daraus resultierende Energiespektrum atmosphärischer Myonen ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

2.1.2 Myonen aus Neutrinowechselwirkungen

Während die atmosphärischen Myonen die weitaus größte Quelle von Ereignissen mit einem Ursprung über dem Horizont haben, kommen als Quelle von Myonen mit einem Zenitwinkel größer als 90 Grad praktisch nur Neutrinos in Frage, da alle anderen Teilchen von der Erde absorbiert werden.

Primäre Quelle von hochenergetischen Neutrinos sind die zusammen mit den im letzten Abschnitt beschriebenen atmosphärischen Myonen erzeugten atmosphärischen Neutrinos. Neutrinos mit Energien kleiner als einige hundert TeV passieren die Erde fast ungehindert und können durch Wechselwirkung mittels geladener Ströme mit dem Wasser Myonen erzeugen. Der mittlere Winkel zwischen der Bahn des Neutrinos und der des erzeugten Myons beträgt bei 1 TeV etwa 1,8 Grad und nimmt mit der Wurzel aus der Neutrinoenergie ab. Die Flugrichtung des Myons stellt somit eine gute Näherung für die Flugrichtung des Neutrinos dar, bei abbildenden Teleskopen ist dieser Fehler die maximal erreichbare Auflösung [44]. Da der Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung $\nu N \longrightarrow \mu^- X$ jedoch sehr klein ist ($\approx 3 \cdot 10^{-36}$ cm^2 bei 1 TeV), ist die Zahl der durch Neutrinowechselwirkung entstehenden Myonen sehr

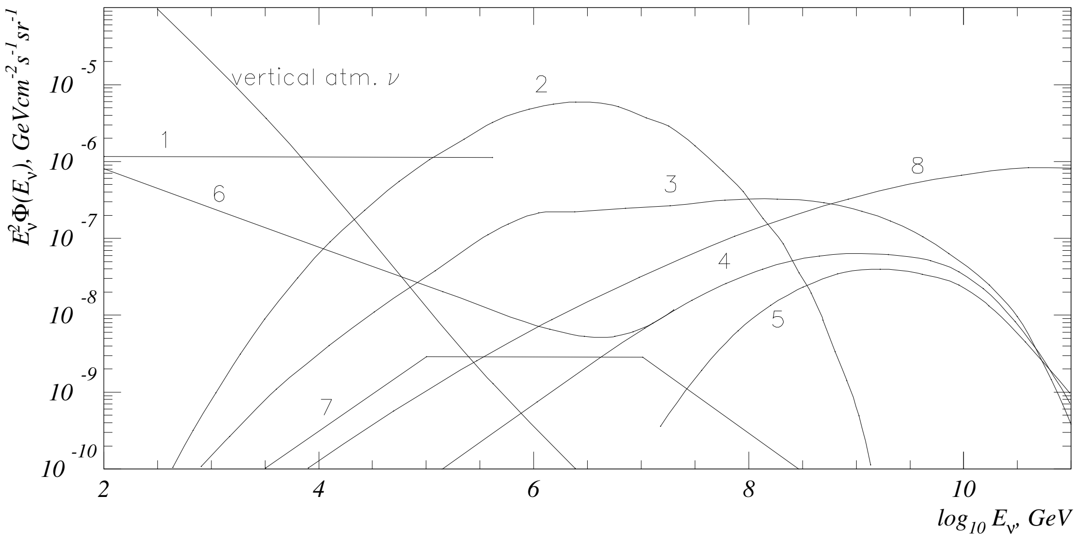

Abbildung 2.2: Erwartete Energiespektren hochenergetischer Neutrinos aus isotropen Quellen, entnommen aus [46]. 1 - pp-Wechselwirkungen in AGN-Kernen (Nellen et al.), 2 - $p\gamma$-Wechselwirkungen in AGN-Kernen (Stecker & Salmon), 3 - $p\gamma$-Wechselwirkungen in Quellen extragalaktischer Photoproduktion (Mannheim et al.), 4 - $p\gamma$-Wechselwirkungen in Blazarjets, die extrem hochenergetische kosmische Strahlung durch austretende Neutronen produzieren (Mannheim), 5 - $p\gamma$-Wechselwirkungen von kosmischen Strahlen aus Radiogalaxien mit der 2,7K-Hintergrundstrahlung (Rachen & Biermann), 6 - pp-Wechselwirkungen in Galaxien mit Blazarjets (Mannheim), 7 - GRB-Modell (Waxmann und Bahcall), 8 - Zerfall von XY-Gauge-Bosonen aus topologischen Defekten (Sigl et al., Birkel & Sarkar).

viel kleiner als die der atmosphärischen Myonen. Auf der Erdoberfläche ist das Verhältnis der senkrechten Flüsse atmosphärischer und neutrinoinduzierter Myonen etwa $1,5 \cdot 10^{15}$, was eine Abschirmung eines Nachweisgerätes unbedingt erforderlich macht. Üblicherweise wird die Abschirmung durch eine dicke Gesteinsschicht oder durch Wasser erreicht.

Weitere Quellen – und die wesentliche Motivation für den Bau spezieller Neutrinoteleskope – sind jedoch extraterrestrische Neutrinos. Derartige Neutrinos entstehen durch den Zerfall der geladenen Pionen aus der Kaskade $p + ... \longrightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + ...$, die die Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit ruhender Materie beschreibt. Dabei wird annähernd jeweils die gleiche Anzahl jeder Pionsorte erzeugt. Daraus ergibt sich, dass die Zahl der erzeugten Photonen (die durch den Zerfall des π^0 entstehen) etwa genauso gross ist wie die Gesamtzahl der (durch $\pi^\pm$-Zerfall erzeugten) Myonneutrinos. Kritische Größe der extraterrestrischen Neutrinoerzeugung ist dabei die Dichte des Wechselwirkungsmediums: Bei zu großer Dichte werden die Pionen vor ihrem Zerfall absorbiert.

Rechnungen zeigen, dass das Neutrinospektrum etwa den gleichen Verlauf zeigt wie das Spektrum hochenergetischer γ-Teilchen. Unterschiede haben bei hohen Energien vor allem ihre Ursache in der Wechselwirkung der γ-Teilchen in der Quellenregion selbst oder mit der 3K-Hintergrundstrahlung.

Eine weitere hochenergetische Neutrinoquelle kann die Annihilation hypothetischer, schwach wechselwirkender Teilchen (Neutralinos) sein, die sich durch die Gravitation im Zentrum der Erde oder der Sonne anreichern. Eine derartige Neutrinoquelle wäre eindeutig durch Zurückverfolgen der Richtung der Neutrinos als eine Punktquelle in einem irdischen bzw. Solarkoordinatensystem erkennbar. Eine Untersuchung mit dem Detektor Baikal NT-96 [11] ergab aus der Nichtbeobachtung eines Myonüberschusses aus Richtung des Erdmittelpunktes eine obere Grenze der Flusses von Neutrinos aus dieser Quelle von $1,1 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

Bild 2.2 zeigt das erwartete Spektrum hochenergetischer kosmischer Neutrinos bei Berücksichtigung verschiedener Modelle als Funktion der Energie.

2.2 Detektion hochenergetischer Myonen mittels Cherenkovlicht

2.2.1 Funktionsprinzip

Wenn in einem optischen dichten Medium die Geschwindigkeit eines geladenen Teilchens größer als die Lichtgeschwindigkeit ist, emittiert dieses Teilchen Licht unter einem charakteristischen Winkel θ_c. Dieser Winkel ist abhängig

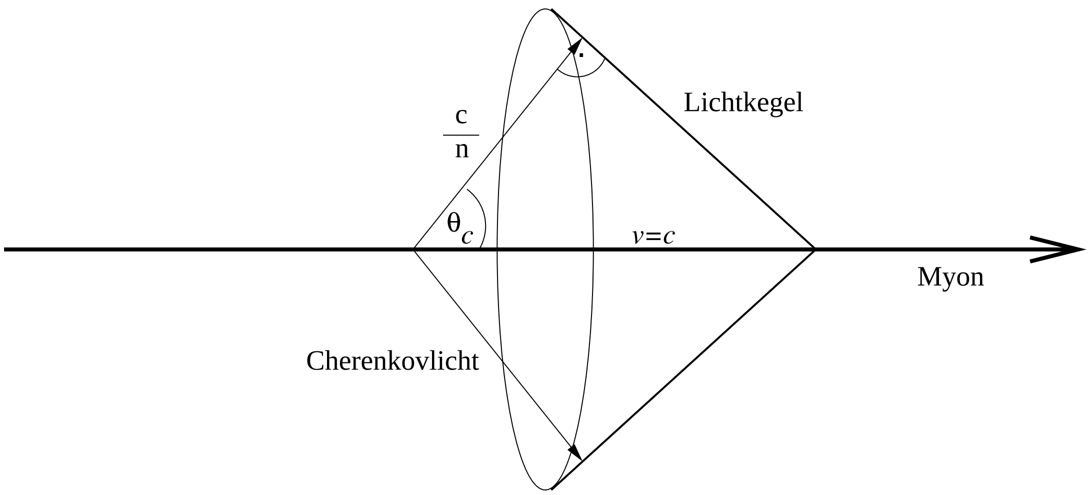

Abbildung 2.3: Veranschaulichung der Geometrie des Cherenkovlichts. Für Wasser ist $n = 1,333$ und damit $\theta_c = 41,4°$.

von der Geschwindigkeit v des Teilchens sowie vom Brechungsindex n des Mediums:

$$\cos\theta_c = \frac{c}{n \cdot v}$$

In Wasser liegt die Schwelle, ab der ein Myon Cherenkovlicht emittiert, bei einer Myonenergie von etwa 190 MeV. Die hier untersuchten Myonen haben aber eine wesentlich höhere Energie ($\gg 10\,\mathrm{GeV}$), so dass für diese $v \approx c$ gilt. In diesem Fall ist der Cherenkovwinkel praktisch konstant. Der Brechungsindex von Süßwasser beträgt $n = 1,333$ bei einer Wellenlänge $\lambda = 450\,\mathrm{nm}$, was einem Cherenkovwinkel von 41,4 Grad für ultrarelativistische Teilchen entspricht (Abbildung 2.3).

Die Zahl der als Cherenkovlicht emittierten Photonen auf einer Wegstrecke dx in einem Wellenlängenintervall $d\lambda$ beträgt

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2 \sin^2\theta_c}{\lambda^2}$$

wobei $\alpha \approx 1/137$ die Feinstrukturkonstante und z die Ladung des Teilchens (in Einheiten der Elementarladung) sind. Für das Transparenzfenster von Wasser im Bereich von etwa 400 und 600 nm transparent ist (siehe auch Abschnitt 4.2.2) ergeben sich etwa 20000 Photonen pro Meter aufgrund des Cherenkoveffekts.

Dieses direkte Cherenkovlicht eines geladenenen Teilchens ist energieunabhängig (solange das Teilchen ultrarelativistisch ist). Durch Wechselwirkung des Teilchens mit den Elektronen und Kernen des Mediums werden bei genügend hoher Energie aber auch Sekundärteilchen emittiert, die ihrerseits Cherenkovlicht abstrahlen, wenn ihre Geschwindigkeit groß genug dafür ist. Für Myonen sind dies die Produktion von δ-Elektronen, Paarerzeugung, Bremsstrahlung sowie photonukleare Wechselwirkung. Der Abstand zweier derartiger Prozesse sowie die dabei auf die Sekundärteilchen übertragene Energie sind abhängig von der Energie des Myons und werden in Abschnitt 4.2.3 erläutert. Die Erzeugung von δ-Elektronen ist näherungsweise energieunabhängig und erhöht die Zahl der pro Meter emittierten Photonen auf wenigstens 25000.

Das von dem Myon bzw. von sekundären elektromagnetischen und hadronischen Schauern emittierte Licht kann von entsprechenden Empfängern registriert werden. Zu diesem Zweck werden vorrangig großflächige Photomultiplier eingesetzt, da diese in der Lage sind, selbst einzelne Photonen registrieren zu können (freilich nur mit einer Effektivität von etwa 20 %). Installiert man viele derartige Photomultiplier, lassen sich aus den gemessenen Ankunftszeiten und -Amplituden des Lichts die Parameter des Myons messen.

Eine Anzahl von Detektoren nach diesem Prinzip bestehen aus einem großen, wassergefüllten Tank, dessen Wände mit Photomultipliern bestückt sind. Ein typisches Beispiel ist Super-Kamiokande. Der Detektor besteht aus etwa 13000 Photomultipliern, die ein Volumen von $50000\,\mathrm{m}^3$ Wasser monitorieren.

Für eine gute Abschirmung unerwünschter kosmischer Strahlung befinden sich solche Detektoren tief innerhalb von Bergen. Die Kamioka-Mine befindet sich in Japan in einer Tiefe von 825 Metern; dies entspricht einem Wasseräquivalent von 2700 Metern.

2.2.2 Unterwasser- und Untereisdetektoren

Eines der Probleme der „klassischen“ Neutrinodetektoren ist ihr kleines Detektorvolumen. Da sich diese Detektoren in unterirdischen Höhlen befinden, ist das Detektorvolumen durch die Abmessungen der Höhle begrenzt. Dieses Volumen kann nicht wesentlich über die heute verwendeten Abmessungen wachsen. Andererseits erfordern die geringen Myonflüsse bei hohen Energien effektive Volumina, die deutlich über denen liegen, die man in unterirdischen Hohlräumen anlegen kann.

Alternativ dazu ist es aber auch möglich, Cherenkovdetektoren in einem natürlichen Medium, z.B. offenem Wasser oder Eis, zu bauen. Die Abschirmung von atmosphärischen Myonen erfolgt dabei durch die Anordnung des Detektors in großer Tiefe. Folgende Faktoren sind für die Auswahl eines derartigen Standortes wichtig:

- Gute Eigenschaften des Mediums (Wasser oder Eis), z.B. geringe Absorption und Streuung.
- Große mögliche Detektortiefe sowie ausreichend verfügbare Fläche für eine Erweiterung des Detektors.
- Eine Plattform für die Detektorinstallation. Dies kann beispielsweise ein Forschungsschiff sein, das als Installationsbasis dient, oder aber eine geschlossene Eisdecke.
- Ausgebaute Infrastruktur zur Installation sowie zum Betrieb des Detektors. Bei Unterwasserdetektoren bedingt dies eine gewisse Ufernähe, um die Daten zu einer Station übertragen zu können.

Es gibt folgende Projekte für Detektoren im offenen Wasser oder Eis:

Dumand (**D**eep **U**nderwater **M**uon **A**nd **N**eutrino **D**etector) [21] ist der Urvater für diesen Detektortyp. Der Detektor sollte im Pazifik vor der hawaiianischen Küste installiert werden. Angestrebt wurde ein Detektor aus 216 optischen Modulen an acht Trossen. Der Beginn der Arbeiten an diesem Projekt liegt bereits im Jahre 1975. Nach einem Testexperiment mit einem kurzen String 1987 (DUMAND-I) wurde im Jahre 1993 als erste Ausbaustufe von DUMAND-II ein String mit acht Modulen von einem Schiff aus installiert, der leider aufgrund technischer Probleme nur kurze Zeit in Betrieb war. Obwohl das DUMAND-Projekt 1996 eingestellt wurde, sind die damit gesammelten Erfahrungen von großem Wert für die anderen Experimente.

Baikal NT-200 (**N**eutrino **T**elescope with **200** modules)[61] ist die Endausbaustufe des in Kapitel 3 genauer beschriebenen Detektors NT-96.

Amanda (**A**ntarctic **M**uon **A**nd **N**eutrino **D**etector **A**rray) [19] wird an der Amundsen-Scott-Station am Südpol gebaut. Als Medium dient das antarktische Eis. Eine erste Ausbaustufe (AMANDA-A) wurde 1993 fertiggestellt. Es stellte sich jedoch heraus, dass in der Installationstiefe (800 Meter) die Streuung im Eis die Rekonstruktion der Myonspuren verhindert. Deshalb wurde für die nächsten Stufen (AMANDA-B, AMANDA-II [19]) eine Tiefe von 1100 bis 2300 Metern gewählt, in der die effektive Streulänge in einem akzeptablen Bereich liegt (etwa 20 Meter). Im Gegensatz zu den anderen Detektoren ist eine Berücksichtigung der Streuung bei der Spurrekonstruktion jedoch zwingend [67]. Zur Zeit befinden sich neben den 80 optischen Modulen des Detektors AMANDA-A 675 Photomultiplier an 19 Strings in Betrieb. Geplant ist langfristig ein Ausbau auf etwa 5000 Photomultiplier, die ein effektives Volumen von $1\,\mathrm{km}^3$ abdecken sollen.

Antares (**A**stronomy with a **N**eutrino **T**elescope and **A**byss enviromental **Res**earch) [6] ist das Projekt einer Kollaboration europäischer Staaten. Der Detektor wird im Mittelmeer, etwa 25 Kilometer von Toulon (Frankreich) entfernt, gebaut. Die Wassertiefe dort beträgt 2400 Meter. Etwa 1000 Photomultiplier an 13 vertikalen Strings sollen eine Fläche von $10^5\,\mathrm{m}^2$ und eine aktive Höhe von 300 Metern abdecken. Jeweils drei optische Module bilden eine Gruppe und werden an der gleichen Position montiert. Im Gegensatz zum Baikal-Detektor (Kapitel 3) sind diese jedoch unterschiedlich orientiert (alle im Winkel von 45 Grad nach unten, mit jeweils 120 Grad in der horizontalen Projektion zueinander) und werden separat ausgelesen. Die Koinzidenz innerhalb einer Dreiergruppe kann als eine Triggerbedingung verwendet werden.

Nestor (**Ne**utrinos from **S**upernovæ and **T**eV Sources **O**cean **R**ange) ist ein weiteres Projekt im Mittelmeer. Im Gegensatz zu den anderen Detektoren sind die Photomultiplier bei Nestor nicht vertikal entlang von Strings angeordnet, sondern in mechanisch stabilen Ebenen gruppiert. In einer Tiefe von 3800 Metern sollen 25 km südwestlich der griechischen Küste vor Pylos 168 Photomultiplier in 12 derartigen Ebenen installiert werden. Der Abstand zweier Ebenen wird 30 m betragen. Es soll eine effektive Fläche von etwa $20000\,\mathrm{m}^2 (E_\mu > 10\,\mathrm{TeV})$ erreicht werden.[70]

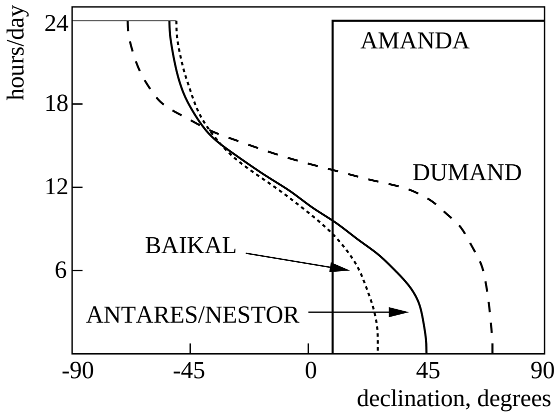

Abbildung 2.4: Zeitliche Abdeckung des Himmels an den Standorten der einzelnen Neutrinoexperimente, bezogen auf einen Kalendertag. Vereinfacht wurde hier angenommen, dass die Dumand, Antares und Nestor für eine volle Hemisphäre empfindlich sind, Amanda und Baikal in einem Zenitwinkelbereich größer als 100 Grad.

Alle Unterwasserexperimente sind auf der nördlichen Hemisphäre angeordnet und sind deshalb für Neutrinos aus der südlichen Hemisphäre empfindlich. Im Gegensatz dazu erlaubt Amandas einzigartige Position am Südpol, ständig die gesamte nördliche Hemisphäre zu beobachten. Abbildung 2.4 zeigt die Abdeckung des Himmels der einzelnen Experimente.

Aufgrund des geringen Flusses von Myonen aus hochenergetischen Neutrinos ist ein Ausbau der Detektoren in der Größenordnung von einem Kubikkilometer erstrebenswert. Gegenwärtig existieren konkrete Pläne für einen Ausbau von Amanda und Antares zu Detektoren in dieser Größe.

Kapitel 3

Das Teleskop Baikal NT-96

3.1 Standort, Geschichte, mechanischer Aufbau

Der Detektor befindet sich im Baikalsee in Sibirien, etwa 50 Kilometer südlich von Irkutsk. Der Abstand zum Ufer beträgt 3,6 Kilometer. An dieser Stelle gibt es auf dem Seegrund ein Plateau in einer Tiefe von 1366 Metern; an seiner tiefsten Stelle ist der Baikal 1637 Meter tief. Ein prinzipielles Schema der Lage des Detektors ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Ein großer Vorteil des Baikalsees ist die große Transparenz des Mediums: Seine Absorptionslänge beträgt zwischen 470 und 500 nm etwa 20 Meter, wobei dieser Wert jahreszeitlich um weniger als 10 % schwankt. Die Streulänge des Lichts beträgt etwa 15 bis 30 Meter bei einem mittleren Cosinus des Streuwinkels von 0,85–0,95. Die Lichtstreuung ist also stark anisotrop; die äquivalente Streulänge bei isotroper Streuung beträgt 480 Meter [10].

Das Baikal-Neutrinoteleskop NT-200 wurde in folgenden Stufen entwickelt:

1980-1990 Vorstudien mit kleineren Photomultipliern.

1991/92 Aufbau eines Testdetektors, bestehend aus zwei Strings mit 14 optischen Modulen sowie Prototypen der Elektronikmodule.

1993 Installation von „NT-36“ mit je sechs Kanälen an drei Strings als erstes voll funktionsfähiges Unterwasser-Myonteleskop.

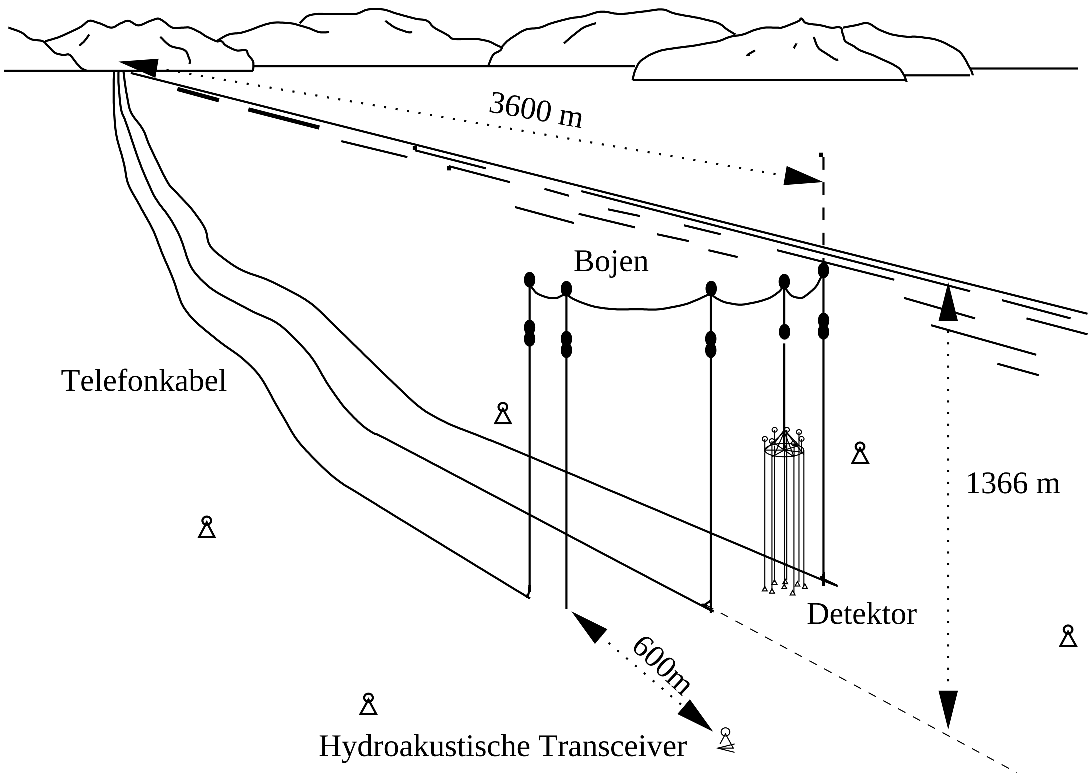

Abbildung 3.1: Überblick über die Lage des Detektors NT-96 im Baikalsee.

1994 Modifizierung der Detektorgeometrie und der Orientierung der Photomultiplier (NT36′).

1995 Erweiterung zum NT-72, das bereits einen „langen“ String mit 12 Kanälen enthielt.

1996 wird das hier untersuchte NT-96 mit jeweils 24 optischen Modulen (12 Kanälen) an vier Strings installiert.

1997 Umbau und Hinzufügen zweier weiterer Strings zum NT-144.

1998 Vollausbau des NT-200, bestehend aus acht Strings mit jeweils 12 Kanälen.

Seitdem ist das NT-200 in Betrieb; zu den Expeditionen 1999 und 2000 wurden lediglich Reparaturarbeiten durchgeführt, ohne den Detektor wesentlich zu erweitern.

Der Detektor NT-96 stellte einen wichtigen Schritt beim Aufbau des Baikal-Neutrinoteleskopes NT-200 dar. Er besteht aus 96 Photomultipliern, die an vier Trossen („Strings“) befestigt wurden. Abweichend von den anderen Detektoren des Baikal-Experiments enthält der Aufbau keinen zentralen String, sondern die vier Strings sind trapezförmig angeordnet. Die anderen Baikal-Detektoren werden von einer regenschirmartigen Konstruktion gehalten, die die relativen Positionen der einzelnen Strings definiert und eine gewisse Variation ihrer Abstände bei der Installation zulässt. Leider wurde diese Konstruktion bei der jährlichen Bergung des Vorgängerdetektors NT-72 beschädigt und konnte während der Installation nicht komplett repariert werden. Dies hat jedoch auf die Parameter des Detektors keinen wesentlichen Einfluss.

Abbildung 3.2 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Baikaldetektors NT-96. Es sind jeweils zwei optische Module paarweise angeordnet, diese bilden einen „Kanal“ mit gemeinsamer Zeit- und Amplitudeninformation. Die Photomultiplier der optischen Module sind mit ihrer lichtempfindlichen Fläche nach unten gerichtet, mit Ausnahme des zweiten und elften Kanals jedes Strings, die nach oben gerichtet sind. Die Abstände zwischen benachbarten Modulen betragen zwischen 5 und 7,5 Metern, je nach der Orientierung der Photomultiplier. Jeweils zwei derartigen Kanälen ist ein gemeinsamer Elektronikmodul („Svjaska-Elektronik-Modul“) zugeordnet, der am String zwischen diesen beiden befestigt ist. Zusätzlich befinden sich an jedem String noch zwei „String-Elektronik-Module“. Am zentralen String sind über dem Detektor die Module der zentralen Detektorelektronik angebracht sowie ein Farbstofflaser, der über Plastefaserkabel mit den einzelnen optischen Modulen verbunden ist und der Zeitkalibration der einzelnen Kanäle dient.

3.2 Der optische Modul

Zentrales Element des Baikal-Teleskopes sind optische Module auf der Basis des Photomultipliers QUASAR-370. Dieser Photomultiplier besteht aus einem elektro-optischen Vorverstärker, dessen Ausgangssignal von einem konventionellen Photomultiplier registriert wird. Im elektro-optischen Vorverstärker werden Photoelektronen von einer großen Photokathode (mit einem Gesichtsfeld größer als 2π) durch eine Hochspannung von 25 kV beschleunigt und treffen einen sehr schnellen, hochverstärkenden Szintillator aus Y_2SiO_5(YSO).

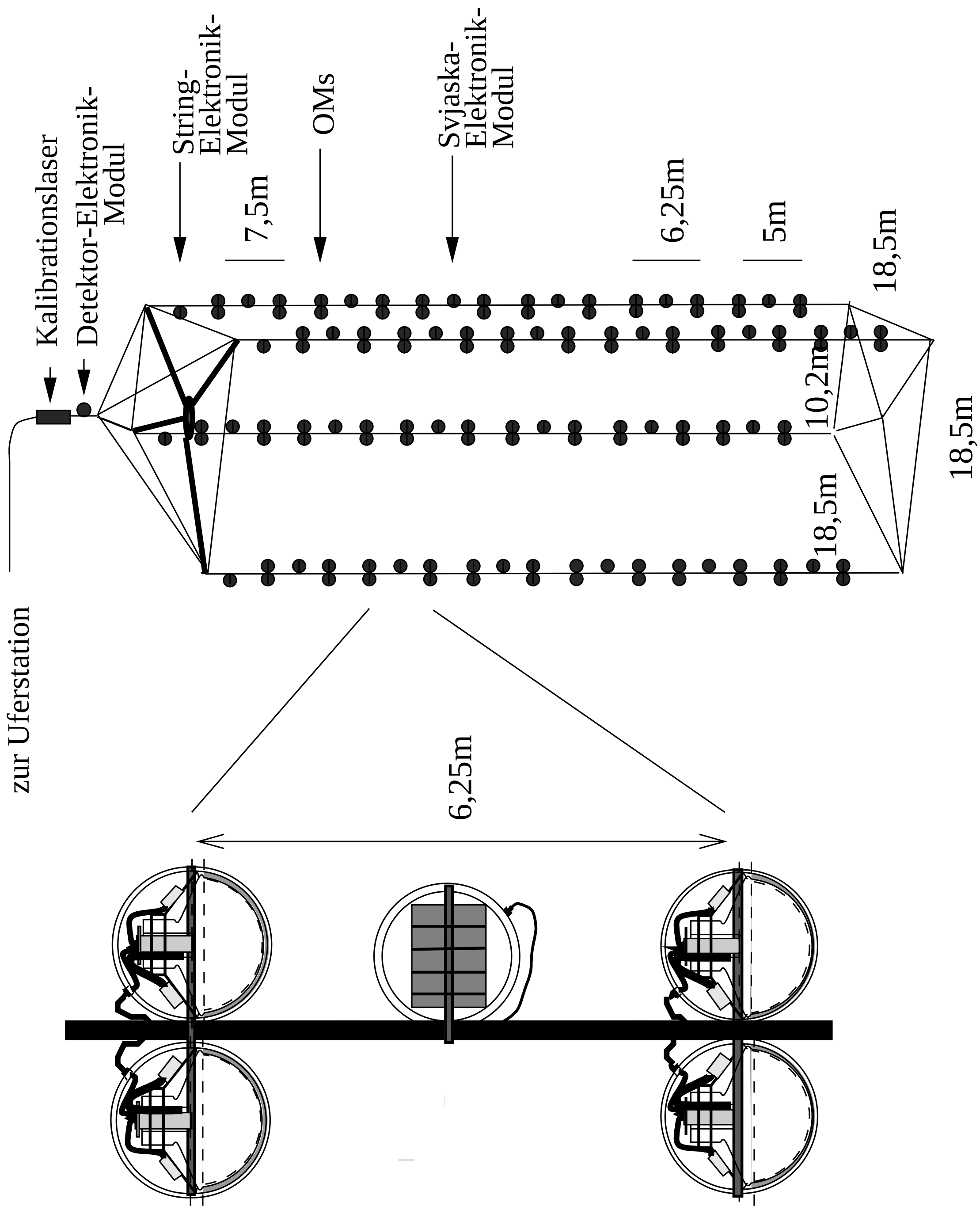

Abbildung 3.2: Mechanischer Aufbau des Detektors NT-96.

	Quasar-370/UGON	R5912A [35]
Hersteller	EKRAN, Russland	Hamamatsu, Japan
Photokathode	K_2CsSb	Bialkali
Kathodenfläche	$2100\,\mathrm{cm}^2$	$530\,\mathrm{cm}^2$
Verstärkung	$2,5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$
Quanteneffektivität	18 %	22 %
1p.e.-Auflösung	70 %	70 %
P/V-Verhältnis	2,5	2,5
1p.e.-Jitter	2 ns	2,4 ns
Rauschrate	30 kHz	4 kHz

Tabelle 3.1: Vergleich der wichtigsten typischen Eigenschaften von bei BAIKAL und AMANDA eingesetzten Photomultipliern.

Dieser Szintillator wird von einem konventionellen Photomultiplier vom Typ UGON ausgelesen. Die Zerfallszeitkonstante des Szintillators beträgt etwa 30–40 ns. Damit sowie mit einer auf konstante Transitzeit optimierten Form der Photokathode (pilzförmig) lässt sich ein sehr gutes Jitter von etwa 2 Nanosekunden bei 1p.e.-Beleuchtung erreichen.

Ein weiterer Vorteil des hybriden Aufbaus des verwendeten Photomultipliers ist seine sehr gute Amplitudenauflösung. Typischerweise ist diese besser als 70 % bei einem 1p.e.-Signal. Das „Peak-to-Valley-Ratio“[1] beträgt typischerweise 2,5. Damit erreicht der QUASAR die gleichen Amplitudeneigenschaften wie der flächenmäßig nur ein Viertel so große, bei AMANDA eingesetzte Typ R5912 vom Hamamatsu [35].

Verbunden mit der großen Fläche der Photokathode ist allerdings eine verhältnismäßig große Rauschrate. Typischerweise beträgt diese beim Quasar etwa 30 kHz. Verglichen mit dem durch Biolumineszenz und K^{40}-Zerfälle im Druckgehäuse des optischen Moduls hervorgerufenen Rauschen stellt dies jedoch nur eine relativ geringe Rauschquelle dar (Anteil etwa 15 %).

Tabelle 3.1 fasst noch einmal die wichtigsten technische Eigenschaften des Quasars[2] im Vergleich mit dem Hamamatsu R5912 zusammen.

Für den Einsatz im Baikalsee ist der Photomultiplier in ein druckfestes, fast

[1] der 1p.e.-Piks zum Tal zwischen dem 1p.e.-Pik und dem Pedestal. vgl. Abbildung 4.16

[2] Einschliesslich des konventionellen Photomultipliers UGON.

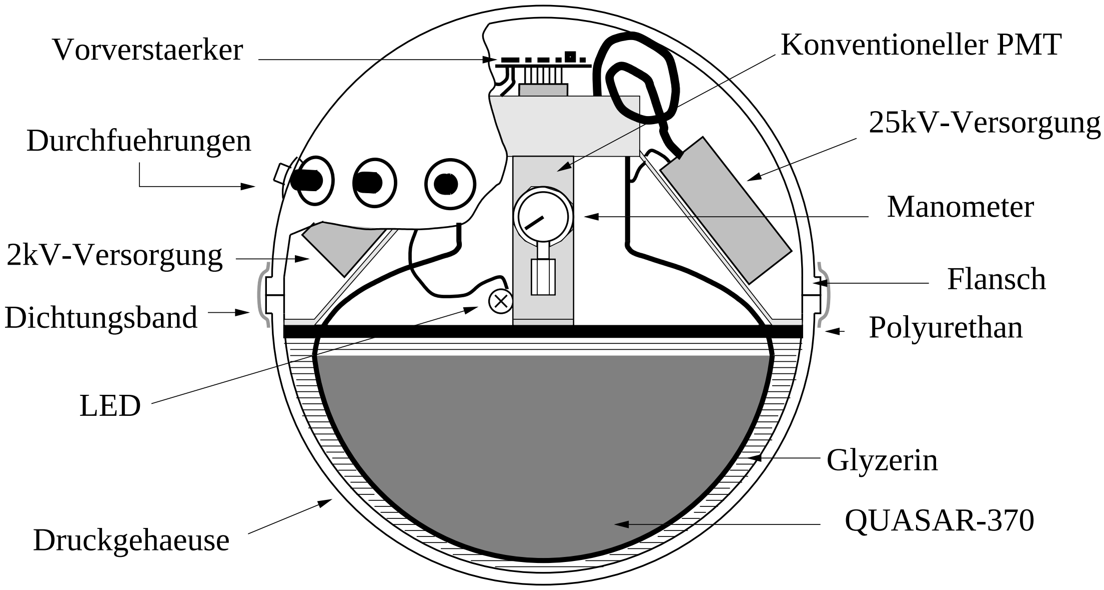

Abbildung 3.3: Mechanischer Aufbau des im Baikal-Detektor verwendeten optischen Moduls.

kugelförmiges Glasgehäuse eingebaut. Der optische Kontakt zum Glas wird durch Glyzerin hergestellt. Außerdem befinden sich in dem Gehäuse die Hochspannungseinheiten für den elektro-optischen Vorverstärker (25 kV) sowie für den konventionellen Photomultiplier (2 kV, regelbar). Unmittelbar am konventionellen Photomultiplier sind rauscharme Vorverstärker für das Ausgangssignal der Anode und der ersten Dynode montiert. Für Kalibrationszwecke gibt es außerdem eine schnelle LED mit einer einfachen Treiberschaltung.

Das Glasgehäuse besteht aus zwei symmetrischen Halbkugeln. Die Dichtheit wird dadurch sichergestellt, dass die Kontaktflächen der beiden Gehäusehälften völlig eben und mit einer Rauhigkeit von $< 1\,\mu$m poliert sind. Der Wasserdruck presst die beiden Teile absolut dicht zusammen. Bei der Montage und in geringen Wassertiefen wird die Dichtheit durch einen Unterdruck von 0,5 bis 0,7 atm im Glasgehäuse sichergestellt; zusätzlich ist die Kontaktstelle von außen mit einem speziellen Dichtungsband abgedichtet. Abbildung 3.3 zeigt den mechanischen Aufbau des optischen Moduls. Eine genaue Beschreibung des optischen Moduls sowie zukünftiger Entwicklungen ist in [8] zu finden.

3.3 Funktionsweise des Detektors

Die optischen Module des NT-96 sind paarweise in Koinzidenz geschaltet. Jedes Paar bildet einen „Kanal“ und liefert eine gemeinsame Zeit- und Amplitudeninformation. Die Koinzidenzbedingung ist ein Signal von der Anode jedes Photomultipliers innerhalb eines Zeitfensters von 15 Nanosekunden. Alternativ kann ein Kanal auch ohne Koinzidenz betrieben werden, wenn einer der beiden Photomultiplier abgeschaltet ist. Die Triggerschwelle ist über Software zwischen 0,1 und 10 Photoelektronen einstellbar. Typischerweise werden 0,3 Photoelektronen eingestellt; bei abgeschalteter Koinzidenz etwa 3 bis 5 Photoelektronen, damit auch in diesem Fall der Kanal nur mit einigen 10 kHz rauscht.

Im Koinzidenzfall (der auch „lokaler Trigger“ genannt wird) wird ein Puls gebildet, dessen Startzeitpunkt dem ersten Anodensignal beider optischer Module und dessen Länge der Ladung der Dynodensignale entspricht (Q-T-Wandlung). Dabei ist beim Betrieb des Detektors wählbar, ob die Ladung eines bestimmten optischen Moduls oder die Summe beider Ladungen verwendet wird. Im NT-96 wird jeweils nur das Signal eines Photomultipliers verwendet.

Die Diskriminatoren, die Koinzidenzschaltung und die Q-T-Wandler befinden sich für jeweils zwei Kanäle (4 Photomultiplier) in einem speziellen „Svjaska-Elektronik-Modul“, der am String zwischen den beiden Kanälen angeordnet ist. Zusätzlich enthält dieser Modul neben einem Kommunikationscontroller noch Treiber für die LED, die in den optischen Modulen für Kalibrationszwecke verwendet wird. Abbildung 3.4 zeigt die Schaltung des Svjaska-Moduls für einen Kanal.

Die Startzeiten und Zeitdauer der durch die Q-T-Wandler erzeugten Pulse werden für jeweils sechs Kanäle (drei „Svjaskas“) in einem sogenannten „String-Elektronik-Modul“ mit 11 bit (Startzeit) bzw. 10 bit (Dauer) digitalisiert. Die digitale Information wird dann mit einer im String-Elektronik-Modul erzeugten Ereignisnummer versehen und an den zentralen Elektronikmodul weitergeleitet. Dieser zentrale Elektronikmodul enthält außerdem die Elektronik zur Erzeugung des Ereignistriggers („Master-Trigger“). Dieser Trigger beruht auf einer analogen Summierung aller lokalen Koinzidenzen über einen Zeitraum von 500 ns und einem Vergleich der Summe mit einem Schwellwert. Der Schwellwert ist im Normalfall so eingestellt, dass minde-

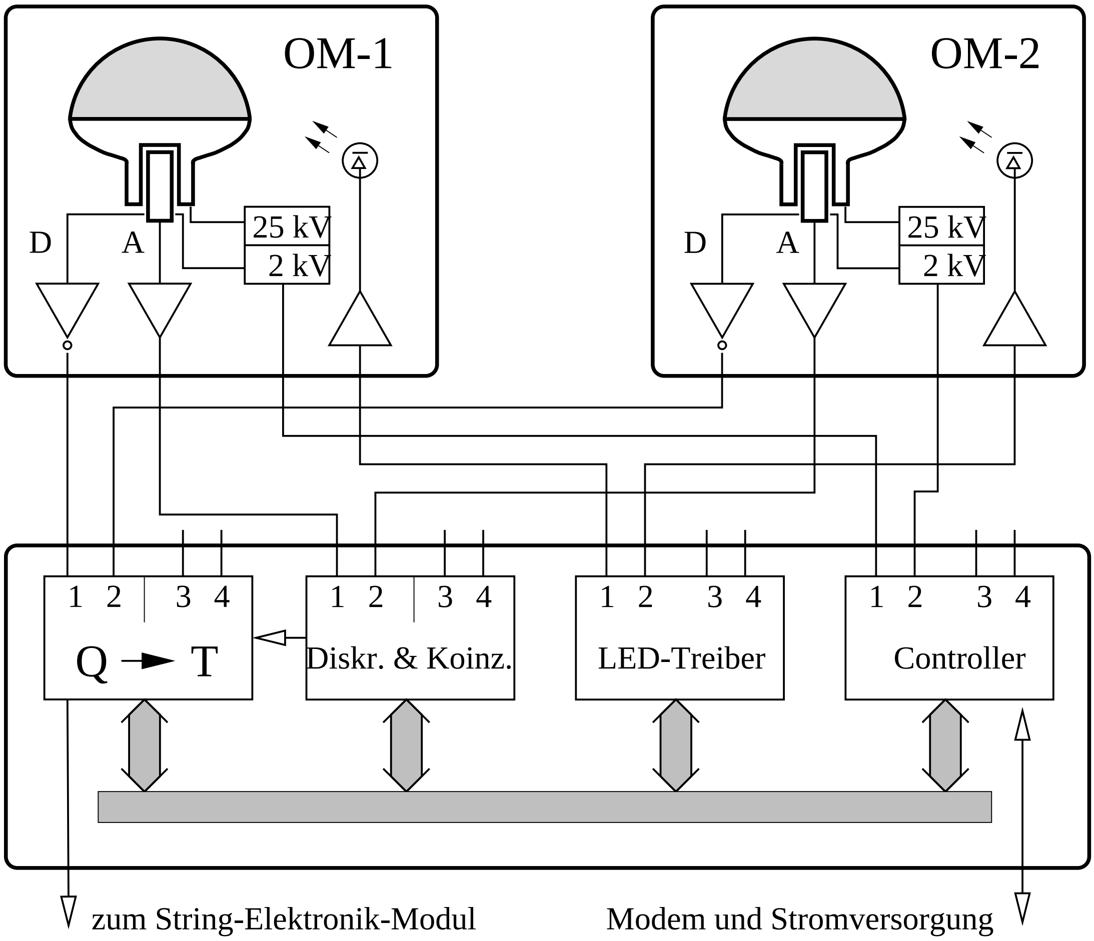

Abbildung 3.4: Aufbau des Svjaska-Elektronik-Moduls. Nur einer von zwei Kanälen ist dargestellt.

stens vier (zum Teil auch drei) Kanäle für die Ereigniserzeugung angesprochen haben müssen. Das erzeugte Triggersignal wird zu den String-Elektronik-Modulen gesandt und dient dort dem Start der Digitalisierung der von den Svjaskamodulen gelieferten Pulse sowie dem Hochzählen der Ereigniszähler.

Die in den String-Elektronik-Modulen erzeugten digitalen Informationen zu Start und Länge jedes registrierten Pulses werden über ein Modem und ein Standard-Telefonkabel zur Uferstation gesandt. Dort befindet sich ein spezieller Multiprozessorrechner auf der Basis von 10 Transputern T800/805, der die Ereignisbildung vornimmt. Außerdem dient die Transputerfarm der Erzeugung von Histogrammen zur Online-Monitorierung des Detektors sowie für die Analyse im Fehlerfall. Jedem Transputer sind 2–4 Megabyte RAM zugeordnet.

Zur Speicherung der Ereignisse sowie für die Steuerung des Detektors dient ein handelsüblicher PC. Ein weiterer PC ist für die Anzeige und Speicherung der von der Transputerfarm erzeugten Online-Histogramme vorgesehen. Weitere Rechner werden für verschiedene Serviceaufgaben (hydroakustische Messungen, Steuerung der Stromversorgung) sowie für die Kommunikation über einen Satelliten verwendet.

Neben den beschriebenen Baugruppen enthält der Detektor noch weitere. So enthalten die String-Elektronik-Module noch einen Zähler mit für die Suche nach magnetischen Monopolen optimiertem Trigger sowie weitere, die die Ereignisraten der optischen Module und der Koinzidenzschaltung messen. Auf diese wird hier nicht weiter eingegangen.

Kapitel 4

Methode der Energierekonstruktion von Myonen

Die Bestimmung der Energie der mit einem Myonteleskop registrierten Teilchen kann wichtige Informationen über die zugrundeliegende Physik liefern. Im Gegensatz beispielsweise zu [13], wo das Spektrum der Myonen aufgrund der charakteristischen Verteilungen von Messwerten (Zahl der getroffenen Kanäle) versucht wird zu ermitteln, ist mit der hier vorgestellten Methode die Rekonstruktion der individuellen Energie jedes einzelnen Myons möglich. Zur Ermittlung des Myonspektrums ist aufgrund der begrenzten Genauigkeit dieser Energierekonstruktion und des zu höheren Energien stark fallenden Spektrums eine sogenannte „Entfaltungsprozedur“ nötig, die in Abschnitt 6.2.3 genauer beschrieben wird.

Die Rekonstruktion läuft in zwei separaten Schritten ab: Zuerst wird die Richtung des Myons bestimmt, wobei von dem Modell eines minimal ionisierenden Myons ausgegangen wird. Für diese Rekonstruktion werden entweder nur die Ankunftszeiten des Cherenkovlichts an den optischen Modulen verwendet, oder aber zusätzlich Amplitudeninformationen verarbeitet. Als zweiter Schritt wird – ohne die Spur des Myons zu verändern – die Energie bestimmt, die das Myon im Detektor hatte. Prinzipiell ist es auch möglich, beide Schritte zu kombinieren und alle Parameter des Myons gleichzeitig zu bestimmen. Es zeigt sich aber, dass dies keine Verbesserung der erreichbaren Genauigkeit bringt, sondern lediglich die Verarbeitungszeit pro Myon erheblich (um den Faktor 10 und mehr) vergrößert. Die Energie des Myons wird als bei der

Messung konstant angenommen. Da das Baikal-Teleskop NT-96 relativ klein ist (die maximale Länge beträgt 70 Meter), ist dies mit genügender Näherung gegeben. Selbst bei einem größeren Detektor ist eine derartige Vereinfachung zulässig; allerdings beschreibt die rekonstruierte Myonenergie dann nur noch die Energie des Myons an einem Punkt innerhalb des Detektorvolumens.

Dieses Kapitel beschreibt zuerst die Standardrekonstruktionsmethode unter alleiniger Verwendung der Ankunftszeiten des Lichts. Danach wird auf die Einbeziehung der Amplituden in die Spurrekonstruktion sowie auf die Rekonstruktion der Myonenergie eingegangen.

4.1 Räumliche Rekonstruktion mit Hilfe der Ankunftszeiten des Lichts

4.1.1 Prinzip der räumlichen χ^2-Rekonstruktion

Im allgemeinen wird für die Rekonstruktion von Myonen in Unterwasser-Cherenkovdetektoren die χ^2-Anpassung („Minimierung") verwandt. Ihr Hauptvorteil besteht in der einfacheren Implementierung und der relativ großen Rekonstruktionsgeschwindigkeit [64]. Die Rekonstruktion geht von dem Modell eines minimal ionisierenden Myons (nur quasikontinuierlicher Energieverlust) aus und minimiert den Wert

$$\chi^2(\overline{\mu}) = \sum_{i=1}^{n} \frac{(T_i(\overline{\mu}) - t_i)^2}{\sigma_{t_i}^2} + \sum_{i=1}^{n} \frac{(A_i(\overline{\mu}) - a_i)^2}{\sigma_{a_i}^2}$$

Die Messwerte der Amplituden sind hier t_i und a_i für den jeweils i-ten Kanal (von n getroffenen). Die Fehler der jeweiligen Messung von Zeit und Amplitude ist entsprechend σ_{t_i} bzw. σ_{a_i}. Die aus dem einfachen Cherenkovmodell folgenden theoretischen Zeiten und Amplituden haben für eine Spur mit dem Parametervektor $\overline{\mu}$ die Werte $T_i(\overline{\mu})$ und $A_i(\overline{\mu})$.

Der Parametervektor $\overline{\mu}$ besteht meist aus den Komponenten Vertex (x_0, y_0, z_0) und Spurrichtung (Zenit- und Azimutwinkel) in einem durch den Detektor bestimmten Koordinatensystem. Es sind aber auch andere Parametrisierungen denkbar – etwa Koordinatensysteme mit der zu rekonstruierenden Spur

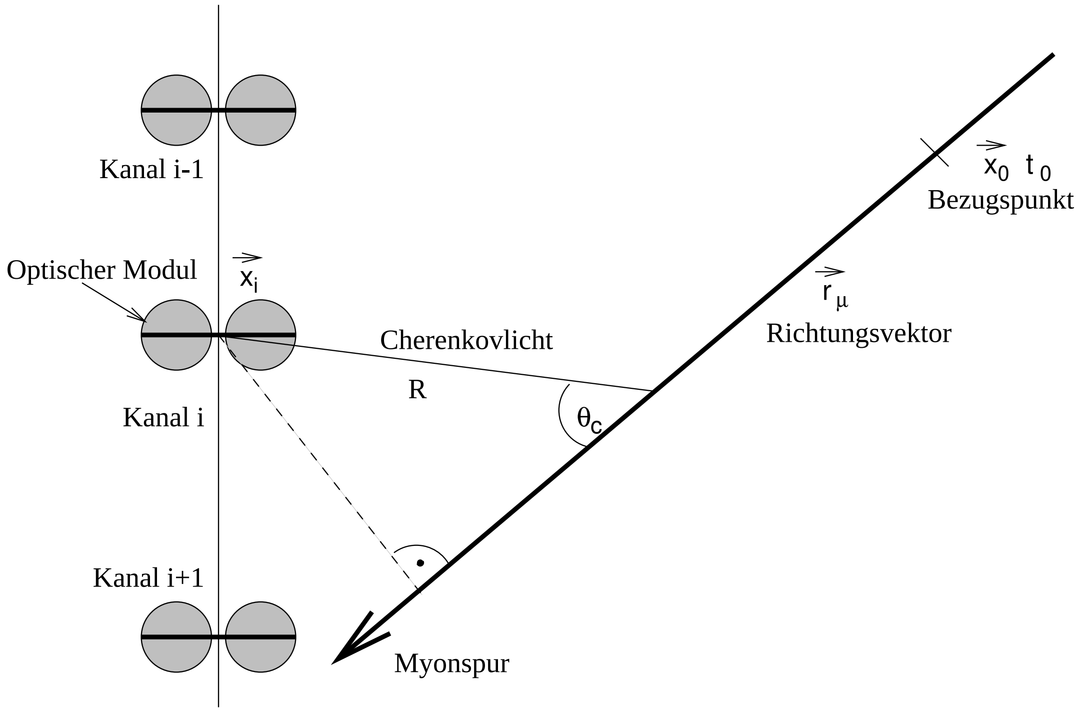

Abbildung 4.1: Ermittlung der Ankunftszeit des Cherenkovlichts.

als einer Achse. Vorteil einer solchen Rekonstruktion ist das Fehlen einer ausgezeichneten Achse für die Minimierung. In der Praxis sind die Unterschiede in der Rekonstruktion, die durch verschiedene Parametrisierungen der Myonspur entstehen, jedoch vernachlässigbar.

Folgt man Abbildung 4.1, ergibt sich für die erwartete Ankunftszeit T_i des Cherenkovlichts am Photomultiplier die Gleichung

$$T_i = t_0 + \frac{1}{c}\left((\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \vec{r}_\mu\right) + \frac{\tan\theta_c}{c}\sqrt{(\vec{x}_i - \vec{x}_0)^2 - ((\vec{x}_i - \vec{x}_0) \cdot \vec{r}_\mu)^2}$$

Dabei werden sowohl die Streuung des Cherenkovlichts im Wasser vernachlässigt, als auch die Tatsache, dass das Licht nicht nur unter dem Cherenkovwinkel abgestrahlt wird. Beide Effekte verlängern die Gesamtlaufzeit des Lichtes, während die Elektronik des Baikal-Detektors immer die Ankunftszeit des ersten Photoelektrons misst.

Problematisch an der beschriebenen χ^2-Parametrisierung ist die relative Gewichtung des Zeit- und des Amplitudenterms. Hierfür sind weitergehende Annahmen über die Genauigkeit der Zeit- und Amplitudenmessungen notwendig. Meist wird aus diesem Grund der amplitudenabhängige Term weggelassen und nur der zeitabhängige Term χ_t^2 minimiert.[1] Der Messfehler der Zeit ist allerdings auch amplitudenabhängig, $\sigma_{t_i} = \sigma_0/\sqrt{A_i}$, wobei bei gleichartigen Photomultipliern σ_0 eine Konstante ist, die die Minimierung des χ^2 nicht beeinflusst.

4.1.2 Die nullte Näherung

Ausgangspunkt der χ^2-Minimierung (wie auch der in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Maximierung des Likelihoods) bildet eine nullte Näherung. Im Laufe der Zeit wurde eine Reihe von Methoden zur Berechnung einer nullten Näherung entwickelt, wie:

Lineare Regression der Trefferzeiten des Lichts und der Orte der getroffenen Photomultiplier:

$$\overrightarrow{r_0} = \frac{\sum \overrightarrow{x_i} t_i - n\overrightarrow{x_s} t_s}{\sum t_i^2 - n t_s^2}$$

Diese Methode („Line-Fit“ oder „linearer Fit“) wurde erstmals in [64] erläutert. Sie wird häufig mit der Methode der ebenen Welle verwechselt.

Modell einer ebenen Welle des Lichts, deren Wellenfront senkrecht zur Richtung der Myonenspur steht:

$$t_{i,\text{expected}} - t_0 = \frac{\overrightarrow{x_i} \cdot \overrightarrow{r_0}}{r_0^2}$$

wobei $\overrightarrow{r_0}$ der Richtungsvektor der ebenen Welle ist, und t_0 der Zeitpunkt, zu dem die ebene Welle den Koordinatenursprung durchquert. Der Vektor $\overrightarrow{r_0}$ ergibt sich hier aus der Minimierung der Gleichung

$$\chi_0^2(\overrightarrow{r_0}, t_0) = \sum_{i=0}^{n} \left(\frac{\overrightarrow{r_0} \cdot \overrightarrow{x_i}}{r_0^2} + t_0 - t_i \right)^2$$

die zur Lösung eines linearen Gleichungssystems mit den Unbekannten $\overrightarrow{r_0}$ und t_0 führt.

Zeitfluss im Ereignis:

$$\overrightarrow{r_0} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} \frac{\overrightarrow{x_i} - \overrightarrow{x_s}}{t_i - t_s}$$

[1] Die Amplitudenmessung wurde in dieser Arbeit über eine Maximum-Likelihood-Methode einbezogen, siehe Abschnitt 4.2.1.

Nullte Näherung	mittlerer Raumwinkelfehler	
	nullte Näherung	χ_t^2-Minimierung
Linearer Fit	0,26 sr (16°)	0,14 sr (12°)
Ebene Welle	0,98 sr (32°)	0,43 sr (21°)
Zeitfluss	0,64 sr (26°)	0,29 sr (17°)
Vertikal senkrechte Spur	1,33 sr (38°)	0,41 sr (20°)
Trägheitstensor	2,50 sr (53°)	0,60 sr (25°)
Generierte Spur (als Vergleich)		0,08 sr (9°)

Tabelle 4.1: Vergleich der mit verschiedenen nullten Näherungen erreichten Winkelgenauigkeit im NT-96. Als Vergleich ist der Winkelfehler für den Fall angegeben, dass die Spur mit der generierten Spur als nullte Näherung rekonstruiert wurde.

Längsachse des Trägheitstensors der getroffenen Kanäle. Der Richtungssinn der Spur wird entsprechend der Formel für den Zeitfluss gewählt. Für kleine Detektoren (wie das NT-96) führt der Trägheitstensor jedoch zu sehr schlechten Ergebnissen.

Vertikal senkrechte Spur oder ein zufälliger Zenitwinkel entsprechend einer Exponentialverteilung mit dem Maximum im Zenit.

In den angegebenen Formeln sind $\overrightarrow{r_0}$ der Vektor der entsprechenden nullten Näherung, $\overrightarrow{x_i}$ die Koordinaten des im i-ten Hit getroffenen Kanals, t_i die gemessene Zeit des i-ten Hits. x_s ist der Schwerpunkt aller getroffenen Kanäle, t_s der Mittelwert aller Messzeiten. Die Zahl der getroffenen Kanäle ist n.

Die genannten Methoden der nullten Näherung liefern alle nur den Richtungsvektor. Für die Rekonstruktion wird außerdem noch ein Punkt auf der Spur benötigt. Dafür wird meist der Schwerpunkt aller getroffenen Kanäle verwendet.

Ein Vergleich der wichtigsten Methoden ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Der lineare Fit führt für das NT-96 zu den besten Ergebnissen, wie in der Tabelle 4.1 zu erkennen ist. Sie enthält den mittleren Raumwinkelfehler[2] für die nullte

[2]In dieser Arbeit wird als Maß für die Genauigkeit der mittlere Raumwinkel zwischen der generierten und der rekonstruierten Spur verwendet. Die Beziehung zwischen dem Raum-

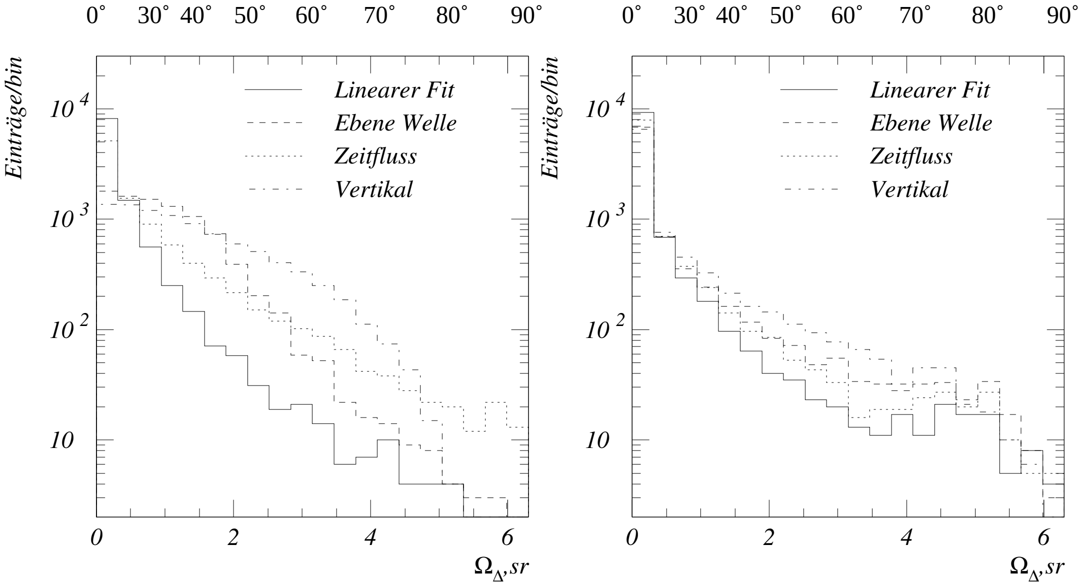

Abbildung 4.2: Vergleich der wichtigsten Methoden der nullten Näherung. Die linke Abbildung zeigt den Raumwinkelfehler der nullten Näherung relativ zur generierten Spur, das rechte zeigt den Raumwinkelfehler nach der χ_t^2-Rekonstruktion mit der entsprechenden nullten Näherung, ohne optimierte Qualitätskriterien. Die Ereignisse sind simulierte atmosphärische Myonen.

Näherung selbst sowie für eine Standard- (Zeit-) Rekonstruktion mit der entsprechenden nullten Näherung, allerdings ohne Optimierung der Qualitätskriterien auf besten Winkelfehler (siehe Abschnitt 6.3.1). Die anderen nullten Näherungen können jedoch für eine wiederholte Rekonstruktion verwendet werden, um z.B. die Zahl der fehlrekonstruierten Neutrinoereignisse zu vermindern. Es ist möglich, die Trefferzeiten mit den Amplituden zu gewichten, jedoch ohne eine sichtbare Verbesserung der Rekonstruktion.

Die Minimierung des χ_t^2 der Myonspur erfolgt numerisch. Die folgenden Minimierungen wurden für die Rekonstruktion verwendet:

winkel Ω und dem Flächenwinkel θ ist

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta)$$

- MINUIT aus der CERN-Bibliothek
- Powell's Methode, aus [60]
- Simulierte Abkühlung („Simulated Annealing“), ebenfalls in [60] beschrieben.

Der Einfluss der verschiedenen Minimierungsmethoden auf die Genauigkeit der Rekonstruktion ist jedoch sehr gering. Meist finden alle Minimierungen das gleiche Minimum. Falls mehrere verschiedene Minima existieren, ist keine Minimierung besser in der Lage, das „richtige“ (d.h., der Spur am nächsten kommende) Minimum zu erreichen. Deshalb wurde als Minimierungsmethode unter dem Aspekt der maximalen Rekonstruktionsgeschwindigkeit Powell´s Methode gewählt.

4.2 Energierekonstruktion mit Hilfe der Amplitudeninformationen

Neben der Rekonstruktion der Spur der Myonen ist auch eine Abschätzung ihrer Energie von Bedeutung. Das Myonenergiespektrum stellt eine wichtige Informationsquelle für die Erforschung der Quellen kosmischer Strahlung dar, kann aber auch Hilfestellungen bei der Klärung teilchenphysikalischer Fragen (wie die in Kapitel 2.1.1 erwähnten prompten Myonen) geben.

Grundlage für die Energierekonstruktion ist die im Abschnitt 4.2.2 erläuterte Messung der Amplituden.

Die Rekonstruktion der Energie der Myonen erfolgt über eine Parametrisierung des stochastischen Energieverlustes der Myonen bei verschiedenen Energien. Zusätzlich werden eine möglichst genaue Beschreibung der Abschwächung des Cherenkovlichts im Wasser und eine Beschreibung der Prozesse bei der Messung der Amplituden des Photomultipliers benötigt. Diese drei Komponenten werden im Folgenden einzeln genauer untersucht.

4.2.1 Die Maximum-Likelihood-Rekonstruktion

Die im Abschnitt 4.1.1 beschriebene Rekonstruktionsmethode hat den Nachteil, dass sie nur bei relativ einfachen und gut überschaubaren Messungen anwendbar ist. So versagt die χ^2-Methode, wenn die Messgröße eine stark asymmetrische Verteilung der Messwerte aufweist. Die Messung der Signalamplitude mit Photomultipliern ist ein solches Beispiel: Bei konstantem Licht ist die Verteilung der gemessenen Amplitude eine Poissonverteilung, die für eine kleine mittlere Zahl der Photoelektronen (was bei Experimenten der Art des Baikal-Neutrino-Teleskops die Mehrzahl der Amplitudenmessungen betrifft) eine starke Asymmetrie aufweist. Deshalb ist eine Einbindung der Amplitude in eine normale χ^2-Rekonstruktion, wie in [61] vorgeschlagen, sehr schwierig. Außerdem ist es unmöglich, weiteres vorhandenes Wissen über die Messung (beispielsweise Rauschen oder auch die bekannte Zenitwinkelverteilung der atmosphärischen Myonen) bei der Rekonstruktion zu berücksichtigen.

Eine Alternative hierzu ist die Maximum-Likelihood-Methode. Bei dieser Methode wird mit Hilfe einer möglichst guten quantitativen Beschreibung der Messung die Wahrscheinlichkeitsdichte ermittelt, bei gegebenen physikalischen Parametern (der Spur zum Beispiel) die Messwerte zu erhalten. Dieser Wert wird durch Veränderung der Parameter maximiert.

Die Energierekonstruktion besteht in der Maximierung einer Likelihood-Funktion. Aus Rechenzeitgründen wurde dabei ein vereinfachtes Modell verwendet. Folgende Werte fließen in dieses Modell ein:

1. Gemessene Ankunftszeit t_i des ersten Photons an jedem getroffenen optischen Modul i. Dabei wird ein minimal ionisierendes Myon angenommen sowie ein Rauschen jedes Kanals mit 100 Hertz. Vernachlässigt werden dabei die Möglichkeit, dass atmosphärische Myonen in Gruppen auftreten (in ca. 10 Prozent der atmosphärischen Myonen), sowie das stochastische Auftreten von Schauern aus Bremsstrahlung, Paarerzeugung und photonuklearen Reaktionen. Außerdem wird das Rauschen aller Kanäle als gleich angenommen, während es im Experiment zwischen den Kanälen etwa um den Faktor zwei schwankt.

2. Die gemessenene Amplitude A_i jedes getroffenen optischen Moduls. Hierbei wird eine Tabellierung der Amplitudenwahrscheinlichkeiten in

Abhängigkeit von der Energie des Myons, des Abstands der Myonenspur zum jeweiligen Kanal und der relativen Lage der Myonenspur verwendet. Alternativ kann auch nur die Wahrscheinlichkeit $P_{\mathrm{hit},i}$ benutzt werden, dass ein Kanal wirklich von dem gegebenen Myon getroffen wurde. Diese Wahrscheinlichkeit basiert auf der gleichen Tabelle. Für die Rekonstruktion der Spur wird hier eine konstante Energie von 50 GeV für das Myon angenommen. Aus Rechenzeitgründen erfolgt die Rekonstruktion der Energie des Myons separat nach der Rekonstruktion der räumlichen Myonkoordinaten. Eine detaillierte Behandlung der Amplitudenwahrscheinlichkeiten erfolgt im Abschnitt 4.2.

3. Die Wahrscheinlichkeit für jeden nicht getroffenen, aber funktionsfähigen Kanal, dass er tatsächlich nicht von dem gegebenen Myon getroffen wurde, analog zum vorherigen Punkt. Auch diese Wahrscheinlichkeit wird ausführlicher in Abschnitt 4.2 beschrieben.

4. Die Zenitwinkelverteilung für atmosphärische Myonen und das Verhältnis der Zahl atmosphärischer Myonen zur Anzahl der Myonen, die durch atmosphärische Neutrinos induziert wurden. Hierbei wurde vereinfachend eine Verteilung $I = I_0 \cdot \cos^{-2,6}\theta$ für atmosphärische Myonen sowie eine isotrope Verteilung neutrinoinduzierter Myonen angenommen.

4.2.2 Prinzip der Amplitudenmessung

Das Prinzip der Messung des Cherenkovlichts ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Der für die Messung der Amplitude verwendete optische Modul habe einen effektiven Durchmesser d, das emittierte Licht lege den Weg R von seiner Entstehung bis zum Modul zurück. Der Abstand des optischen Moduls zur Spur ist also $R/\sin\theta_c$, wobei $\theta_c = 41,4°$ der Cherenkovwinkel im Wasser ist.

Das Myon emittiert (einschließlich eventuell auftretender Sekundärschauer) auf einer Wegstrecke $d/\cos\theta_c$ die Lichtmenge $\Phi_0 \cdot d/\cos\theta_c$ (Φ_0 ist die pro Wegstrecke emittierte Lichtmenge), die vom optischen Modul registriert werden kann. Ohne Absorption oder Streuung wird ein Ring mit dem Durchmesser $R\sin\theta_c$ und der Breite d beleuchtet. Daraus ergibt sich für die Zahl der Photo-

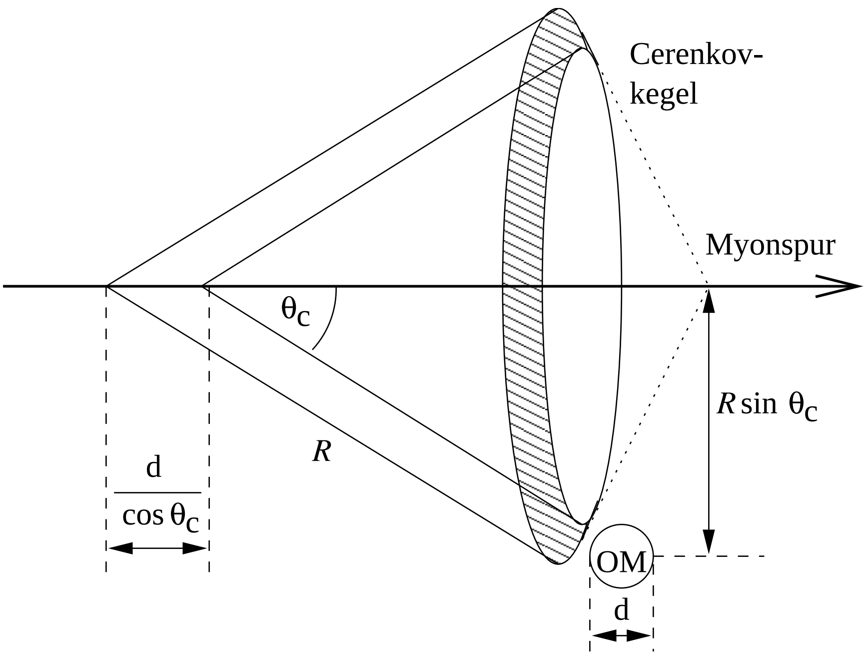

Abbildung 4.3: Berechnung des durch Cherenkovstrahlung hervorgerufenen Photonenflusses am Photomultiplier (siehe Text).

nen, die auf eine Kugel mit dem Durchmesser d treffen

$$\Phi = \frac{\Phi_0 \cdot d^2}{8 \cdot R \cdot \sin\theta_c \cos\theta_c}$$

Genaugenommen muss diese Formel für punktförmige Schauer modifiziert werden, allerdings zeigen Tests für Myonenergien bis zu 100 TeV, dass diese Formel die Lichtausbreitung ohne Absorption trotzdem hinreichend korrekt beschreibt (siehe Abschnitt 4.2.5).

Um die realen Verhältnisse im Wasser zu beschreiben, ist zusätzlich die wellenlängenabhängige Beschreibung der Absorption notwendig. Die Amplitude des optischen Moduls im Abstand R zur Spur bei einer bestimmten Wellenlänge λ berechnet sich dann mit

$$\Phi_{\mathrm{OM}}(R, \lambda)\mathrm{d}\lambda = \Phi_0(\lambda) \cdot S \cdot q_{\mathrm{eff}}(\lambda) \cdot \frac{1}{R} e^{-R \cdot L(\lambda)} \mathrm{d}\lambda$$

mit den wellenlängenabhängigen Größen Photonenproduktion $\Phi_0(\lambda)$ (proportional $1/\lambda^2$), Quanteneffektivität $q_{\mathrm{eff}}(\lambda)$ (inklusive aller Verluste durch Gel oder

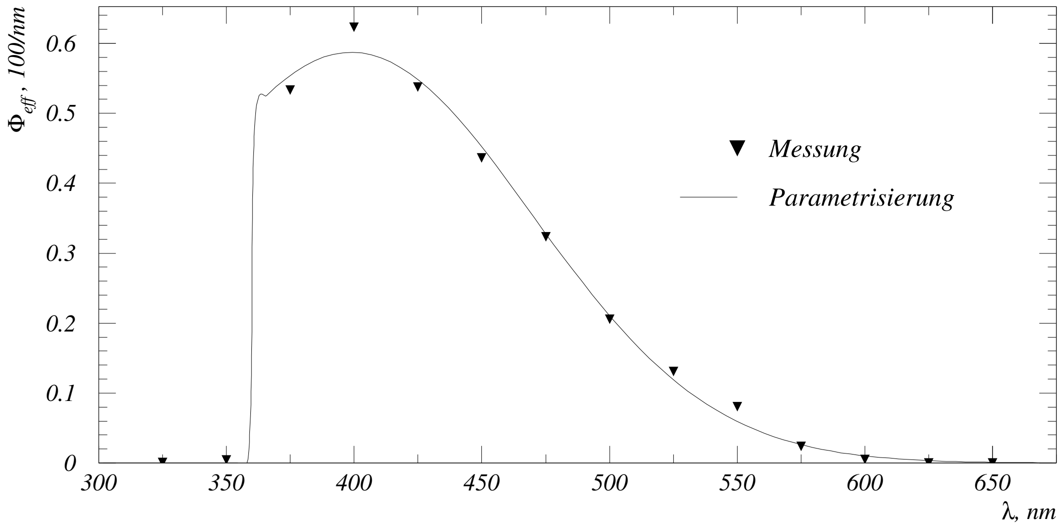

Abbildung 4.4: Parametrisierung der effektiven relativen Photonenproduktion Φ_{eff} für den Baikal-Photomultiplier. Die Messwerte wurden [50] entnommen.

Glas), reziproke Abschwächungslänge $L(\lambda)$, außerdem der Photomultiplierfläche S, die alle konstanten Faktoren beinhaltet. Die mittlere Gesamtamplitude des optischen Moduls ist dann das Integral vom $\Phi_{\text{OM}}(R, \lambda)$ über alle Wellenlängen λ. Die Photonenproduktion und die Quanteneffektivität des optischen Moduls lassen sich zusammenfassen in einer effektiven Photonenproduktion $\Phi_{\text{eff}}(\lambda)$, die sich für den im Baikal verwendeten Photomultiplier mit dem Teil einer Gaußfunktion annähern lässt:

$$\Phi_{\text{eff}}(\lambda) = \Phi_0(\lambda) \cdot q_{\text{eff}}(\lambda) = \Phi_0 \cdot \begin{cases} e^{-\left(\frac{\lambda-\lambda_1}{k_1}\right)^2} & \lambda > \lambda_2 \\ 0 & \lambda \leq \lambda_2 \end{cases}$$

mit den Parametern λ_1 (Wellenlänge der maximalen Empfindlichkeit des optischen Moduls), k_1 (Breite der Empfindlichkeitskurve) und λ_2 (minimale Wellenlänge für die Durchlässigkeit des Glases). Eine beste Übereinstimmung der Parametrisierung mit den gemessenen Werten [16] ist mit den Werten $\lambda_1 = 400\,\text{nm}$, $\lambda_2 = 360\,\text{nm}$, $k_1 = 70\,\text{nm}$ zu erzielen (Abbildung 4.4).

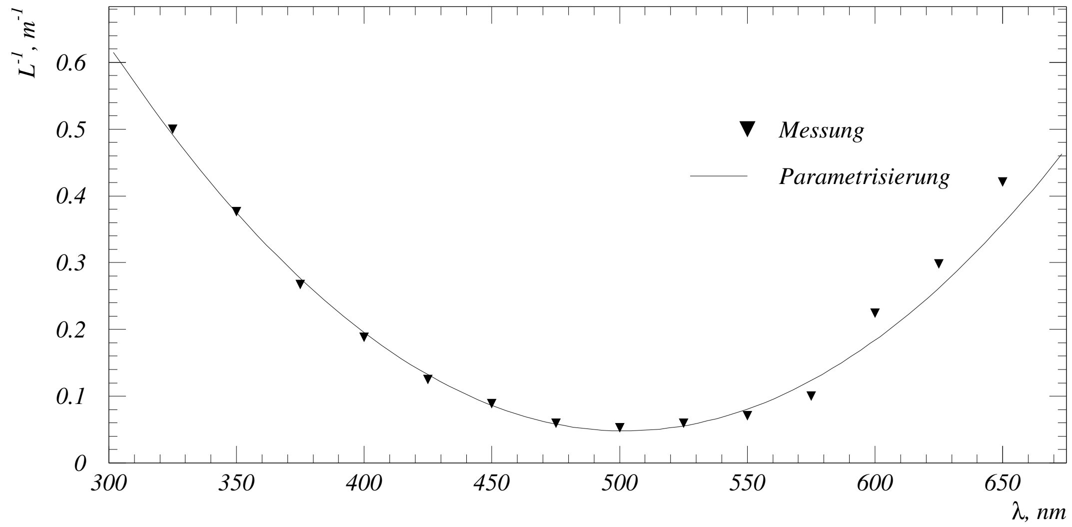

Abbildung 4.5: Wellenlängenabhängigkeit der reziproken Abschwächungslänge im Baikalsee.

Das Reziproke der Abschwächungslänge wird mit einer quadratischen Funktion approximiert:

$$L(\lambda) = L_0 \cdot \left(1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{k_0}\right)^2\right)$$

mit $\lambda_0 = 501\,\mathrm{nm}$ (Wellenlänge der minimalen Abschwächung im Wasser), $k_0 = 58\,\mathrm{nm}$ (Breite der Abschwächungskurve) und $L_0 = 0,0481\,\mathrm{m}^{-1}$ (reziproke minimale Abschwächung). Die Messwerte (siehe [16]) sowie die Parametrisierung sind in Abbildung 4.5 zu sehen.

Mit diesen beiden Parametrisierungen ist die Amplitude des optischen Moduls (unter Zuhilfenahme der Errorfunktion) integrierbar und ergibt

$$\Phi_{\mathrm{OM}}(R) = \sqrt{\pi}\frac{\Phi_0}{R} \cdot \frac{1 + \mathrm{erf}\frac{(\lambda_1-\lambda_2)k_0^2+(\lambda_0-\lambda_2)k_1^2RL_0}{k_0k_1\sqrt{k_0^2+k_1^2RL_0}}}{2} \cdot \frac{k_0k_1e^{-RL_0\left(1+\frac{(\lambda_0-\lambda_1)^2}{k_0^2+k_1^2RL_0}\right)}}{\sqrt{k_0^2+k_1^2RL_0}}$$

mit der energieabhängigen Gesamtphotonenproduktion Φ_0. Der Vollständigkeit halber lässt sich daraus noch die differentielle Gesamtabschwächungslän-

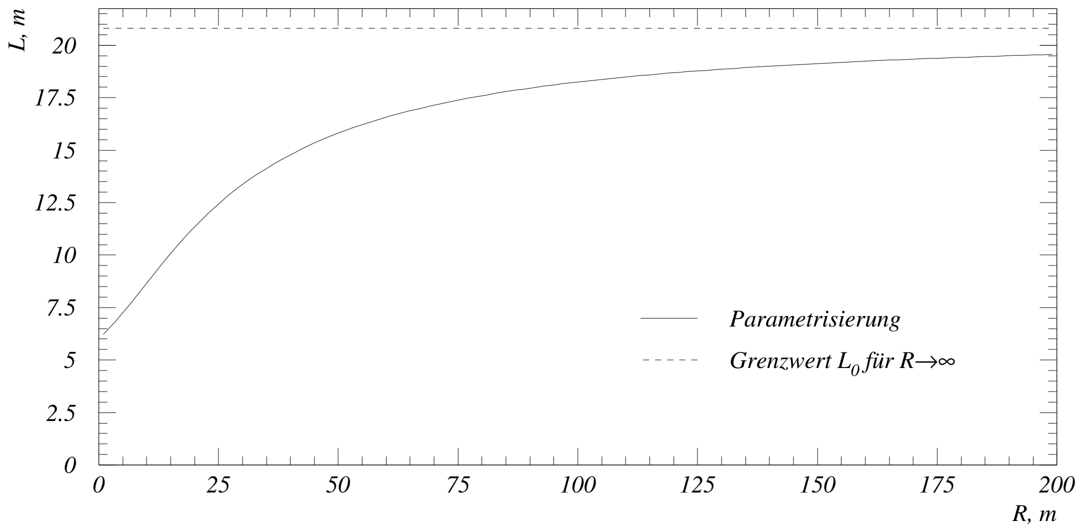

Abbildung 4.6: Differentielle Abschwächungslänge für Cherenkovlicht beim Nachweis mit einem optischen Modul des NT-96 im Baikalsee in Abhängigkeit von der Entfernung.

ge für den konkreten Detektor in Abhängigkeit vom Abstand R der Cherenkovlichtquelle zum optischen Modul angeben; ihr Verlauf ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Ursache für die Nichtkonstanz der Abschwächungslänge ist die Wellenlängenabhängigkeit aller Parameter: Je größer der Abstand der Spur zum optischen Modul ist, umso mehr werden die kleinen Wellenlängen weggedämpft. Die verbleibenden Wellenlängenanteile um 500 nm besitzen eine relativ große Abschwächungslänge. Aus diesem Grund führt gerade in dem Bereich, der für die Rekonstruktion interessant ist (zwischen 0 und 30 Metern), die vereinfachende Annahme einer konstanten Abschwächungslänge zu großen Fehlern.

Außerdem wird für die Berechnung der korrekten Abschwächung eine Beschreibung der Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche eines Photomultipliers von der Position der Spur benötigt. Für die direkte Emission von Cherenkovlicht durch das Myon ergibt sich diese Abhängigkeit direkt aus dem Amplitudenverhalten des optischen Moduls in Abhängigkeit vom Einfallswinkel des direkten Cherenkovlichts θ [53]:

$$S_{\text{eff},0} = 0,49 + 0,51 \cos\theta$$

Für höherenergetische Myonen ist diese Beziehung nicht mehr korrekt, da die Schauer das Licht nicht mehr nur unter dem Cherenkovwinkel abstrahlen. Dadurch verliert man die Rotationssymmetrie um den Cherenkovwinkel und muss die vollständige Lage des Photomultipliers zur Myonspur berücksichtigen. Der Winkel der Symmetrieachse des Photomultipliers zur Myonspur in der durch das Myon und den Photomultiplier beschriebenen Ebene sei hierbei θ_{OM}, der Winkel der Symmetrieachse des Photomultipliers aus dieser Ebene heraus sei ϕ_{OM}. Dann ergibt sich für die gesamte effektive Fläche

$$S_{\text{eff}} = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x) S_{\text{eff},0}(\psi_0) dx$$

wobei $\psi_0 = \psi_0(x)$ der Winkel zwischen dem aus der Position x eintreffenden Licht und der Symmetrieachse des optischen Moduls darstellt. $S_{\text{eff},0}$ ist die oben angeführte effektive Fläche für eine ebene Welle, $\Phi(x)$ der relative Fluss aus der Position x (beinhaltet die Winkelverteilung der Lichtemission sowie die Absorption im Wasser). Umgeschrieben auf die Verwendung der Winkel θ_{OM} und ϕ_{OM} sowie eine Transformation auf den Emissionswinkel ψ ($\cot\psi = x/R$, R ist der Abstand OM–Myon) ergibt sich

$$S_{\text{eff}} = 0,49 + 0,51 \cdot \cos\phi_{\text{OM}} \cdot \int_0^{\pi} W(\psi) \frac{\Phi_{\text{OM}}(R/\sin\psi)}{\Phi_{\text{OM}}(R) \cdot \sin\psi} \cos(\theta_{\text{OM}} - \psi) d\psi$$

da der Azimutwinkel ϕ_{OM} unabhängig vom Emissionspunkt x ist. $W(\psi)$ ist die winkelabhängige Lichtemission; sie setzt sich aus dem Cherenkovlicht des nackten Myons (eine Deltafunktion) und der Lichtverteilung $M(\psi)$ des Schauerlichts (Makarov-Verteilung, siehe Kapitel 4.2.3) zusammen:

$$W(\psi) = p_0 \delta(\psi - \theta_c) + (1 - p_0) M(\psi)$$

Die Größe p_0 ist das energieabhängige Verhältnis vom Cherenkovlicht des nackten Myons zum Cherenkovlicht aller sekundären Schauer und kann mit

$$p_0 = \frac{1}{1,2 + E/625GeV}$$

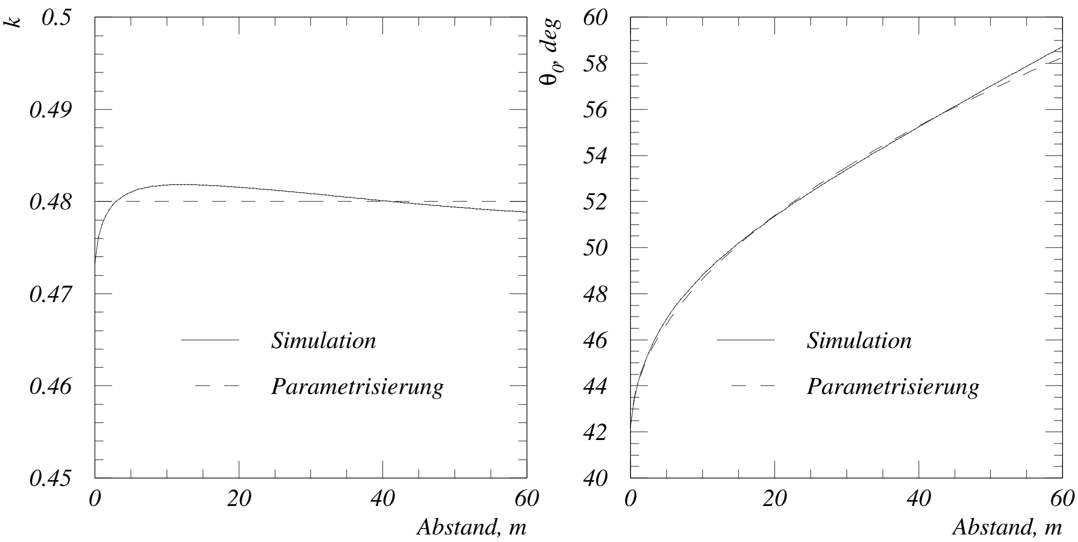

Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Parameter k und θ_0 für die Berechnung der effektiven Fläche vom Abstand des Photomultipliers vom Myon für reines Schauerlicht.

beschrieben werden. Die Makarov-Verteilung $M(\psi)$ ist für Schauerenergien größer als 0,5 GeV energieunabhängig. Die effektive Fläche des optischen Moduls kann dann durch die Formel

$$S_{\text{eff}} = (1 - k) + k \cdot \cos \phi_{\text{OM}} \cdot \cos(\theta_{\text{OM}} - \theta_0)$$

mit den von Energie und Abstand abhängigen Parametern k und θ_0 beschrieben werden. Die Größe θ_0 kann vereinfacht als „effektiver Abstrahlungswinkel des Cherenkovlichts" angesehen werden; k beschreibt die minimale Empfindlichkeit des Photomultipliers, wenn er genau mit seiner Rückseite in Richtung des Cherenkovlichts zeigt.

Eine numerische Fourieranalyse der vollen Formel für S_{eff} ergibt die in Abbildung 4.7 gezeigten Abhängigkeiten des von Schauern erzeugten Anteils des Lichts vom Abstand. Zusammen mit dem Cherenkovlicht des nackten Myons wird für die Energierekonstruktion die Parametrisierung

$$k = p_0 \cdot 0,52 + (1 - p_0) \cdot 0,48$$

und

$$\theta_0 = p_0 \cdot \theta_c + (1 - p_0) \cdot \left(\theta_c + 2,1\sqrt{R}\right)$$

(R in Metern, p_0 ist der Anteil der Cherenkovlichts) benutzt, die eine ausreichend gute Beschreibung der effektiven Fläche eines optischen Moduls (maximaler Fehler kleiner als 5 % bei Abständen kleiner als 50 m) darstellen.

Als Endresultat der hier besprochenen Effekte der Abschwächung des Cherenkovlichts erhält man eine Zahl, mit der man die mittlere Zahl der Photoelektronen, normiert auf die Fläche (den „Photoelektronenfluss" Φ_{OM}) bei einer gegebenen Emission Φ_0 des Myons (in $\mathrm{Photonen/m}$) berechnen kann. Die energieabhängige Berechnung der Zahl der emittierten Photonen wird in Abschnitt 4.2.4 näher erläutert.

4.2.3 Energieverlust der Myonen

Von entscheidender Bedeutung für die Simulation (und, wie im weiteren gezeigt wird, auch für die Energierekonstruktion) ist eine korrekte Beschreibung des Energieverlustes der Myonen. Hierbei sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1. Propagation der Myonen von der Erdoberfläche bis in die Detektortiefe
2. Energieverlustprozesse innerhalb des Detektors.

Üblicherweise werden Myonpropagationsprogramme auf den ersten Fall optimiert. Hier ist es wichtig, dass Myonen einer gegebenen Energie an der Erdoberfläche bzw. an dem Generationspunkt des Myons (beim Nachweis von Neutrinos) nach dem Durchqueren der Medien Wasser (bzw. Eis bei Amanda) und Stein eine korrekte Verteilung der Energien in Detektornähe haben. Eine genaue Beschreibung der Stochastik der Energieverlustprozesse ist hierbei sekundär und wird meist gar nicht genauer betrachtet [5]. Auch eine einfache Tabellierung des Energieverlustes über eine größere Strecke kann hier vollkommen ausreichend sein.

Im Gegensatz dazu ist im zweiten Fall der Energieverlust der Myonen über weite Strecken sekundär, innerhalb des Detektors ist eine gute Beschreibung der Stochastik der Einzelprozesse dagegen weit wichtiger. Gerade beim Baikal-Detektor sind die Abmessungen so klein, dass ein hochenergetisches

Myon bei der Durchquerung des Detektors nur einen kleinen Teil seiner Energie verliert.

Um den Einfluss der Myonpropagation innerhalb des Detektors auf die Simulation (und später auch auf die Rekonstruktion der Energie) abzuschätzen, wurden einige in der Unterwasserneutrinophysik übliche Programme miteinander verglichen. Im einzelnen sind das

- MUDEDX [49],[38]
- MUSIC [5]
- DADA [68] (benutzt GEANT [27] zur Myonpropagation)
- BAIKAL MONTE CARLO [16], basierend auf [25]

Ein Standardprogramm für Myonpropagation ist MUPROP [48]. Jedoch eignen sich darauf aufbauende Programme nicht für die Myonpropagation innerhalb des Detektors, da sie eine zu hohe untere Grenzenergie für Schauer haben (1 Prozent der Myonenergie) [36], was zu fehlerhaften Amplitudenverteilungen im Detektor führt.

Der Vergleich der Programme wurde mit jeweils 10000 Myonspuren fester Energie vorgenommen, deren stochastischer Energieverlust über jeweils 120 Teilstrecken von je 0,5 Meter Länge histogrammiert wurde. Die Einheit 0,5 Meter wurde gewählt, da die Photomultiplier von Unterwasserteleskopen Abmessungen in dieser Größenordnung haben und damit in jedem Fall zumindest über den Energieverlust auf dieser Länge gemittelt werden kann. In Abbildung 4.8 ist dieser Energieverlust für Myonen der Energie $100\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Die einzelnen Programme zeigen keine statistisch signifikanten Abweichungen voneinander. Im Energiebereich bis etwa $500\,\mathrm{GeV}$ sind die Unterschiede vernachlässigbar.

Abbildung 4.9 zeigt analog die Verteilung der Schauerenergien für höherenergetische Myonen, bis zu einer Myonenergie von $1\,\mathrm{PeV}$. MUDEDX zeigt für höhere Energien einen anormalen Pik, der durch den Paarproduktionsprozess entsteht. Seine Auswirkungen auf die Energierekonstruktion werden später diskutiert. Abgesehen davon stimmen die Energieverluste von MUDEDX und MUSIC gut miteinander überein; signifikante Abweichungen gibt es erst für

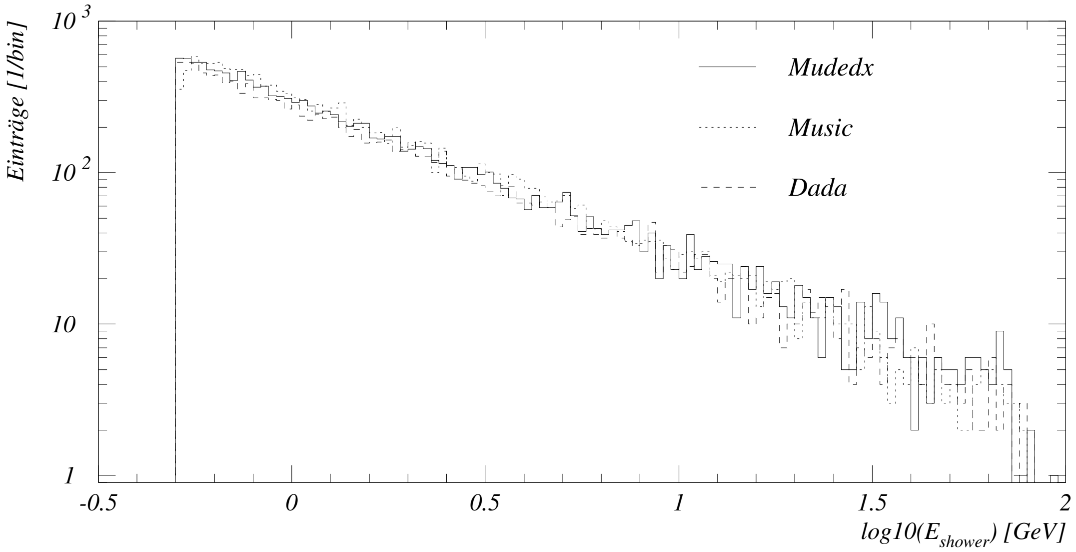

Abbildung 4.8: Stochastischer Energieverlust pro 0,5 Meter für Myonen mit 100 GeV Ausgangsenergie. Spurabschnitte ohne einen Energieverlust über $0,5$ GeV sind nicht dargestellt.

einen Energieverlust, der größer als die Position des schon erwähnten Piks ist. Im Gegensatz dazu hat DADA bereits ab einer Energie von etwa 10 TeV größere Unterschiede in der Verteilung der Energieverluste. Die Ursache hierfür könnte ein Spline sein, der nur bis 10 TeV (oder weniger) parametrisiert wurde und dessen Extrapolation misslingt. DADA erwies sich auch als instabil für Myonenergien größer als 10 TeV (dies ist die Grenze der dort tabellierten Werte); bei Myonenergien größer als 100 TeV ist das Programm praktisch nicht mehr benutzbar. Allerdings ist hier zu beachten, dass die Wirkungsquerschnitte für Myonenergien größer als 10 TeV nie experimentell gemessen wurden und somit lediglich Spekulationen darstellen. Abschließend ist in Abbildung 4.10 noch der mittlere Abstand zwischen benachbarten Schauern (größer als $0,5$ GeV) für die verschiedenen Myonpropagationsprogramme dargestellt. Bis auf DADA stimmen alle Programme bis zu einer Myonenergie von 100 TeV gut überein; bei größeren Energien gibt es geringfügige Abweichungen (im 1-Prozentbereich). Der Grund für den größeren mittleren Abstand (einhergehend mit einem geringeren Energieverlust) ist unbekannt.

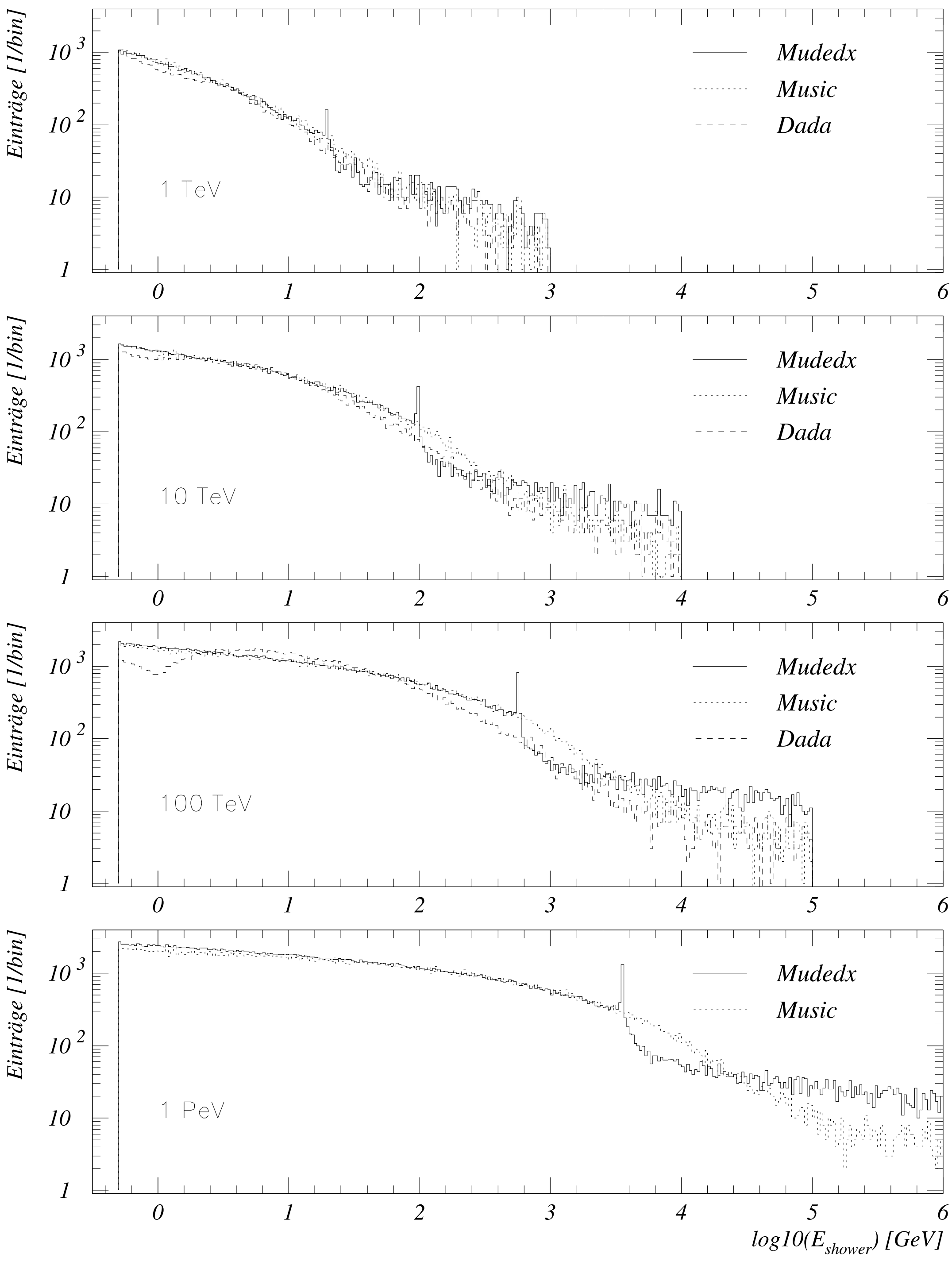

Abbildung 4.9: Stochastischer Energieverlust pro 0,5 Meter für Myonen der Energien 1 TeV, 10 TeV, 100 TeV und 1 PeV. Spurabschnitte ohne einen Energieverlust größer als 0, 5 GeV sind nicht gezeigt.

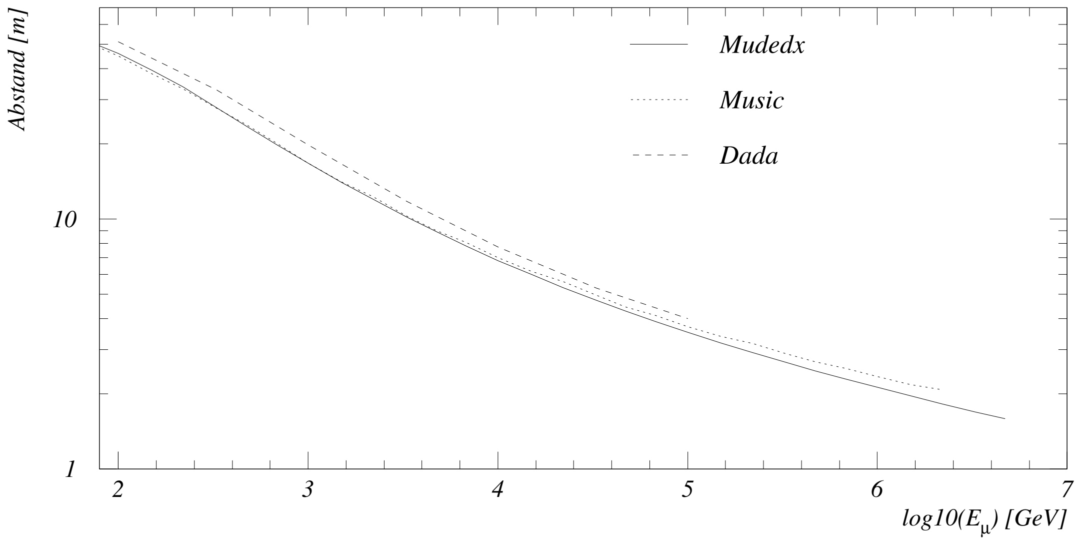

Abbildung 4.10: Mittlerer Abstand zwischen benachbarten Schauern mit mehr als $0,5\,\mathrm{GeV}$.

Das Monte-Carlo-Programm des Baikal-Experimentes sowie zeigte sowohl in seiner Standardversion als auch in einer neuen, geschwindigkeitsoptimierten Version [62] keinerlei Abweichungen vom Programm MUSIC. Sämtliche Verteilungen dieser Programme sind identisch.

4.2.4 Lichtemission durch Myonen und elektromagnetische Schauer

Der primäre Effekt, der die Messung der Energie von Myonen in Unterwasser- und Untereisteleskopen ermöglicht, ist die Energieabhängigkeit der Emission von Cherenkovlicht durch stochastische Prozesse. Vereinfacht werden alle stochastischen Prozesse – unabhängig von ihrer Natur – prinzipiell gleich behandelt und als Schauer mit einer parametrisierten longitudinalen und winkelabhängigen Lichtemission betrachtet. Bei dem Baikal-Monte-Carlo wird der einzelne Schauer vereinfacht als punktförmig angenommen. Die winkelabhängige Emission $M(\psi)$ des Cherenkovlichts ist tabelliert, wobei zwischen den Bins logarithmisch interpoliert wird [16]. Im Gegensatz dazu verwendet DADA

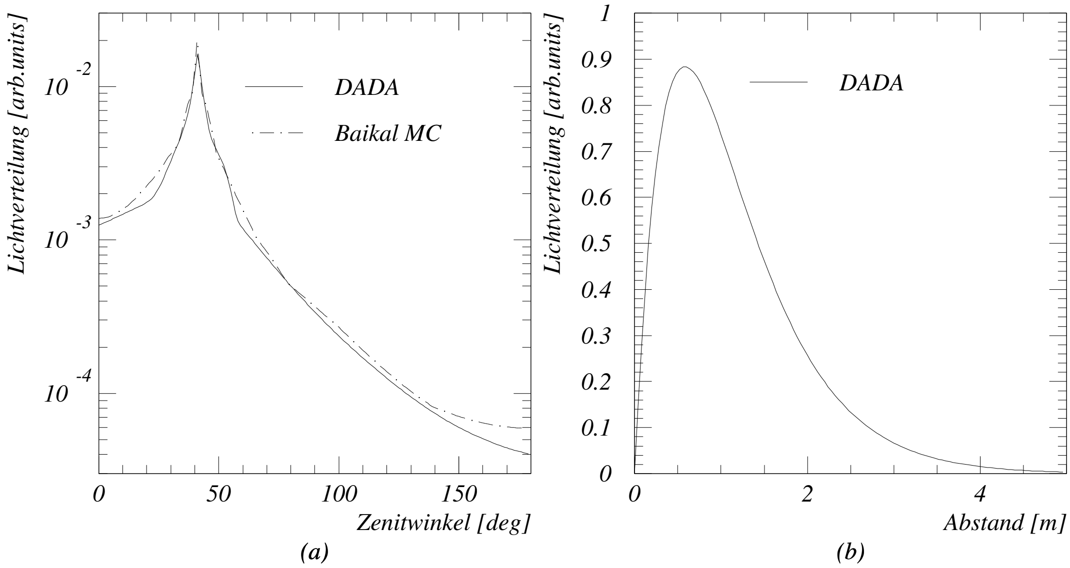

Abbildung 4.11: (a) Winkelabhängigkeit der Verteilung von Cherenkovlicht für einen 1 GeV elektromagnetischen Schauer in DADA und dem Baikal-Monte-Carlo. (b) Longitudinales Schauerprofil eines elektromagnetischen 1 GeV-Schauers in DADA.

longitudinal ausgedehnte Schauer[3] und benutzt für die Winkelabhängigkeit $M(\psi)$ der Lichtemission eine Parametrisierung [68]. Für die minimale Schauerenergie hat sich ein Wert von $0,5$ GeV als günstig erwiesen. Die Verringerung der minimalen Schauerenergie unter diesen Wert hat keinen Einfluss auf die Genauigkeit der Tabellierung der Lichtemission. Oberhalb einer Schauerenergie von $0,5$ GeV ist die Winkelverteilung des Schauerlichts mit sehr guter Näherung konstant. Die longitudinale Ausdehnung der Schaueremission vergrößert sich nur unwesentlich (mit dem Logarithmus der Energie des Schauers), was praktisch keinen Einfluss auf die Verteilung der Lichtemission hat. Die Parametrisierung der Verteilung des Cherenkovlichts im Baikal-Monte-Carlo und in DADA sind in Abbildung 4.11 gezeigt. Kombiniert man diese beiden Verteilungen mit der winkelabhängigen Empfindlichkeit $S_{\text{eff},0}(\theta)$ der Photomultiplier, ergibt sich das Schauerprofil entlang einer Parallelen zur My-

[3] Es ist auch eine dreidimensionale Berechnung aller Sekundärteilchen mit GEANT möglich. Dieser Modus wurde im Rahmen dieser Arbeit aber nicht verwendet.

onspur:

$$P(x) = N \cdot \int_{-\infty}^{\infty} L(y) \cdot M(\psi) \cdot \frac{\sin^2 \psi}{\sin^2 \theta_c} \cdot \frac{A\left(\frac{R}{\sin \psi}\right)}{A\left(\frac{R}{\sin \theta_c}\right)} \cdot S(\psi) \cdot dy$$

Hier sind $L(y)$ das longitudinale Schauerprofil, $A(d)$ die entfernungsabhängige Abschwächung des Cherenkovlichts im Wasser (siehe Abschnitt 4.2.2). R ist der Abstand des Photomultipliers zum Myon. θ_c ist der Cherenkovwinkel, während ψ der von x und y abhängige Abstrahlungswinkel des Cherenkovlichts ist. N ist ein Normierungsfaktor, so dass $\int_{-\infty}^{\infty} P(x)dx = 1$.

Diese Formel berücksichtigt nicht die tatsächliche Absorption des Lichts (diese wird erst zu einem späteren Zeitpunkt einbezogen, siehe Abschnitt 4.2.2); die Absorption wird lediglich als relatives Verhältnis zur Normierung von Licht aus verschiedenen Abständen benötigt. Sie spielt allerding bei größeren Abständen eine entscheidende Rolle, wie das letzte Diagramm in Abbildung 4.12 zeigt. Ab einer Entfernung von 100 Metern von der Myonspur führt die Absorption entlang des längeren Lichtweges unter dem Cherenkovwinkel zu einer geringeren Lichtintensität als entlang des kürzeren Lichtweges unter 90 Grad – obwohl die primäre Emission unter 90 Grad weit geringer ist (Abbildung 4.11b). Daher wird das Licht wird vorrangig unter einem Winkel von 90 Grad empfangen. Allerdings ist anzumerken, dass für die hier beschriebene Analyse Spuren mit einem Abstand von mehr als 50 Metern keine Rolle spielen, sondern aufgrund der Qualitätskriterien ausgefiltert werden. Für die Rekonstruktion sehr hochenergetischer Spuren in großen Abständen wird dies jedoch von Bedeutung sein.

Es zeigt sich, dass die Wahl des longitudinalen Schauerprofils (punktförmig oder parametrisiert) für die Amplitudenverteilung keine Rolle spielt. Ebenfalls gering ist der Einfluss der winkelabhängigen Empfindlichkeit der Photomultiplier auf die Energierekonstruktion. Zwar wirkt sich die winkelabhängige Empfindlichkeit der Photomultiplier auf das Schauerprofil und auch auf die Amplitudenverteilungen aus, da dies aber gleichmäßig für Myonen aller Energien geschieht, ist kein Unterschied in der Verteilung der Amplitudenlikelihoods mehr zu erkennen. Die jeweils erzielten Likelihood-Verteilungen haben genau den gleichen Verlauf wie die in Abbildung 4.19 für das jeweilige Myonpropagationsprogramm gezeigten.

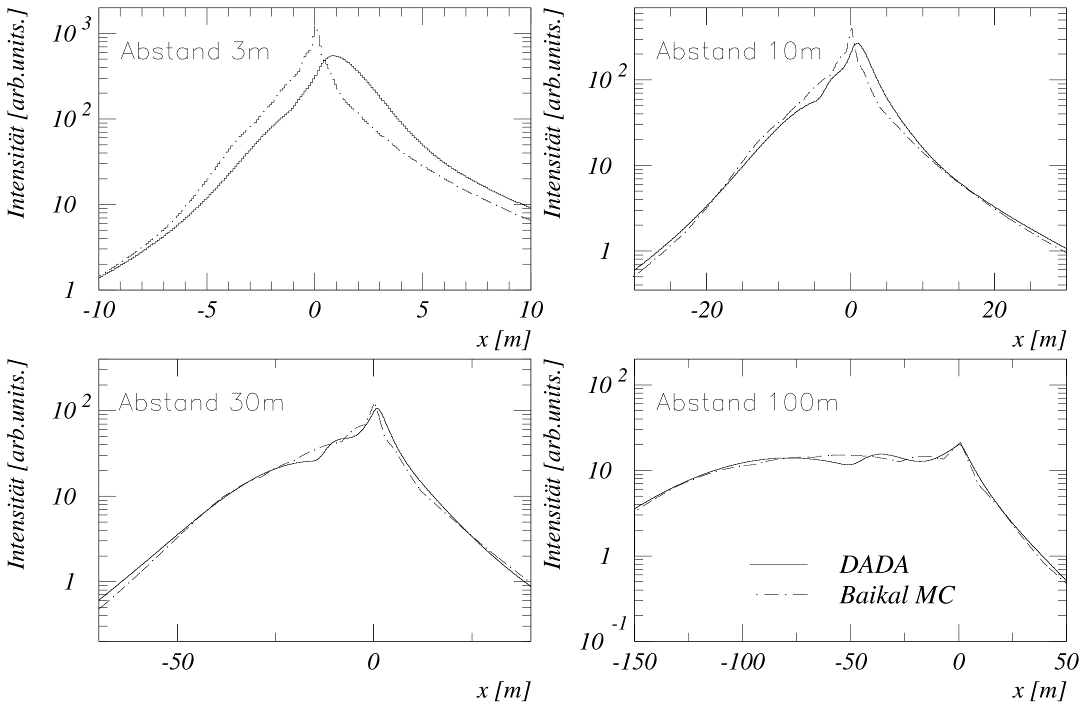

Abbildung 4.12: Schauerlichtprofile im Abstand von 3 m, 10 m, 30 m und 100 m von der Myonspur.

Kombiniert man die erhaltenen Schauerprofile in verschiedenen Abständen mit den in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Verteilungen des Myonenergieverlusts, erhält man die Verteilungen des emittierten Lichts in Abhängigkeit von der Myonenergie und der Entfernung. Hier wurde eine nichtstochastische Emission (durch das Cherenkovlicht des Myons und durch Prozesse mit einem Myonenergieverlust von weniger als $0,5\,\text{GeV}$)

$$\Phi_0 = 2,2 \cdot 10^4 \frac{\text{photonen}}{\text{m}} \cdot (1,172 + 0,023 \cdot \log_{10} E_\mu/\text{GeV})$$

angenommen [38]. Elektromagnetische Schauer emittieren 96 Photonen pro GeV Schauerenergie, hadronische Schauer emittieren 77 Photonen pro GeV. Abbildung 4.13 zeigt die Lichtverteilung, ermittelt mit den verschiedenen Myonpropagationsprogrammen, für einen Abstand von 10 Metern von der

Myonspur.[4] Im Vergleich zu den Abbildungen 4.8 und 4.9 (Seite 51f.) ist zu sehen, dass die dort noch vorhandenen Auffälligkeiten z.B. von MUDEDX geglättet wurden.

Bis zu Myonenergien von knapp einem Teraelektronenvolt wird die Lichtstärke in erster Linie durch das Cherenkovlicht des Myons und der (energieunabhängigen) Deltaelektronen bestimmt. Die Verteilung der Lichtstärke hat ein scharfes Maximum bei etwa 25000 Photonen pro Meter. Eine größere Energie wirkt sich in diesem Bereich vor allem durch ein leichtes Ansteigen des (in diesem Energiebereich geringen) Anteils hoher Lichtstärken (hochenergetische, diskontinuierliche Schauer) aus. Bei höheren Energien wird der Anteil des Lichts von stochastisch auftretenden Schauern signifikant und übersteigt schließlich den kontinuierlich und (energieunabhängig) ausgestrahlten Anteil. Oberhalb von 10 TeV spielt das Cherenkovlicht der Myonen selbst praktisch keine Rolle mehr. Das Maximum der Lichtemission verschiebt sich auf einer linearen Skala in Abhängigkeit von der Myonenergie, und die Verteilung wird extrem breit (Abbildung 4.14).

Für die weiteren Betrachtungen und für die Erstellung der in der Rekonstruktion verwendeten Tabellen wurde das Programm MUSIC verwendet.

Ausgehend von den Verteilungen des Photonenflusses lässt sich die Abhängigkeit der mittleren Lichtemission von der Energie des Myons darstellen, diese Abhängigkeit ist in Abbildung 4.15 gezeigt. In der Literatur [18] wird hierfür als eine lineare Parametrisierung

$$\overline{N_{\mathrm{pe}}}(E) = \overline{N_{\mathrm{pe}}}(\mathrm{nacktes\,Myon}) \cdot (1,2 + 1,6 \cdot E)$$

angegeben, wobei die Energie E hier in TeVgemessen wird. Die in Abbildung 4.15 dargestellte lineare Näherung hat als energieabhängigen Anteil nur den Faktor 0,8, da die restlichen Beiträge durch sehr seltene, aber hochenergetische Schauer (photonukleare Wechselwirkung) entstehen, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Diese Verteilung ist unabhängig vom Abstand zur Myonspur.

Da die Wahrscheinlichkeitsverteilung, wie in den Abbildungen 4.13 und 4.14 gezeigt, stark asymmetrisch ist, ist es notwendig, nicht nur den so erhaltenen

[4] Die mit der Myonsimulation des Baikal Monte-Carlo-Programms erzeugte Lichtverteilung ist identisch mit der von MUDEDX.

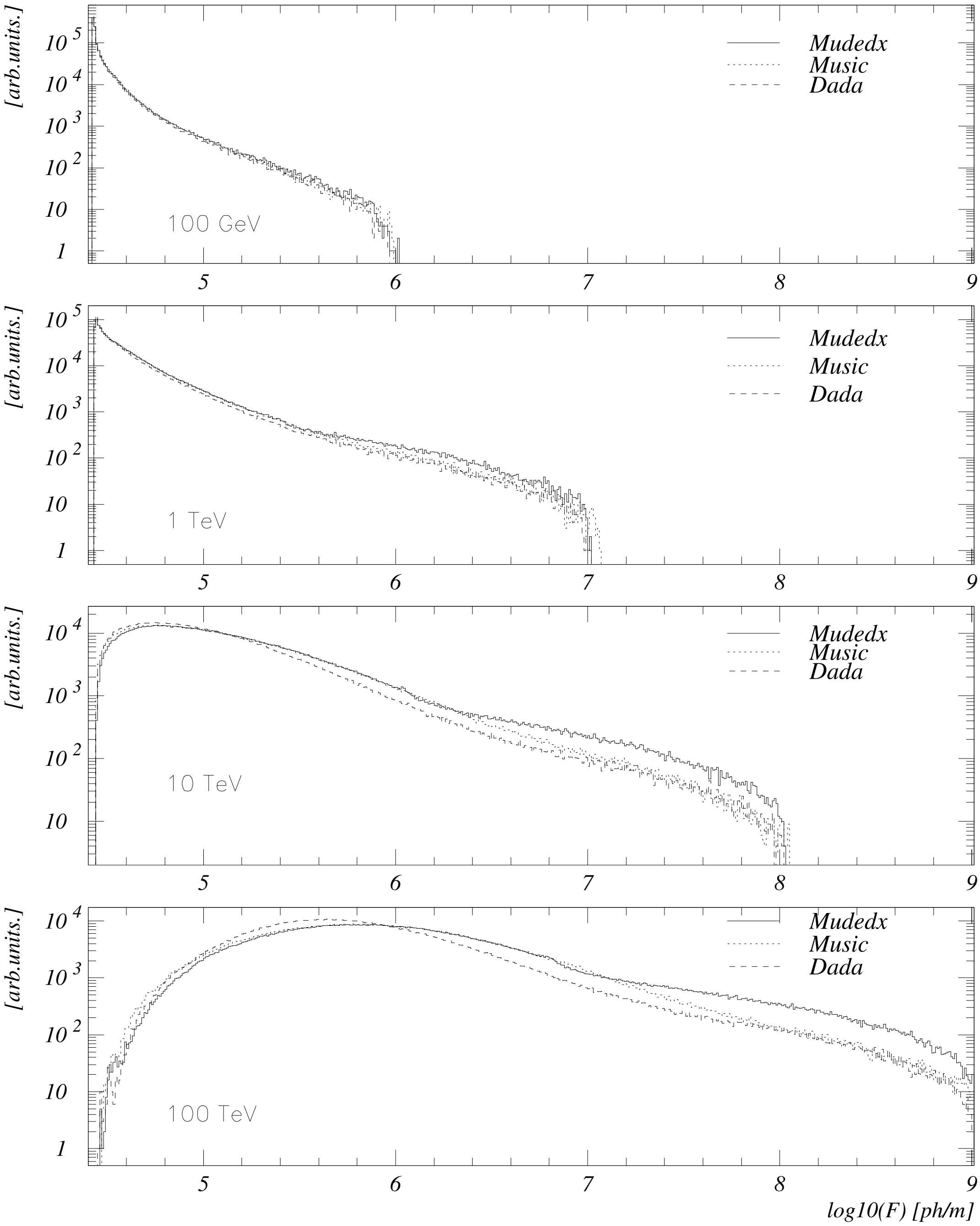

Abbildung 4.13: Lichtverteilung für Myonen der Energien 100 GeV, 1 TeV, 10 TeV und 100 TeV im Abstand von 10 Metern von der Myonenspur für die verschiedenen Myonpropagationsprogramme.

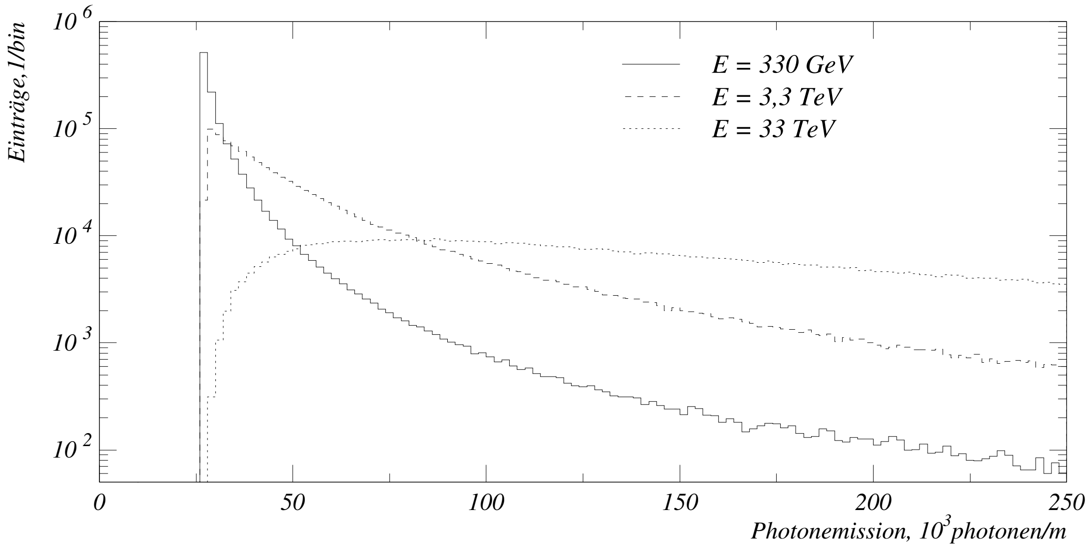

Abbildung 4.14: Verteilung der Emission einer bestimmten Lichtstärke für Myonen der Energien 320 GeV, 3,2 TeV und 32 TeV in einer Entfernung von 10 Metern mit dem Programm DADA.

Mittelwert (und eventuell die Breite der Verteilung) für die Rekonstruktion der Energie zu verwenden, sondern den gesamten Verlauf der Verteilungen.

4.2.5 Parametrisierung der Amplitude des Cherenkovlichts

Zur Rekonstruktion der Myonenenergie ist auch eine korrekte Beschreibung des Messprozesses der Amplituden erforderlich. Im Wesentlichen sind hier folgende Phänomene entscheidend:

1. Die von der Photokathode emittierte Anzahl der Photoelektronen N_{pe} ergibt sich aus dem mittleren Photoelektronenfluss (Abschnitt 4.2.2) über eine Poissonverteilung.

2. Die endliche Verstärkung der ersten Stufe des Photomultipliers sowie die konkret eingesetzte Elektronik zur Messung der Amplitude bedingt eine

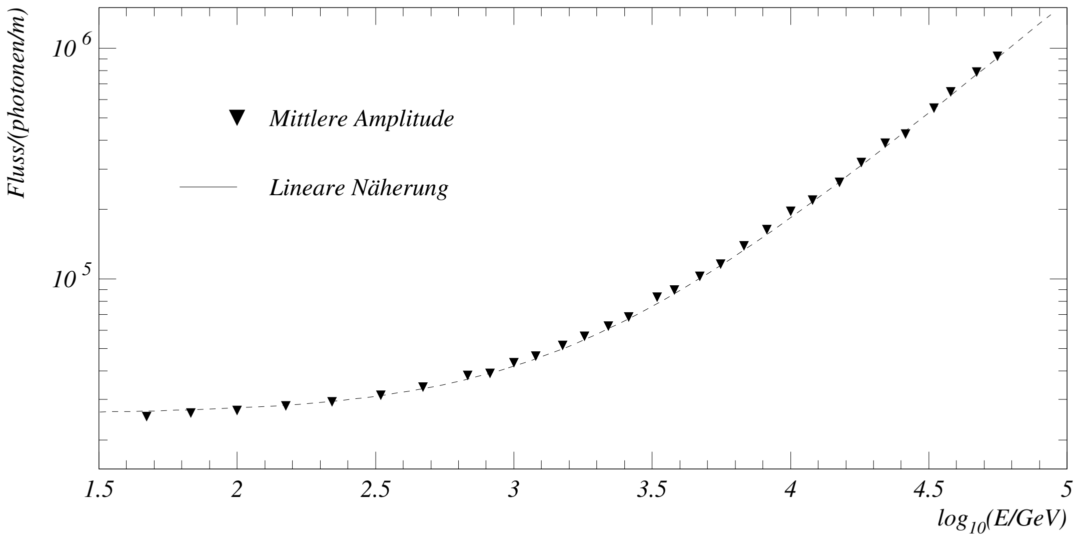

Abbildung 4.15: Mittlere Lichtemission in Abhängigkeit von der Energie des Myons. Die Mittelwerte entstammen der für die Rekonstruktion verwendeten Tabelle.

endliche Auflösung des Photomultipliers. Für den im NT-96 eingesetzten Photomultiplier „Quasar-370" beträgt diese Auflösung 70 % des Einphotoelektronensignals [7]. Abbildung 4.16 zeigt die Ein-Photoelektron-Verteilung für einen typischen im Baikalexperiment eingesetzten Photomultiplier.

3. Im NT-96 sind zwei Photomultiplier in Koinzidenz geschaltet: Die Zeit- und Amplitudeninformation wird nur gemessen, wenn innerhalb von 30 Nanosekunden beide Photomultiplier ein Signal oberhalb einer Schwelle (etwa 0,3 Photoelektronen) messen. Hierbei ist zu beachten, dass durch die räumliche Nähe der beiden Photomultiplier deren Verhalten stark korreliert ist: Wird z.B. ein hochenergetischer Schauer von einem der beiden Photomultiplier wahrgenommen, ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, dass der andere den gleichen Schauer gesehen hat. Entsprechend kann die Simulation des Gesamtverhaltens eines Kanals nicht einfach aus dem Produkt aus den (unabhängig ermittelten) Wahrscheinlichkeiten der beiden einzelnen optischen Module bestehen, sondern beiden

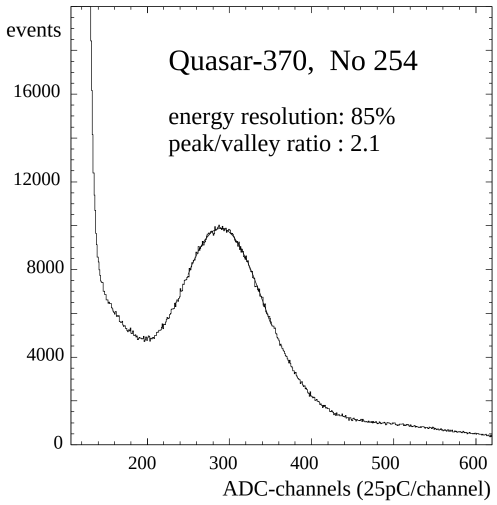

Abbildung 4.16: Ein-Photoelektronen-Spektrum eines Photomultipliers QUASAR-370.

Photomultipliern muss der gleiche Schauer zugrundegelegt werden.

4. Jeder Kanal rauscht mit einer Frequenz von etwa 400 Hertz. Dies führt dazu, dass etwa 4 % der Ereignisse einen Treffer enthalten, der zum restlichen Ereignis räumlich und zeitlich unkorreliert ist.

5. Unabhängig von der Höhe der Amplitude besitzt jeder Kanal nur eine endliche Wahrscheinlichkeit, dass er dieses Ereignis registriert. Diese amplitudenunabhängige Ineffektivität beträgt kanalabhängig 2,5 bis 5 Prozent [52].

Damit die Rekonstruktion der Energien mit einer akzeptablen Geschwindigkeit durchgeführt werden kann, wird vor Beginn der Energierekonstruktion aus der in Abschnitt 4.2.4 beschriebenen Tabelle der Photonenflüsse eine weitere Tabelle errechnet, die die Wahrscheinlichkeiten für die Messung einer bestimmten Amplitude eines Kanals bei gegebener Myonenenergie und Lichtabschwächung enthält. Die hierfür verwendete Formel für einen einzelnen Photomultiplier ist

$$P_1(A) = \int_0^\infty P(\Phi_{\mathrm{OM}}) \frac{\Phi_{\mathrm{OM}}^A e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}}}{\Gamma(A+1)} \mathrm{d}\Phi_{\mathrm{OM}}$$

(Φ_{OM} ist der Photonelektronenfluss, $P(\Phi_{\mathrm{OM}})$ die Wahrscheinlichkeit für diesen Fluss, A die gemessene Amplitude, $\Gamma(x)$ ist die Gammafunktion mit

$i! = \Gamma(i+1)$, $i \in N$) für die Poissonverteilung. Die Gammafunktion wurde verwendet, da sie auch die Verwendung von nichtganzzahligen Amplituden erlaubt, die durch die endliche Amplitudenauflösung des Photomultipliers auftreten können.

Für die Koinzidenz zweier Photomultiplier muß die Formel etwas modifiziert werden. Sie erhält einen zusätzlichen Term, der die Bedingung des Ansprechens des zweiten Photomultipliers enthält:

$$P_2(A) = \int_0^\infty P(\Phi_{\mathrm{OM}}) \frac{\Phi_{\mathrm{OM}}^A e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}}}{\Gamma(A+1)} \cdot \left(1 - e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}}\right) \mathrm{d}\Phi_{\mathrm{OM}}$$

Da die endliche Auflösung des Photomultipliers lediglich eine Verbreiterung der Poissonverteilung hervorruft, ohne ihren Mittelwert zu beeinflussen, wird sie vereinfacht (um Rechenzeit zu sparen) über die proportionale Verringerung der Amplitude A und des Photoelektronenflusses Φ simuliert, bis die Breite der Verteilung der realen Verteilung (mit endlicher Photomultiplierauflösung) entspricht. Die Amplitudenverteilung bei einer Auflösung des Photomultipliers von k verbreitert sich um den Wert $\sqrt{1+k^2}$, das entspricht also einer Verringerung von gemessener Amplitude A und mittlerem Photoelektronenfluss Φ_{OM} um den Faktor $1+k^2$. Durch den gleichzeitigen Übergang $A \to A/(1+k^2)$ und $\Phi_{\mathrm{OM}} \to \Phi_{\mathrm{OM}}/(1+k^2)$ in obiger Formel bleibt dabei wunschgemäß der Mittelwert der Amplitude erhalten, während sich die Verteilung selbst verbreitert.

Das Rauschen des Photomultipliers und die amplitudenunabhängige Ineffektivität werden vereinfacht als minimaler bzw. maximaler Wert der Wahrscheinlichkeit (im Falle des Rauschens exponentiell von der Amplitude abhängig) simuliert.

Analog wird für jede Myonenergie und jede Abschwächung die Wahrscheinlichkeit P_{hit} ausgerechnet, dass dieser Kanal getriggert wurde. Da die Wahrscheinlichkeit bei einer mittleren Zahl von Photoelektronen Φ_{OM}, dass ein Kanal wenigstens ein Photoelektron misst, $1 - e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}}$ ist, gilt

$$P_{\mathrm{hit},1} = \int_0^\infty P(\Phi_{\mathrm{OM}})(1 - e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}})\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{OM}}$$

für einen einzelnen Photomultiplier und

$$P_{\mathrm{hit},2} = \int_0^\infty P(\Phi_{\mathrm{OM}})(1 - e^{-\Phi_{\mathrm{OM}}})^2\mathrm{d}\Phi_{\mathrm{OM}}$$

für die im Baikal verwendete Koinzidenz zweier optischer Module.

Die so erhaltenen Tabellen enthalten für jede Energie zwischen $33\,\mathrm{GeV}$ und $3,3\,\mathrm{PeV}$ und für jeden Faktor zwischen $6,8 \cdot 10^{-9}$ und $8,2 \cdot 10^{-5} \frac{\mathrm{pe}}{\mathrm{photonen/m}}$ (in 50 exponentiellen Schritten) die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für alle Amplituden sowie die Wahrscheinlichkeiten, daß der Kanal auslöste. Dies entspricht Abständen zwischen einem und 100 Metern bei frontaler Beleuchtung. Die Verteilung dieser Wahrscheinlichkeiten für einen typischen Abstand der Spur vom Photomultiplier (10 Meter) ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Die Abbildungen enthalten bereits die Koinzidenz der beiden Photomultiplier eines Kanals. Das Rauschen der Photomultiplier und ihre amplitudenunabhängige Ineffektivität wurden in der Darstellung jedoch nicht berücksichtigt. Für ein konkretes Ereignis (das im allgemeinen mindestens 5 getroffene Photomultiplier enthält[5]) werden die Wahrscheinlichkeiten für jede Energie jeweils miteineinader multipliziert, um die entsprechende Verteilung für das Gesamtereignis zu erhalten. Die energieabhängige Wahrscheinlichkeit der nicht getroffenen Kanäle, dass sie nicht getroffen wurden, wird analog berücksichtigt.

Als Test der so erzeugten Amplitudenverteilungen auf Korrektheit wurden sie für verschiedene Konfigurationen der optischen Module mit den im Monte Carlo erzeugten Amplitudenverteilungen bei verschiedenen Energien verglichen. Zwei typische Verteilungen sind in Abbildung 4.18 gezeigt. Die vom Simulationsprogramm erzeugten Verteilungen stimmen alle gut mit den nach der hier beschriebenen Methode erzeugten überein. Abweichungen treten lediglich für optische Module in den extremen Situationen (große Entfernung, rückwärtige Beleuchtung des optischen Moduls) bei Myonenergien von mindestens 1 PeV auf. Für derartige Situationen sind die genannten Vereinfachungen nicht mehr vernachlässigbar. Für eine typische Spur durch den Detektor betrifft dies bei einer Myonenergie von 1 PeV etwa 25 % aller optischen Module, die allerdings aufgrund ihres sehr kleinen Signals nur wenig zum Wert der Likelihood beitragen. Der resultierende Fehler ist – auch im Hinblick auf andere Unwägbarkeiten bei derartigen Energien – vernachlässigbar und kann im

[5]Die Rekonstruktion der Richtung der Spur erfolgt hauptsächlich über die Messung der Auslösezeiten der Photomultiplier. Für eine vollständige Rekonstruktion sind wenigstens fünf Zeiten erforderlich, siehe auch Abschnitt 4.2.1. Für spezielle Aufgaben (Rekonstruktion der Energie senkrechter Spuren z.B. aus Neutralinoannihilationen [11]) ist eine Energierekonstruktion auch mit weniger Treffern möglich. Allgemein steigt aber die Genauigkeit der Energierekonstruktion mit der Anzahl der Treffer.

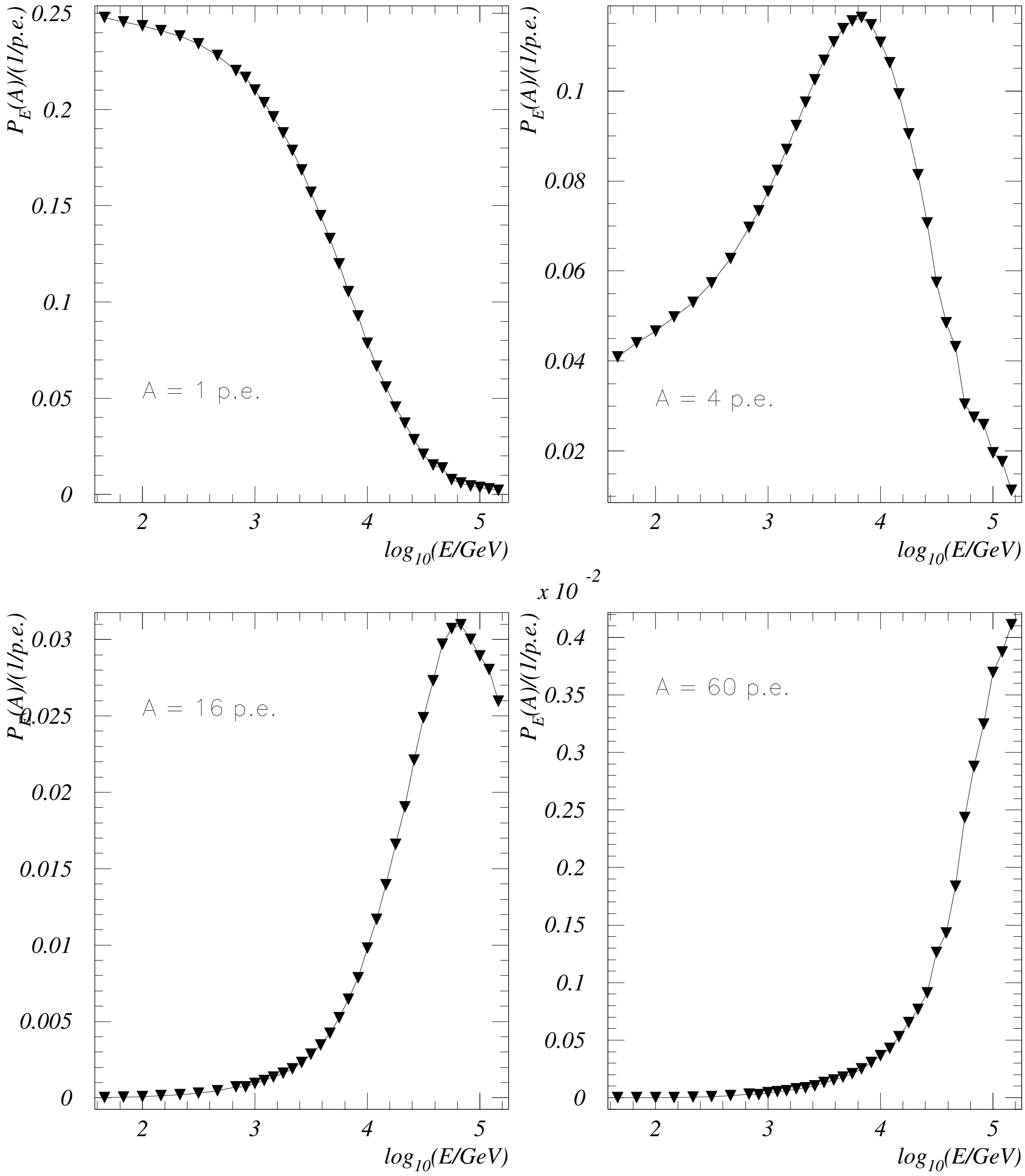

Abbildung 4.17: Wahrscheinlichkeitsverteilung, dass eine bestimmte Amplitude eines Photomultipliers von einem Myon der Energie E hervorgerufen wurde. Der Abstand von der Spur zum Photomultiplier beträgt in allen Spuren 10 Meter bei frontaler Beleuchtung. Die Markierungen zeigen die Stützstellen in der Parametrisierung.

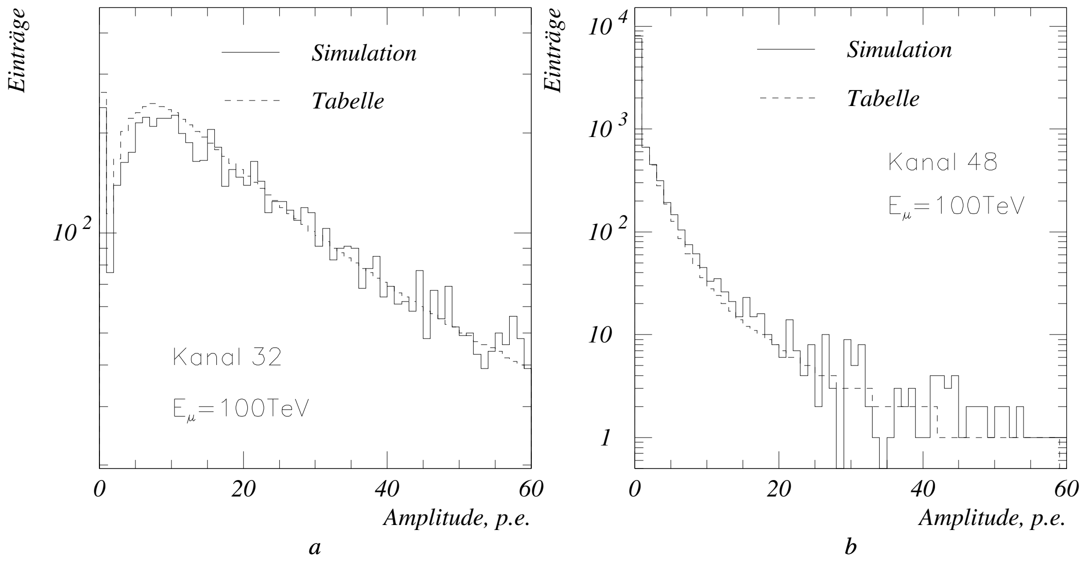

Abbildung 4.18: Vergleich der tabellierten Amplitudenverteilungen mit Amplitudenverteilungen simulierter Myonen (Energie 100 TeV) für zwei optische Kanäle in verschiedenen Positionen. a) 11 Meter Entfernung, 90 Grad Einfallswinkel b) 35 Meter Entfernung, 140 Grad Einfallswinkel des Cherenkovlichts.

direkten Vergleich mit rekonstruierten simulierten Myonen abgeschätzt werden.

Vergleicht man die Likelihoodverteilungen für eine feste Amplitudenmessung der auf der Basis der verschiedenen Myonpropagationsprogramme erhaltenen Tabellen miteinander, sind die Unterschiede minimal, wie in Abbildung 4.19 zu sehen ist. Abgesehen von DADA, das eine systematische Verschiebung von 0,3 Größenordnungen in der Energieverteilung aufweist, haben alle betrachteten Programme Differenzen von weniger als 20 % [66]. Dies ist damit zu erklären, dass sowohl die Integration der einzelnen Schauer mit dem Lichtprofil als auch der Einfluss der Poissonverteilung bei der Registrierung mit dem Photomultiplier die vorhandenen Unterschiede zwischen den Programmen MUDEDX, MUSIC und BAIKAL MC verwischen.

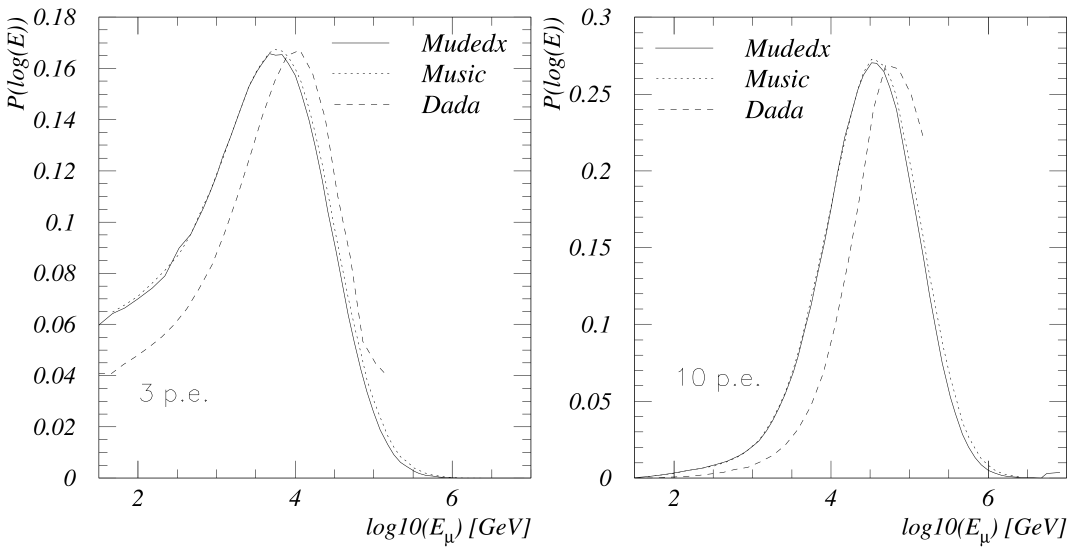

Abbildung 4.19: Likelihood-Verteilungen für die Amplitudenmessung von 4 bzw. 10 Photoelektronen in 10 Meter Abstand vom Photomultiplier (frontale Beleuchtung) entsprechend den verschiedenen Myonpropagationsprogrammen.

4.2.6 Berechnung der Wahrscheinlichkeit der Amplitudenmessung für das Gesamtereignis

Vernachlässigt man die Korrelation der Messung verschiedener Kanäle, kann man die Gesamtwahrscheinlichkeit der Messung für eine bestimmte Energie durch die Multiplikation der Wahrscheinlichkeiten der einzelnen Photomultiplierpaare ermitteln. Dies ist dann möglich, wenn kein Schauer mehr als ein Photomultiplierpaar beleuchtet. Eine notwendige Bedingung hierfür ist, dass der minimale Abstand zwischen den gedachten Vertices des Cherenkovlichts größer ist als die mittlere longitudinale Ausdehnung eines Schauers. Abbildung 4.20 zeigt für typische rekonstruierte Ereignisse den minimalen theoretischen Vertexabstand. Der minimale Vertexabstand ist fast immer kleiner als 1 m, somit finden sich in praktisch jedem Ereignis Photomultiplier, die von dem gleichen Schauer beleuchtet wurden.

Da eine vollständige Beschreibung der Korrelationen jede Grenze von Kom-

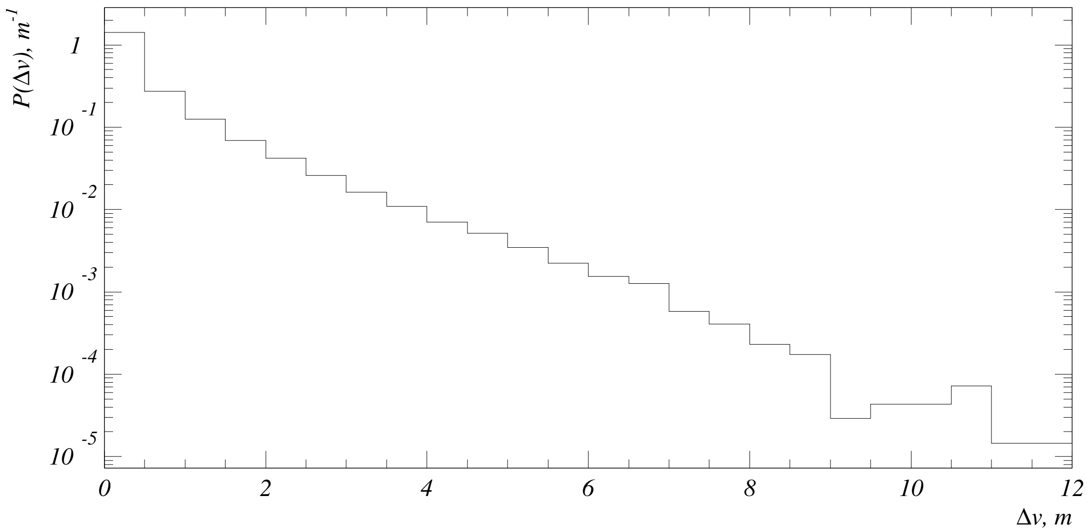

Abbildung 4.20: Minimaler Abstand der Vertices (gedachter Ausgangspunkt der Cherenkovphotonen, siehe Abbildung 4.3). Ein 1TeV-Schauer hat als Vergleich eine typische Länge von etwa fünf Metern in einem Abstand von 10 m zur Myonspur.

plexität, benötigtem Speicherplatz und Rechenzeit sprengen würde, wurde für die Energierekonstruktion vereinfacht nur eine paarweise Korrelation berücksichtigt und als Korrekturglied dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten hinzugefügt.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit lässt sich schreiben als

$$P = \prod_i P_i \cdot \prod_{i<j} (1 - c_{ij}) \cdot \prod_{i<j<k} (1 - c_{ijk}) \cdot ...$$
$$\cdot \left(1 + \sum_{i<j} \frac{P_{ij}}{P_i P_j} \frac{c_{ij}}{1 - c_{ij}} + \sum_{i<j<k} \frac{P_{ijk}}{P_i P_j P_k} \frac{c_{ijk}}{1 - c_{ijk}} + ... \right)$$

mit den Einzelwahrscheinlichkeiten der Photomultiplier P_i, den kombinierten Wahrscheinlichkeiten zweier Photomultiplier P_{ij} und deren Korrelationskoeffizient c_{ij}, den kombinierten Wahrscheinlichkeiten dreier Photomultiplier P_{ijk} und deren Korrelationskoeffizient c_{ijk} usw. Wie bereits geschildert, wird die Berechnung hier nach dem zweiten Glied abgebrochen. Die kombinierte Wahrscheinlichkeit zweier Photomultiplier wird errechnet, indem man sie zu einem einzigen mit entsprechend größerer effektiver Fläche (gewichtet mit der Absorption des Cherenkovlichts) kombiniert. Der so entstandene theoretische optische Modul hat demzufolge eine Absorption (siehe Abschnitt 4.2.2) von

$$\Phi_{ij} = \Phi(R_i) + \Phi(R_j)$$

Die Amplituden der beiden optischen Module werden addiert. Zusätzlich wird noch die Binomialverteilung der Photoelektronen zwischen den beiden Photomultipliern berücksichtigt:

$$P_{ij} = P_{\Phi_{ij}}(A_i + A_j) \cdot \frac{\Gamma(A_i + 1)\Gamma(A_j + 1)}{\Gamma(A_i + A_j + 1)} \cdot \left(\frac{\Phi_i}{\Phi_i + \Phi_j}\right)^{A_i} \left(\frac{\Phi_j}{\Phi_i + \Phi_j}\right)^{A_j}$$

Für den Korrelationskoeffizienten ist der Abstand der Vertices beider Module ausschlaggebend. Die verwendete Parametrisierung ist

$$c_{ij} = e^{-\left(\frac{\Delta x_{ij}}{D}\right)^2}$$

mit dem Abstand x der beiden Vertices. D ist der typische Abstand zweier korrelierter Vertices. Er wird vereinfacht als unabhängig von der Myonenergie angenommen. Um die Ungenauigkeit der Rekonstruktion sowie Abweichungen des Winkels des abgestrahlten Schauerlichtes vom Cherenkovwinkel zu berücksichtigen, enthält er zusätzlich einen von den Entfernungen der Photomultiplier abhängigen Term:

$$D^2 = D_0^2 + \kappa_R^2 \cdot \left(R_i^2 + R_j^2\right)$$

Als günstig haben sich die Werte $D_0 = 2\,\mathrm{m}$ (typische Schauerlänge bei 1 TeV) und $\kappa_R = 0,2$ (entspricht einer Winkelabweichung von 5 Grad) erwiesen, die Rekonstruktion reagiert aber wenig empfindlich auf Änderungen dieser Werte. Diese Unempfindlichkeit ist auch der Grund für den Verzicht auf die Energieabhängigkeit an dieser Stelle.

Gegenüber der Annahme unkorrelierter Photomultiplieramplituden hat die vorgestellte Methode den Nachteil, dass sie deutlich mehr Rechenzeit beansprucht (Ordnung n_{hit}^2, im Vergleich zu n_{hit} bei unkorrelierter Rekonstruktion).

4.2.7 Grenzen der verwendeten Rekonstruktionsmethode

Die hier vorgestellte Methode wurde entwickelt, um ein Optimum zwischen der Genauigkeit des verwendeten Modells und einer akzeptablen Rekonstruktionsgeschwindigkeit zu erhalten. Die größte Vereinfachung hierbei ist die Annahme, dass die Amplitude zweier nicht zu einem Kanal gehörender Photomultiplier nicht miteinander korreliert. Gerade für große Energien des Myons und damit verbundene große individuelle Energieverlustprozesse ist dies nicht mehr der Fall. Es können Schauer von mehreren Metern Länge auftreten, die von mehreren Photomultipliern gesehen werden. Dies führt zu einer zu hohen rekonstruierten Energie. Analog kann die vereinfachende Annahme, dass zu einem Kanal gehörende Photomultiplier stets Licht vom gleichen Schauer sahen, zu einem kleinen Fehler führen.

Eine weitere Vereinfachung, die sich insbesondere bei hohen Energien auswirkt, ist die Annahme der Abstrahlung des Schauerlichts exakt unter dem Cherenkovwinkel. Während für eine nur geringe Abweichung davon noch eine energieabhängige Modifizierung der winkelabhängigen Sensitivität des Photomultipliers (Abschnitt 4.2.2) und eventuell eine Tabellierung derselben Verbesserung bringen kann, würde bei höheren Schauerenergien eine exakte energieabhängige Beschreibung der Lichtausbreitung des Schauers notwendig.

Die verwendete Rekonstruktion betrachtet die Messung der Signalamplitude und die Messung der Ankunftszeit des Lichts voneinander unabhängig. Insbesondere wird für die Messung der Trefferzeiten noch immer das Modell eines einfachen Cherenkovlichtkegels ausgehend vom Myon angenommen. Für große Energien werden aber auch die Ereignisse wichtig, deren Zeitmessungen wesentlich vom Schauerlicht geprägt sind. In der gegenwärtigen Analyse werden diese Ereignisse durch die Qualitätskriterien (Abschnitt 6.3.1) herausgefiltert und sind für die weitere Analyse verloren.

Eine Rekonstruktion der Energie von Ereignissen aus mehreren korrelierten Myonen (Gruppen) ist mit der vorgestellten Methode nicht möglich. Derartige Ereignisse (die 10 % aller Ereignisse aus atmosphärischen Myonen ausmachen, [44]) entsprechen nicht den Qualitätskriterien der Spurrekonstruktion. Die Rekonstruktion von neutrinoinduzierten Ereignissen ist davon nicht betroffen.

Bei der Modellierung des Wassers wurden Streueffekte des Lichts vernachlässigt. Solange die Lichtweglängen kleiner sind als die Streulänge im Wasser, ist eine derartige Vereinfachung zulässig. Für hohe Energien können derartige Streueffekte jedoch bedeutsam werden und müssen in der Rekonstruktion berücksichtigt werden. Möglich wäre dies durch spezielle Streutabellen, wie sie z.B. bei der Simulation des Amanda-Detektors verwendet werden [38].

Für kleine Energien bedeutsam ist die Modellannahme, dass die Energie des Myons konstant bleibt. Ab etwa 100 GeV ist der relative Energieverlust über die Detektorlänge gering, am linken Rand der Tabelle (47 GeV) ist der Energieverlust jedoch nicht mehr vernachlässigbar (siehe [49]). Für eine korrekte Behandlung der Verringerung der Energie der Myonen und der damit verbundenen endlichen Spurlänge, z.B. für den bei Neutrinooszillationen interessanten Energiebereich unter 10 GeV, wären weitreichende Änderungen an den verwendeten Tabellen und am Rekonstruktionsalgorithmus nötig. Entscheidender Parameter wäre in diesem Fall die Länge der Spur; stochastische Energieverluste spielen praktisch kaum eine Rolle.

Nicht zuletzt hängt die Genauigkeit der Rekonstruktion wesentlich von der korrekten Beschreibung der Energieverlustprozesse ab, die in die Tabelle eingehen. Das für die Tabellierung des Amplitudenverhaltens verwendete Programm DADA basiert auf dem Programmpaket GEANT, das im Bereich bis zu 10 TeV die Energieverluste korrekt beschreibt[68]. Für höherenergetische Myonen ist man auf eine Extrapolation angewiesen. Leider stehen für Energien oberhalb dieses Wertes keine „Testmyonen“ zur Verfügung (für kleine Energien können atmosphärische Myonen zum Test verwendet werden, siehe Abschnitt 4.2.10), so dass rekonstruierte Energien in diesem Energiebereich einen zusätzlichen unbekannten Fehler aufweisen können.

Das Verhalten der Rekonstruktion bei Messfehlern der verwendeten Parameter wird in Abschnitt 4.2.9 ausführlich diskutiert.

4.2.8 Einfluß der Amplitudenmessung auf die Genauigkeit der räumlichen Rekonstruktion

Um den Einfluß der Berücksichtigung der Amplituden auf die Rekonstruktion abschätzen zu können, wurde eine vergleichende Rekonstruktion von im Monte-Carlo erzeugten Myonen jeweils mit der klassischen χ^2-Methode (alleinige Berücksichtigung der Hit-Zeiten), mit der Maximum-Likelihood-Methode unter ausschließlicher Berücksichtigung der Amplituden und der Trefferwahrscheinlichkeiten für nicht getroffene Kanäle sowie der Maximum-Likelihood-Methode bei gleichzeitiger Verwendung von Zeit- und Amplitudeninformation vorgenommen. Die Amplituden wurden hierfür mit den in Abschnitt 4.2.4 erläuterten Tabellen bei der Energie 47 GeV ermittelt.

Obwohl die Auswahlkriterien für gut rekonstruierte Ereignisse hierbei nicht optimiert wurden (angewandt wurde $\chi^2_{\mathrm{Zeit}} < 1$, maximaler Abstand der Spur zum Detektorzentrum $R < 30\,\mathrm{m}$), ist der Einfluss der Amplitudenmessung auf die Güte der Rekonstruktion gut zu erkennen: Abbildung 4.21 zeigt als Vergleich den Raumwinkelfehler der reinen χ^2- und der Amplitudenrekonstruktion. Für große Winkelfehler ähnelt sich der Verlauf der beiden Verteilungen. Der Vorteil einer genauen Messung der Trefferzeiten (im Gegensatz zu der Messung der Amplituden, die immer mit relativ großen Fehlern behaftet ist) wirkt sich dagegen insbesondere auf einen scharfen Pik bei kleinen Winkelfehlern aus. Dieser Bereich wurde im rechten Teilbild noch einmal vergrößert dargestellt. Da die Messung der Amplituden und Trefferwahrscheinlichkeiten unabhängig von der Zeitmessung ist, führt eine Kombination beider Messungen in der Rekonstruktion also kaum zu einer Verbesserung der Fehler im Bereich kleiner Winkelfehler, aber zu einer signifikanten Verringerung des „Schwanzes“ bei großen Fehlern. Der Vergleich der χ^2-Rekonstruktion mit der Rekonstruktion unter Berücksichtigung von Zeit, Amplitude und Trefferwahrscheinlichkeit ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Insgesamt verringert sich der Winkelfehler für die hier angewendeten Qualitätskriterien von 6 Grad (Rekonstruktion mittels χ^2 der Zeitmessung) auf 4 Grad bei Berücksichtigung von Amplitude und Trefferwahrscheinlichkeit.

Durch dieses Verhalten kann die Berücksichtigung aller verfügbaren Messwerte beispielsweise den Anteil der atmosphärischen Myonen, die fälschlicherweise mit einem Zenitwinkel von größer als 90 Grad rekonstruiert werden (und die den Untergrund bei der Rekonstruktion von Neutrinos darstellen), signifikant verringert werden. Abbildung 4.23 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Zenitwinkel für die komplette Rekonstruktion und als Vergleich für die reine Zeitrekonstruktion. Bereits die Anwendung der verbesserten Rekonstruktion verringert die Zahl der in der unteren Hemisphäre rekonstruierten

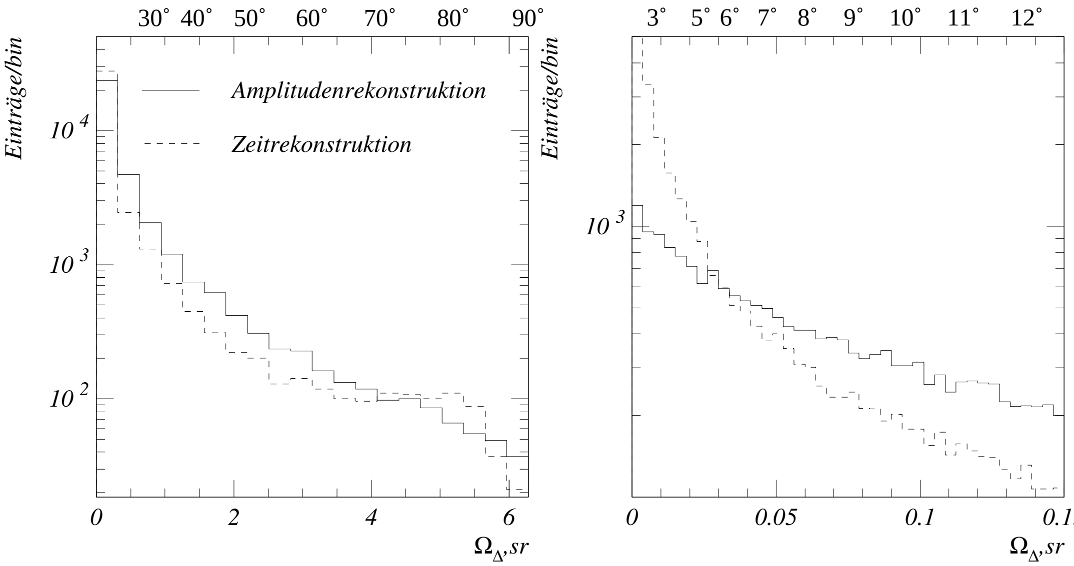

Abbildung 4.21: Vergleich des Raumwinkelfehlers bei der Rekonstruktion atmosphärischer Myonen (Monte-Carlo-Ereignisse, generiert mit DADA) jeweils unter Verwendung der Amplituden- und der Zeitmessung. Das rechte Teilbild ist ein Ausschnitt bis zu einem Raumwinkel von 0,15 (entspricht einem Flächenwinkel von etwa 12,5 Grad). Zur besseren Orientierung wurden die einem Raumwinkel entsprechenden Flächenwinkel noch einmal über den Histogrammen benannt.

Ereignisse etwa um den Faktor drei.

4.2.9 Ergebnisse der Energierekonstruktion monoenergetischer Myonen

Die Abbildung 4.24 zeigt die Verteilung der Wahrscheinlichkeit, dass ein gegebenes Ereignis von einem Myon bestimmter Energie erzeugt wurde, für zwei typische Ereignisse. Für niederenergetische Myonen ist eine Verteilung, wie im linken Teilbild zu sehen, charakteristisch: Der wahrscheinlichste Wert für die Energie des Myons liegt am linken Rand der tabellierten Energien (47 GeV). Dies macht allerdings die Rekonstruktion dieser Ereignisse besonders schwierig, da die konventionelle Maximum-Likelihood-Methode in sol-

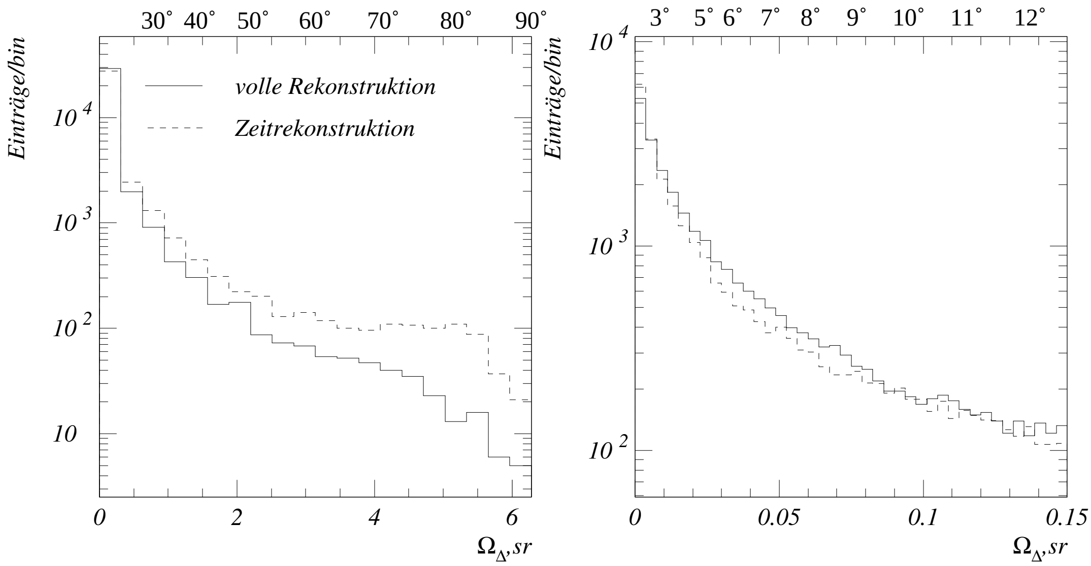

Abbildung 4.22: Vergleich des Raumwinkelfehlers bei der Rekonstruktion unter Verwendung aller Messgrößen mit der Rekonstruktion unter alleiniger Verwendung der Zeitmessung.

chen Fällen immer die kleinstmögliche Energie rekonstruieren würde. Die eigentliche Information über die Energie – die im Abfall der Wahrscheinlichkeitskurve bei höheren Energien besteht – geht dabei verloren. Deshalb ist es sinnvoll, nicht die Energie mit der maximalen Wahrscheinlichkeit zu wählen, sondern die, bei der der Fehler zum Logarithmus der ursprünglichen Energie des Myons minimal wird. Dieser Wert ergibt sich aus dem mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit gewichteten Mittelwert der Logarithmen aller Energien[6]. Für größere Energien ist dieses Argument nicht mehr ganz so bedeutsam. Das rechte Teilbild zeigt ein 3TeV-Myon, dessen Energie sehr gut rekonstruierbar ist und bei der die Maximum-Likelihood-Methode und die Bildung des ge-

[6]In dieser Arbeit wurde immer der Logarithmus der Energie (und nicht die Energie selbst) rekonstruiert, was wegen des großen betrachteten Energiebereiches und des großen Fehlers bei der Rekonstruktion sinnvoll ist. Ist man an einem minimalen mittleren Fehler der Energie selbst interessiert, kann man natürlich auch direkt mit der Energie statt mit ihrem Logarithmus rechnen. Die Ergebnisse sind aber dabei schlechter interpretierbar, da z.B. ein 1 TeV-Myon, was mit 50 GeV (Faktor 20 zu niedrig!) rekonstruiert würde, einen kleineren Fehler aufwiese als eins, das mit 2 TeV rekonstruiert würde.

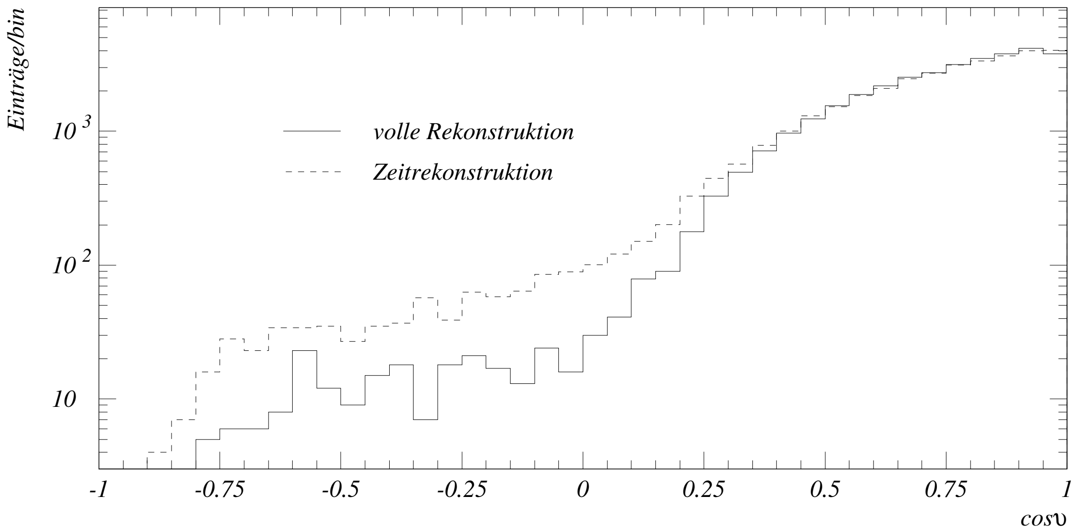

Abbildung 4.23: Zenitwinkelverteilungen für die volle Maximum-Likelihood-Rekonstruktion von atmosphärischen Myonen (mit dem Monte-Carlo-Programm DADA erzeugt) im Vergleich mit der Zeitrekonstruktion (χ^2). Atmosphärische Myonen liegen in dieser Darstellung im Bereich $0 < \cos\theta < 1$ ($\cos\theta = 0$ kennzeichnet waagerechte, $\cos\theta = 1$ senkrecht nach unten laufende Myonen). Zu beachten ist, dass hier nur schwache Qualitätskriterien für die Auswahl der Ereignisse angewandt wurden. Die Optimierung der Qualitätskriterien ist in Abschnitt 4.3 erläutert.

wichteten Mittelwertes etwa das gleiche Ergebnis liefern. Es gibt aber auch noch relativ viele Myonen bei dieser Energie, die eine Verteilung der Wahrscheinlichkeiten wie im linken Teilbild gezeigt haben. Deshalb ist die Methode der Mittelwertbildung auch für diese Myonen interessant.

Die rekonstruierten Energien von Spuren mit tatsächlichen Energien von 40 GeV bis 100 TeV ist in Abbildung 4.25 gezeigt. Die Auswahl der Ereignisse für diese Abbildung erfolgte mit einem weichen Filter (Abstand der Spur zum Detektorzentrum weniger als $30\,\mathrm{m}$, χ^2 der rekonstruierten Spur kleiner als 2); die Optimierung der Filter wird in einem späteren Abschnitt ausführlich behandelt. Es ist zu beachten, dass die Verringerung der Fehler am unteren bzw.

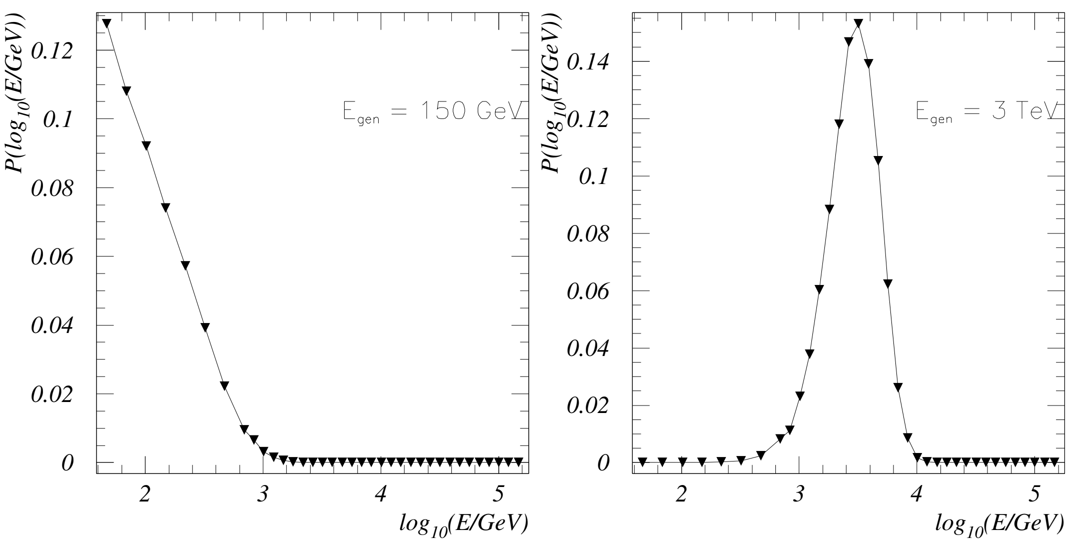

Abbildung 4.24: Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Energie für zwei Myonen mit guter Energierekonstruktion. Die Stützstellen der Amplitudentabellierung der verschiedenen Energien sind markiert.

oberen Ende des Energiebereiches seine Ursache nicht in der besseren Energierekonstruktion in diesem Bereich hat, sondern in der Tatsache, dass die Rekonstruktion nur Werte innerhalb des tabellierten Bereiches (durch die beschriebene Mittelwertbildung etwa 100 GeV bis 100 TeV) als Resultat liefert. Auffällig ist jedoch, dass die Verteilungen der rekonstruierten Energien für 40 GeV und 100 GeV bereits deutlich voneinander abweichen.

Abbildung 4.26 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energien für generierte Energien von 40 und 100 GeV sowie von 3 und 30 TeV. Bei den Verteilungen der rekonstruierten Energie für 40GeV- sowie der 30TeV-Myonen ist deutlich der Einfluß der Grenzen der Tabellierung zu erkennen.

Um die systematischen Fehler der Energierekonstruktion abschätzen zu können, muss man die Abhängigkeit der rekonstruierten Energie von der Amplitudenkalibration kennen. Zu diesem Zweck wurde die Rekonstruktion von Myonen unter der Annahme durchgeführt, dass die Sensitivität der Photomultiplier jeweils systematisch um einen Faktor 0,5 bis 2,8 falsch bestimmt wurde. Die Mittelwerte der rekonstruierten Energien (die Breite der Verteilung ändert

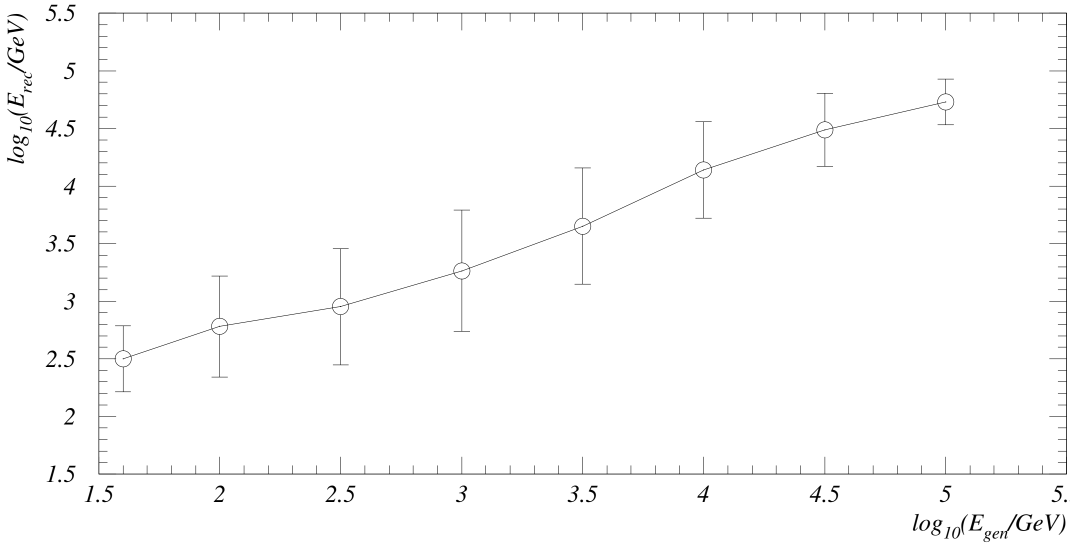

Abbildung 4.25: Mittlere rekonstruierte Energie von monoenergetischen Myonen als Funktion der tatsächlichen Energien zwischen 40 GeV und 100 TeV. Die Balken geben die Breite (σ) der Verteilungen der rekonstruierten Energien an.

sich dabei nur unwesentlich) in Abhängigkeit vom Verhältnis der angenommenen zur wahren Quanteneffektivität sind in Abbildung 4.27 zu sehen. Ein angenommener systematischer Fehler von 20 % wirkt sich also auf die Energierekonstruktion der Myonen mit etwa 40 % aus.

Die Auswirkung eines nicht-systematischen Fehlers (Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Quanteneffektivitäten unter Beibehaltung der mittleren Sensitivität) ist in Abbildung 4.28 dargestellt. Aufgrund der relativ großen Zahl der optischen Module ist der Einfluss nicht-systematischer Fehler sehr gering und erst ab einem mittleren Fehler von 300 % (Quanteneffektivität schwankt zwischen dem 0,25-fachen und dem Vierfachen des in der Rekonstruktion angenommenen Wertes) in der Größenordnung des Fehlers, der aus der Stochastik der Einzelprozesse (etwa 0,4 Größenordnungen) entsteht. Die im Abschnitt 5.2.2 bestimmte Genauigkeit von besser als 10 % beeinflusst die Genauigkeit der Energierekonstruktion faktisch überhaupt nicht (weniger als 5 %). Ein völlig analoges Verhalten ergibt sich bei zufälligen Fehlern in der Ampli-

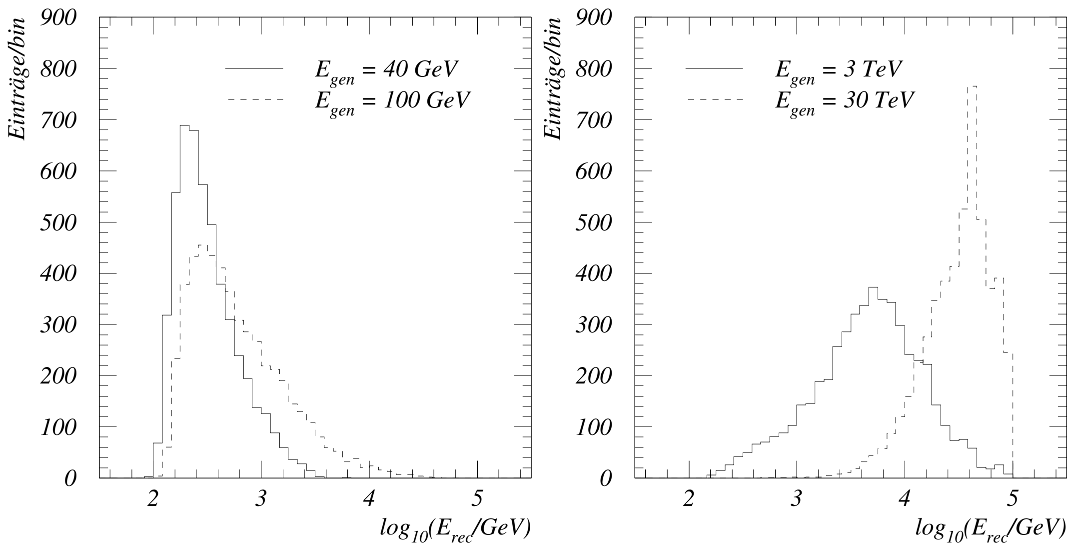

Abbildung 4.26: Verteilung der rekonstruierten Energie für monoenergetische Myonen mit 40 und 100 GeV (links) sowie von 3 und 30 TeV (rechts).

tudenkalibration des Detektors, wie sie in 5.2.2.4 beschrieben wird. Ein Fehler bei der Bestimmung der Empfindlichkeit des Detektors von 25 % führt zu einem stochastischen Fehler von 10 % bei der Rekonstruktion der Energie.

Eine weitere Größe, die einen Einfluss auf die Energierekonstruktion haben kann, ist die Abschwächungslänge des Wassers. Die bisherigen Messungen haben hierbei einen Fehler von etwa vier Meter. Obwohl die typischen Abstände von der Myonspur zum Photomultiplier in der Größenordnung einer Abschwächungslänge sind (etwa 5–15 Meter, siehe Abbildung 4.6), ist auch deren Auswirkung auf die Energierekonstruktion sehr gering. Abbildung 4.29 zeigt die Veränderung der rekonstruierten Energie bei einer Änderung der maximalen Abschwächungslänge im Bereich von 16 bis 26 Metern. Die Unbestimmtheit der Abschwächungslänge führt zu einem systematischen Fehler von etwa $50\,\%$.

Weitere Parameter, die in die Rekonstruktion eingehen (exakter Verlauf der Wellenlängenabhängigkeit der Abschwächungslänge und der Quanteneffektivität, Einphotoelektronenauflösung, Rauschen und Ineffektivität der Photomultiplier) haben in den Grenzen der Messgenauigkeit der jeweiligen Größe

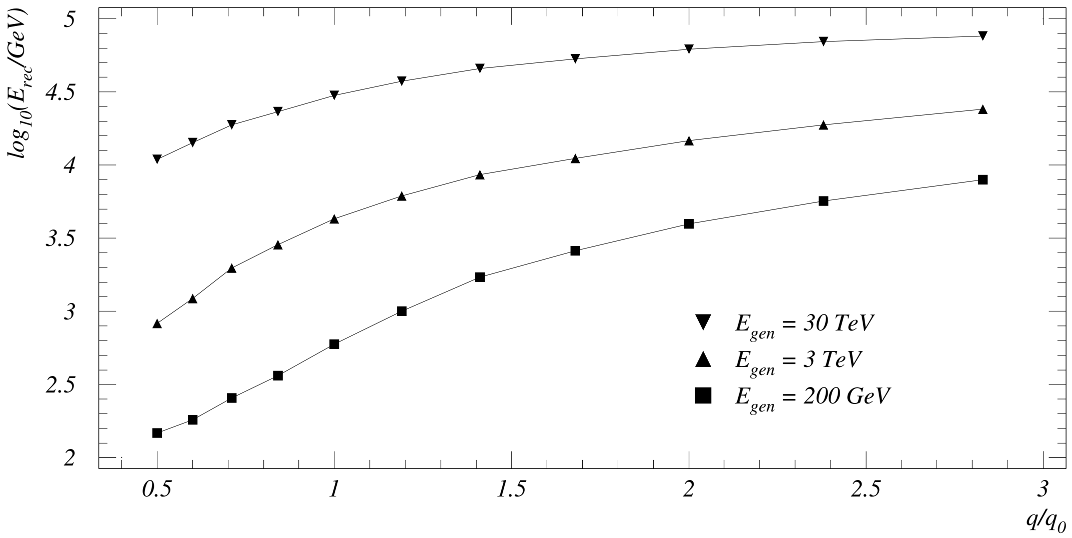

Abbildung 4.27: Abhängigkeit der mittleren rekonstruierten Energie der Myonen vom Verhältnis der angenommenen zur wahren Sensitivität der Photomultiplier für Myonen der Energien 200 GeV, 3 TeV und 30 TeV.

keinerlei Einfluss auf die Rekonstruktion.

Aus diesen Simulationen ergibt sich, dass die vorgestellte Rekonstruktion der Energie sehr robust gegenüber der Messung der verschiedenen Parameter der Messeinrichtung ist. Tabelle 4.2 enthält eine Zusammenfassung der betrachteten Parameter und ihre Auswirkung auf die Rekonstruktion.

Es ist also auch bei begrenztem Wissen über die Eigenschaften des Detektors eine sinnvolle Rekonstruktion der Energie möglich, deren Genauigkeit im Wesentlichen von der Stochastik der Energieverlustprozesse und der Messung bestimmt ist.

4.2.10 Rekonstruktion des Energiespektrums atmosphärischer Myonen

Atmosphärische Myonen stellen einen wichtigen Untergrund bei der Suche nach hochenergetischen Neutrinos dar. Die Abtrennung der atmosphärischen

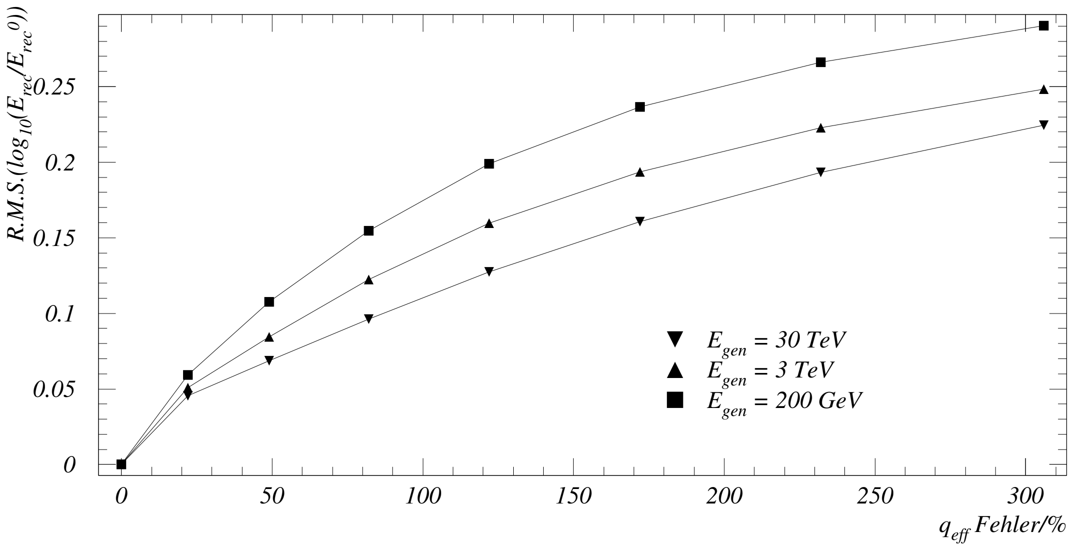

Abbildung 4.28: Verschlechterung der Auflösung der Energierekonstruktion in Abhängigkeit von der Größe des zufälligen Fehlers bei der Bestimmung der Sensitivität der Photomultiplier.

Parameter	Messfehler	Fehler bei der Energierekonstruktion
Quanteneffektivität (systematisch)	20 %	40 % (systematisch)
Quanteneffektivität (zufällig)	10 %	5 % (zufällig)
Amplitudenkalibration (zufällig)	25 %	10 %(zufällig)
Amplitudenkalibration (Pedestal)	2 p.e.	25 %(systematisch)
Abschwächungslänge des Wassers	5 %	10 % (systematisch)
Breite der Abschwächungskurve	10 %	nicht messbar
Breite der Quanteneffektivitätskurve	10 %	nicht messbar
1-p.e.-Auflösung	50 %	nicht messbar
Rauschen eines Kanals	100 %	nicht messbar
Ineffektivität eines Kanals	100 %	nicht messbar
Winkelabhängigkeit der OM-Sensitivität	siehe 5.2.2.3	nicht messbar

Tabelle 4.2: Abhängigkeit der Energierekonstruktion von der Genauigkeit der Bestimmung verschiedener Parameter.

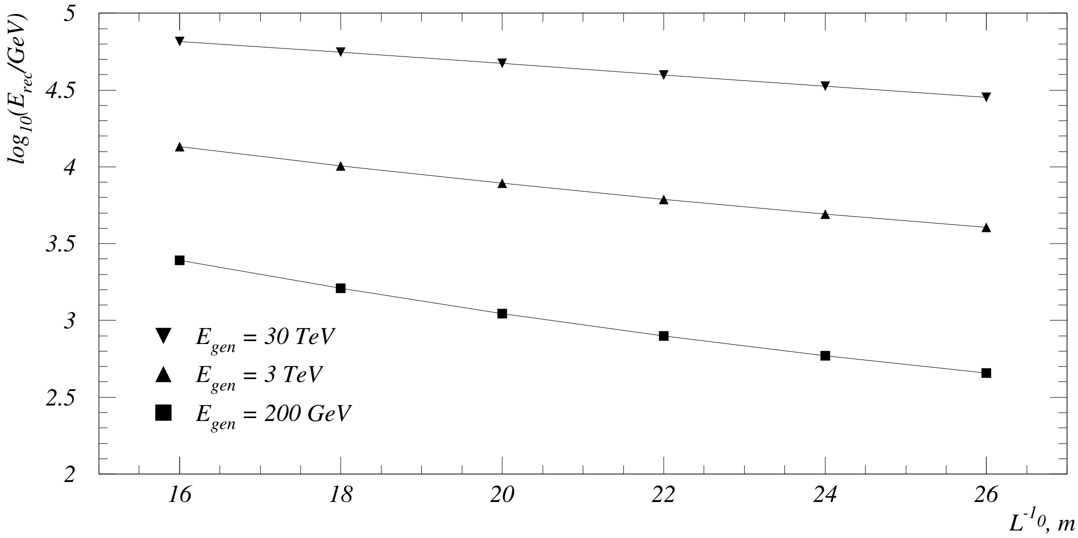

Abbildung 4.29: Abhängigkeit der rekonstruierten Energie der Myonen von der in der Rekonstruktion angenommenen maximalen Abschwächungslänge des Wassers (siehe auch Abschnitt 4.2.2) für die Energien 200 GeV, 3 TeV und 30 TeV. Der gemessene Wert liegt bei 20 Metern.

Myonen erfolgt aufgrund des rekonstruierten Zenitwinkels mit optimierten Filtern, wie in Abschnitt 6.3 beschrieben wird. Leider ist die Energierekonstruktion nicht geeignet, um zusätzliche Entscheidungskriterien zur Unterdrückung atmosphärischer Myonen zu finden, da eine falsche Spurrekonstruktion häufig auch einen großen Fehler bei der Rekonstruktion der Energie nach sich zieht.

Trotzdem ist die Rekonstruktion des Energiespektrums atmosphärischer Myonen im Baikal-Detektor und dessen Vergleich mit anderen Quellen ein wichtiger Nachweis der Möglichkeit der Energierekonstruktion mit diesem Detektor.

Als Programm zur Simulation atmosphärischer Myonen wurde das Programm BASIEV gewählt. Dieses Programm wurde 1985–1990 für die Simulation von Ereignissen im Baksan-Neutrinodetektor entwickelt und gilt als stabil und verhältnismäßig genau. Leider hat sich herausgestellt, dass BASIEV trotzdem einige Fehler aufweist. Insbesondere ist die Generation von Multi-Myon-Ereignissen fehlerhaft, wie in Abschnitt 6.2.2 genauer dargestellt

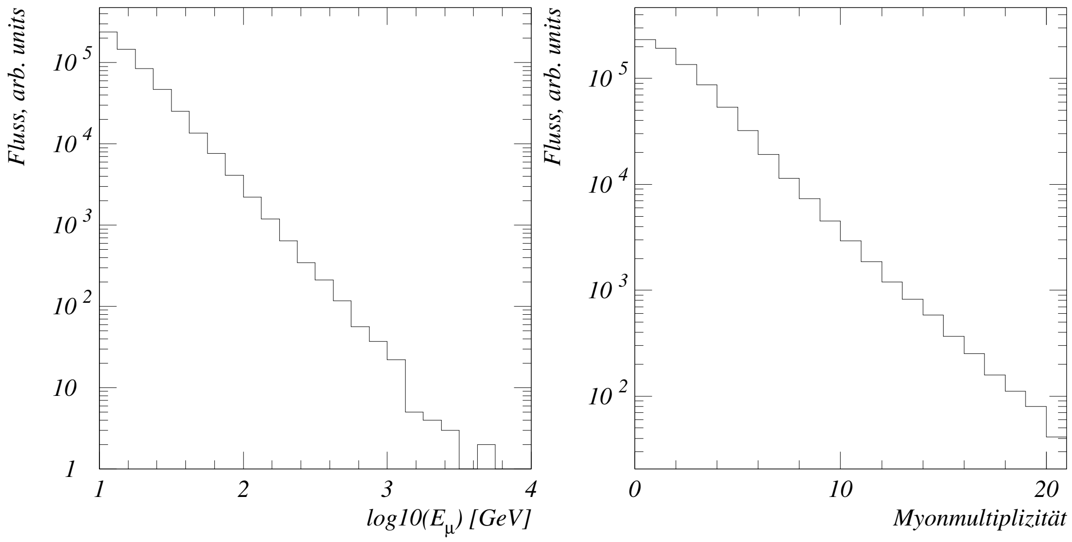

Abbildung 4.30: a) Simulierte Energieverteilung atmosphärischer Myonen am Detektorort (ohne Trigger). b) Simulierte Multiplizität atmosphärischer Myonen am Detektorort (ohne Trigger).

wird. Leider ist zur Zeit kein anderes Programm zur Simulation atmosphärischer Myonen im Rahmen der hier verwendeten Analysekette verfügbar. Perspektivisch ist jedoch ein Ersatz von BASIEV z.B. durch CORSIKA oder eine Behebung der Fehler unumgänglich. Die Simulation des Energieverlustes der Spuren durch das Wasser bis zum Detektor wird innerhalb des Standard-Baikal-Simulationsprogramms durchgeführt. Obwohl die Prämissen der Optimierung hier anders liegen (wichtig sind eine hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit und eine gute integrale Genauigkeit des Energieverlustes über lange Strecken; die exakte Beschreibung einzelner Verlustprozesse ist nebensächlich), wird hier das gleiche Programm benutzt wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben. Vergleiche dieses Programmstückes mit anderen (MUSIC, MUDEDX, PROPMU) zeigen jedoch eine gute Übereinstimmung. Abbildung 4.30 zeigt die Energieverteilung und die Zahl der Myonen in Detektortiefe für mit der Standardbaikalsimulation sowie mit MUDEDX simulierten Myonen. Die Myonerzeugung erfolgte in beiden Fällen mit dem Programm BASIEV. Es sind keine Abweichungen der beiden Programme, die über die statistischen Fluk-

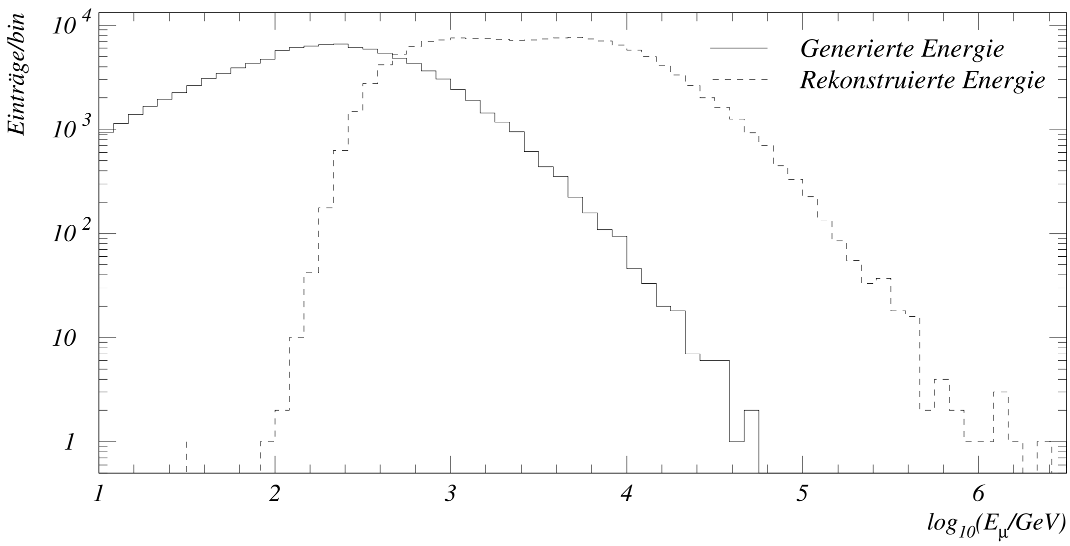

Abbildung 4.31: Rekonstruierte Energieverteilung für die Rekonstruktion atmosphärischer Myonen im Vergleich zur generierten Energieverteilung.

tuationen hinausgehen, erkennbar.

Die rekonstruierte Verteilung der Energie atmosphärischer Myonen (mit schwachen Qualitätskriterien) ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Charakteristisch ist hier eine großer Unterschied zwischen der originalen (generierten) und der rekonstruierten Energieverteilung, hervorgerufen durch die schlechte Energierekonstruktion im für atmosphärische Myonen typischen Bereich unterhalb von etwa 1 TeV. Daher sind für die korrekte Rekonstruktion des Spektrums atmosphärischer Myonen sowohl die Entwicklung guter Filter für die Qualität der Energierekonstruktion als auch die Anwendung einer Entfaltungsmethode zur Gewinnung des Ausgangsspektrums aus dem rekonstruierten Energiespektrum notwendig. Die verwendeten Filter sind in Abschnitt 4.3.2 erläutert.

4.3 Qualitätsfilter

4.3.1 Grundlagen

Für ein physikalisch verwertbares Ergebnis ist es notwendig, aus der Gesamtzahl der Ereignisse diejenigen auszusondern, bei denen die Rekonstruktion offenkundig versagt hat. Dies erfordert eine gewisse Sorgfalt, da einerseits die Zahl der Ereignisse, die den Filter passieren, möglichst groß sein soll, andererseits aber die Zahl der trotz falscher Rekonstruktion als „gut" klassifizierten Ereignisse möglichst gering sein soll. Folgende Optimierungen sind denkbar:

1. Maximierung der Anzahl der „gut" rekonstruierten Ereignisse (des „Signals").
2. Minimierung der Anzahl der fälschlich als „gut" klassifizierten Ereignisse (des „Rauschens").
3. Maximierung des „Signal-Rausch-Verhältnisses", also des Quotienten aus den Anzahlen von „guten" und „schlechten" Ereignissen in der für die Auswertung verwendeten Ereignismenge.
4. Minimierung des detektierbaren Flusses von „guten" Ereignissen.

Die letzte Optimierung ist die für die Auswertung am besten geeignete, da sie direkt das angestrebte Kriterium (der Fluss der Ereignisse) als Kriterium nimmt. Es wird im Folgenden etwas genauer erläutert.

Sei F ein Qualitätsfilter, der auf Mengen „guter" und „schlechter" Ereignisse angewendet wird. Dabei kann ein Anteil p_1 der „guten" und ein Anteil p_2 der „schlechten" Ereignisse dieses Filter passieren. Natürlich sollte in jedem Fall $p_1 \gg p_2$ sein; optimal wäre $p_1 = 1$und $p_2 = 0$. Nimmt man vor dem Qualitätsfilter den Signalfluss Φ_1 und einen Fluss der Rauschereignisse von Φ_2 an, ergeben sich nach der Filterung die Flüsse $p_1 \cdot \Phi_1$ (Signal) und $p_2 \cdot \Phi_2$ (Rauschen). In einem bestimmten Zeitraum t werden dann im Mittel $p_1 \Phi_1 t$ Signalereignisse und $p_2 \Phi_2 t$ Rauschereignisse gemessen. Um das Signal eindeutig detektieren zu können, muss es sich sicher von den Fluktuationen des Rauschsignals abheben. Da die statistischen Fluktuationen eines zufälligen Flusses von Ereignissen mit einem bestimmten Mittelwert poissonverteilt sind, ist die minimal detektierbare Zahl von Ereignissen nach der Filterung proportional zu $\sqrt{p_2 \Phi_2 t}$. Damit ergibt sich als minimal detektierbarer Fluss vor dem Filter

$$\Phi_1 = \frac{\sqrt{p_2}}{p_1} \cdot \sqrt{\frac{\Phi_2}{t}}$$

die zu maximierende Größe des Filters ist damit $p_1/\sqrt{p_2}$. Im Gegensatz dazu wäre für ein größtmögliches Signal-Rausch-Verhältnis der Wert p_1/p_2 maximal zu wählen.

Die in der Spurrekonstruktion verwendeten Filter sind in den Abschnitten 6.1 und 6.3 erläutert.

4.3.2 Filter für die Energierekonstruktion

Die in Abschnitt 4.2 vorgestellte Rekonstruktionsmethode versucht bereits, alle verfügbaren Messwerte zur Bestimmung der Energie heranzuziehen. Dies führt einerseits zwar zur maximal erreichbaren Genauigkeit der Rekonstruktion, andererseits ist das Finden von Filterparametern, die eine Verbesserung der Energieauflösung bewirken, sehr schwierig. Jeder Größe, die Aussagen über die Genauigkeit der Rekonstruktion machen könnte, könnte ja auch für die Rekonstruktion selbst verwendet werden und dort die Genauigkeit steigern. Außerdem zeigt sich, dass alle Größen, die eine Verbesserung der Energieauflösung bewirken können, selbst stark energieabhängig sind. Die dadurch erzielte Veränderung des Spektrums der rekonstruierten Energie hebt die scheinbare Verbesserung der Auflösung wieder auf, sobald man den oben besprochenen „minimal detektierbaren Fluss“ als Maß für die Qualität des Filters nimmt.

Als ein Beispiel wird hier eine Größe „Energie-Entropie“ gezeigt. Diese wird analog einer Definition der Entropie in der Informationstheorie als der Informationsgehalt der Energie-Likelihood-Funktion gewählt. Diese Größe soll maximal sein, wenn die Wahrscheinlichkeit für jede Energie gleich ist (also keine Aussage über die Energie des Myons getroffen werden kann) und für eine exakte Rekonstruktion der Energie sehr klein sein. Eine für diskrete Verteilungen geeignete Größe ergibt sich über

$$S = 2n \cdot \left(\sum_{i=1}^{n} \ln(1 - p_i) - 1 \right)$$

für eine Verteilung der Wahrscheinlichkeiten p_i in n Bins (Kanälen) eines Histogramms ($\sum p_i = 1$).

Für eine kontinuierliche Verteilung des Likelihoods $P(x)$ ergibt sich daraus

$$S = \int P(x)^2 dx$$

wobei der Likelihood selbst normiert sein muss: $\int P(x)dx = 1$. Als Beispiel möge hier die Verteilung von Gaußfunktionen im Bereich $(-1, 1)$ dienen. Für diese ist $P(x) = N \cdot \exp(-x^2/2\sigma^2)$ (mit der Normierung N), als Entropie ergibt sich

$$S_{\text{gauss}} = \frac{1}{2} \frac{\text{erf}\frac{1}{\sigma}}{\sigma \cdot \text{erf}\frac{1}{2\sigma^2}}$$

was für kleine σ (scharfe Verteilung) wie $1/\sigma$ und für sehr große Werte von σ gegen 1 strebt. Analog ergibt sich für eine (auch auf den Bereich $(-1, 1)$ beschränkte) Exponentialfunktion $P(x) = N \cdot exp(-x/\kappa)$ die Entropie

$$S_{\text{exp}} = \frac{1 - e^{-\frac{2}{\kappa}}}{2\kappa \left(1 - e^{-\frac{1}{\kappa}}\right)^2}$$

mit der Näherung $1/\kappa$ für kleine Werte von κ (scharfe Verteilung) und 1 für eine sehr breite Verteilung ($\kappa \gg 1$).

Leider ist der Informationsgehalt der Likelihood-Verteilung der Energie sehr stark von der Energie selbst abhängig: Große Energien werden im allgemeinen besser rekonstruiert als kleine. Dadurch führt eine direkte Anwendung der Energie-Entropie als Parameter für die Filterung guter Ereignisse zu keinem befriedigenden Ergebnis: Es schneidet vorrangig niedrig rekonstruierte Energien weg. Abbildung 4.32 zeigt eine Verteilung der Energie-Entropie S als Funktion der rekonstruierten Energie E_{rec}. Für Energien unterhalb von etwa 3 TeV ist eine Aussage der Qualität der Energierekonstruktion mit Hilfe der Energie-Entropie nicht möglich. Erst etwa ab diesem Wert lässt sich ein von der rekonstruierten Energie abhängiges Minimum der Energie-Entropie als Qualitätsparameter entnehmen. Generell führt dieser Filter – wie auch alle weiteren getesteten – letztendlich zu keiner Verbesserung der Auflösung der rekonstruierten Energie. Lediglich der Abstand der rekonstruierten Spur zum Detektor ist ein gewisses, energieunabhängiges Kriterium für die erzielbare Genauigkeit der Rekonstruktion. Jedoch ist bereits der auf die Spurre-

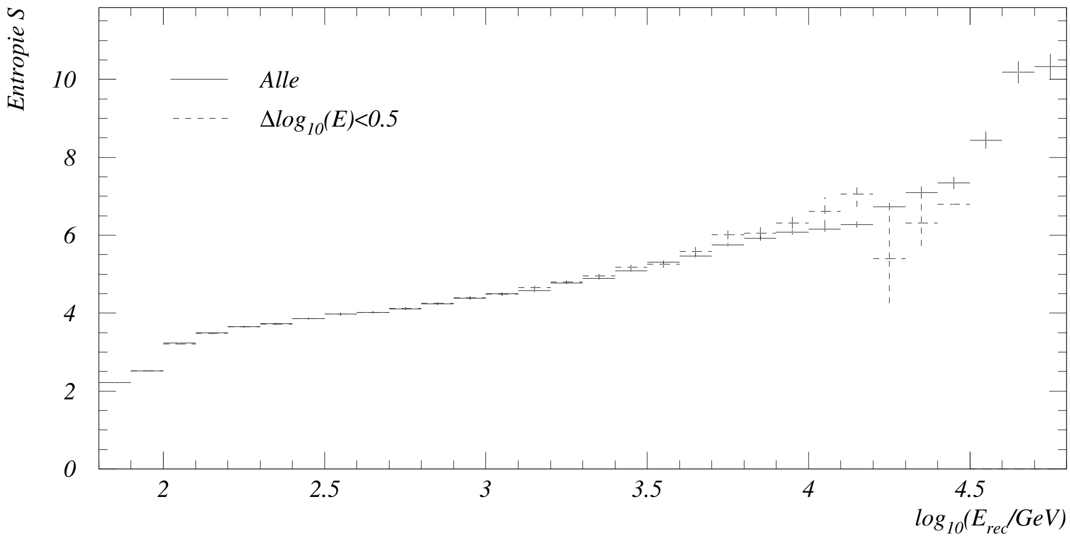

Abbildung 4.32: Abhängigkeit der Energie-Entropie S von der rekonstruierten Energie atmosphärischer Myonen. Zusätzlich wurde die Energie-Entropie für Myonen mit guter Energierekonstruktion (Fehler maximal 0,5 Größenordnungen) eingezeichnet. Da atmosphärische Myonen mit einer Energie größer als 20 TeV sehr selten sind, ist der Fehler für den Mittelwert von S in diesem Bereich relativ groß.

konstruktion optimierte Wert des Spurabstands ein völlig ausreichendes Kriterium für eine gute Energierekonstruktion; eine weitere Verringerung bringt keine Verbesserung.

Für Myonen mit mehr als 3 TeV lässt sich deshalb keine größere Genauigkeit der Energierekonstruktion als etwa 0,45 Größenordnungen erreichen; für die Rekonstruktion des Energiespektrums ist die Anwendung einer Entfaltungsmethode unerlässlich.

Kapitel 5

Auswertung der Daten des Detektors NT-96

5.1 Qualitätsanalyse der Daten

5.1.1 Auswahl der verwendeten Datensätze, Ereignisse und Kanäle

Die mit dem Detektor NT-96 gewonnenen Daten sind nicht alle für die Datenanalyse brauchbar. Neben einem Ausschluss von kurzen Detektorläufen (weniger als eine Stunde Laufzeit) und solchen mit speziellen Parametern (Kalibration, hohe geforderte Kanalmultiplizität) müssen auch Daten ausgeschlossen werden, die bestimmten Qualitätsanforderungen nicht genügen. Diese Prozedur wird im Zuge der Datensicherung durchgeführt und umfasst folgende Schritte [17]:

1. Lesen der Daten, Abspeicherung der Runparameter in einer Datenbank.
2. Kalibration der Amplituden, Auswertung verschiedener Histogramme:
    - Zählraten der einzelnen Kanäle: Test auf Stabilität und zeitliche Unkorreliertheit (Poissonverteilung).
    - Amplituden- und Zeitverteilungen jedes Kanals.

3. Zeitkalibration .

Diese Informationen werden zwischen den einzelnen Detektorläufen verglichen. Runs, die stark von den üblichen Werten („Referenzrun“) abweichen, werden ausgeschlossen. Ebenso wird für jeden Run die Zahl der Ereignisse festgelegt, die weiterverarbeitet werden. Ereignisse, die danach registriert wurden, werden nicht weiterverarbeitet, da bei ihnen möglicherweise der Detektor in einem inkorrekten Zustand arbeitete, der erst mit einer Neuinitialisierung beseitigt werden konnte. Dieser Zustand tritt insbesondere deshalb auf, weil die Messwerte (Zeiten und Amplituden) jedes Kanals asynchron zum Ufer gesandt werden und erst dort aufgrund ihrer Ereignisnummer zusammengefügt werden. Die Ereignisnummer wird lokal in jedem Halbstring erzeugt. Verliert einer dieser Ereigniszähler die Synchronisation, sind von diesem Augenblick an alle weiteren Ereignisse falsch. Es ist prinzipiell möglich, die folgenden Ereignisse mit heuristischen Methoden nachträglich zusammenzufügen; das ist aber problematisch und wird in der Standardanalyse nicht durchgeführt. Als Erkennungsmerkmal für den Synchronisationsverlust dient eine signifikante Anzahl (2%) von Ereignissen, die nicht der Detektortriggerbedingung genügen (3 bzw. 4 getroffene Kanäle).

Zusätzlich werden nur Kanäle verwendet, bei denen die Zählrate nicht zu gering ist, sich während des Runs nicht ändert und deren Verteilung einer Poissonstatistik genügt. Zeit- und Amplitudeninformation während des Runs müssen in einem vernünftige Bereich liegen.

5.1.2 Detektorstabilität, Ausfall von Kanälen, Lebensdauer

Das NT-96 ist nur für eine kurze Zeit im Jahr komplett zugänglich (während der „Expedition“ von Februar bis Anfang April). Während der restlichen Zeit ist die gesamte unter Wasser befindliche Elektronik unzugänglich und kann im Fehlerfall nicht repariert werden. Trotz einer allmählich gesteigerten Zuverlässigkeit der unter Wasser befindlichen Komponenten fallen deshalb während des Betriebs Teile des Detektors aus und verringern beispielsweise die Anzahl der in der Auswertung verwendbaren Kanäle. Abbildung 5.1 zeigt die Zahl der funktionierenden Kanäle im Verlauf des Betriebs des NT-96. Die Gesamtzahl der Kanäle ist keine monoton fallende Funktion, da einige von ihnen

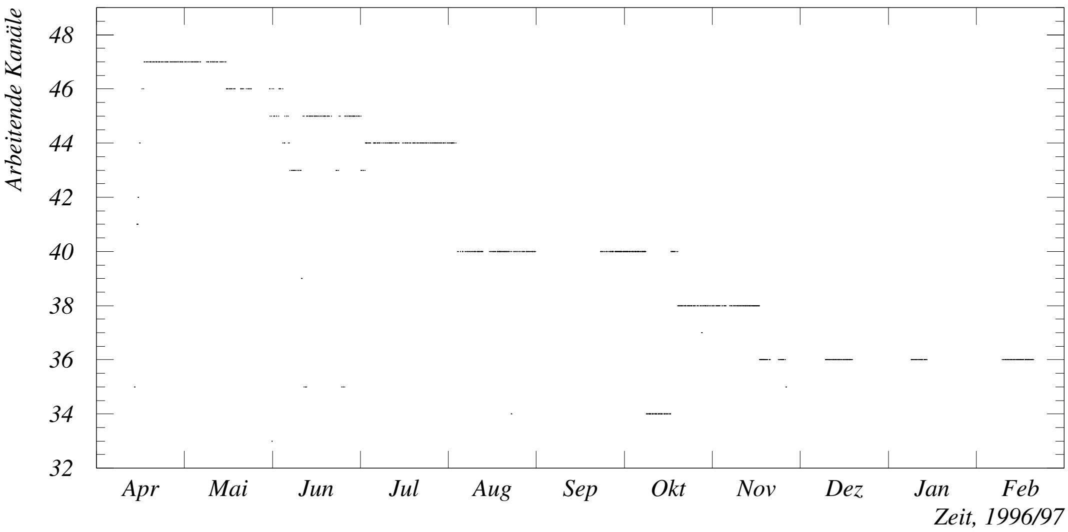

Abbildung 5.1: Anzahl der arbeitenden Kanäle des NT-96 während des Betriebsjahres 1996/97.

wieder reaktiviert werden konnten. Beispielsweise kann bei Ausfall eines optischen Moduls und einem damit verbundenen Kanalausfall die Koinzidenz der beiden optischen Module abgeschaltet werden. Die Triggerschwelle des arbeitenden optischen Moduls wird dann so weit angehoben, dass die Rauschrate auf dem Niveau der anderen Kanäle liegt (einige hundert Hertz). Damit bleibt dieser Kanal zumindest für die Registrierung großer Amplituden verwendbar.

Ein Problem des Baikal-Detektors ist sein hierarchischer Aufbau: Er enthält auf verschiedenen Stufen zentrale Komponenten, bei deren Ausfall alle untergeordneten Einheiten nicht mehr funktionsfähig sind. Der Ausfall eines Svjaska-Moduls zieht beispielsweise die Nichtfunktion zweier Kanäle nach sich. Ab 3. August fiel ein String-Elektronik-Modul aus, wodurch sechs Kanäle nicht mehr verfügbar waren. Auf zentraler Detektorebene wird diesem Problem mit einer Duplizierung des Elektronikmoduls begegnet.

Aufgrund der Bedingungen des Detektorstandortes war es zu einigen Zeiten unumgänglich, den Detektor abzuschalten. Kurzzeitig erfolgt dies beispielsweise bei drohenden Gewittern, um die Anlage vor Blitzschlag zu schützen. Aber auch in längeren Zeiträumen ohne elektrischen Strom konnte der Detektor nicht weiter betrieben werden [42]. Insgesamt beträgt das Verhältnis von effektiver Laufzeit (Standard-Myon-Datennahme) zur Kalenderzeit etwa 65%.

5.2 Die Eichung des Detektors

5.2.1 Zeitkalibration

5.2.1.1 Eichung der Auflösung des Zeitmesssystems

Der Baikal-Detektor NT-96 misst bei jedem getroffenen Kanal die Zeit des Signals mit einem sogenannten „Zeit-zu-Digital-Konverter" (Time to Digital Converter, TDC); der Messwert wird in „TDC-Kanälen" angegeben. Üblicherweise besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem Messwert und der Signalzeit mit dem Koeffizient β_t, der die Auflösung des TDC beschreibt. Dieser Koeffizient wird für jeden Kanal in einem speziellen Kalibrationsmodus des Detektors bestimmt. Der normale Myontrigger ist abgeschaltet; an seine Stelle tritt ein spezieller „Falsch-Trigger", der unabhängig von äußeren Einflüssen jeden Kanal für genau eine Mikrosekunde öffnet. Wird in dieser Zeit ein Signal am Trigger des optischen Moduls registriert, misst der TDC diesen Zeitpunkt. Die Triggersignale treffen unkorreliert zu dem speziellen Trigger und mit einer sehr viel geringeren Rate ein, da sie vorrangig aus den Rauschpulsen des Kanals (einige hundert Hertz) und (je nach Kalibrationsmodus) eventuellen LED-Pulsen (einige 10 Hertz) entstehen. Dadurch kann näherungsweise eine gleichförmig zufällige Verteilung der Rauschpulse über den Zeitraum des Triggerfensters von $1\,\mu$sec angenommen werden. Die Verteilung des Signals auf die TDC-Kanäle reflektiert somit eine Gleichverteilung im Bereich $0\ldots1\,\mu$sec. Abbildung 5.2 zeigt typische Kalibrationsverteilungen des TDC. Unter der Annahme der Linearität des TDC ergibt sich für den Kalibrationskoeffizienten des entsprechenden TDC

$$\beta_t = \frac{1\,\mu\text{sec}}{n_{\max} - n_{\min}}$$

wobei $n_{\min}$ und $n_{\max}$ der linke bzw. rechte Rand der Verteilung ist. Der Anstieg bzw. Abfall der Verteilung an den Rändern kann als Maß für das Jitter des

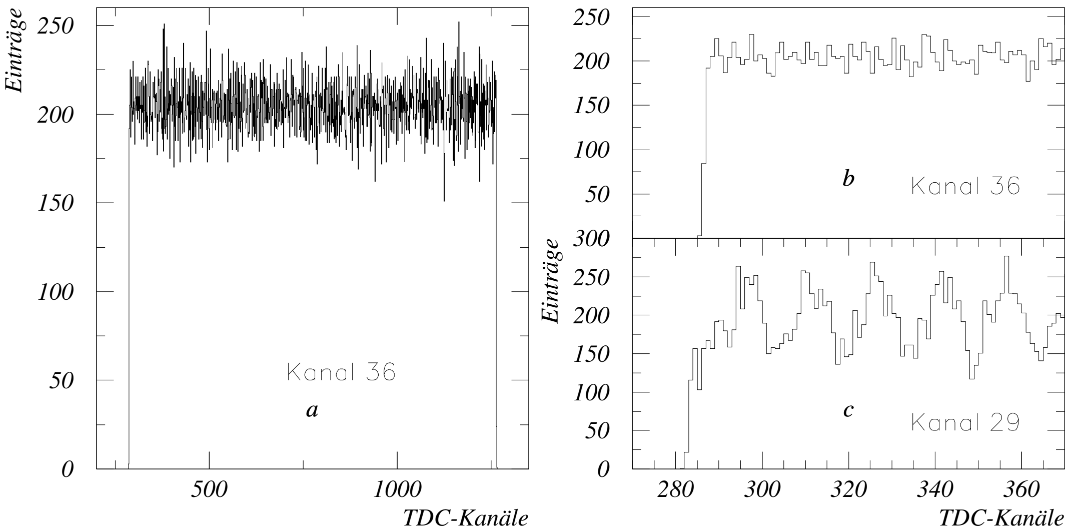

Abbildung 5.2: Kalibration der Auflösung der TDCs des NT-96. a) Komplettes Histogramm für den Kanal 36. b) Ausschnitt am linken Rand des Histogramms von Kanal 36. c) Linker Rand des Kanals 29.

Triggerstarts und des Zeitfensters dienen; es liegt in der Größe von etwa 2–3 Nanosekunden. Der so ermittelte Wert für den Kalibrationskoeffizienten β_t liegt bei etwa einer Nanosekunde pro TDC-Kanal. Eine genaue Beschreibung der Kalibrationsprozedur ist in [43] zu finden.

Während der in Abbildung 5.2a und b gezeigte Kanal die obige Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Messwert und Signalzeit bestätigt, ist dies bei dem in Abbildung 5.2c gezeigten Kanal nicht der Fall. Dieser Kanal zeigt ein sinusförmiges Muster, dass der Gleichverteilung der Messwerte überlagert ist. Die Ursache hierfür liegt in der Elektronik des TDC.. Ein derartiges Verhalten zeigen 8 der 48 Kanäle des NT-96. Es lässt sich zeigen, dass der Fehler bei der Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Messwert und Signalzeit $a \cdot f_0/4\pi$ beträgt (a ist der relative Anteil der Störung, f_0 seine Frequenz). Typische Werte sind $a = 0,2$ und $f_0 = 15$ nsec, was zu einem dadurch bedingten Messfehler von 0,25 nsec führt. Verglichen mit einem Quantisierungsfehler von einer Nanosekunde ist die Vereinfachung eines linearen TDC also auch für diese Kanäle voll gerechtfertigt.

5.2.1.2 Zeitkalibration mit Hilfe des Lasersystems

Die neben dem Koeffizienten β_t zweite wichtige Größe bei der Zeitkalibration ist die Zeitverschiebung zwischen den einzelnen Kanälen des Detektors. Speziell für diesen Zweck wurde am DESY Zeuthen ein Laser-Kalibrationssystem für den Baikal-Detektor entwickelt und gebaut.

Das System ist ausführlich in [52] beschrieben. Es besteht aus einem Farbstofflaser, der von einem Stickstofflaser gepumpt wird. Der Farbstofflaser erzeugt kurze Pulse hoher Intensität, die über Lichtleitfasern bekannter Länge zu jedem Kanal geführt werden und dort ein Signal erzeugen. Der Laser arbeitet mit einer Pulsfrequenz von etwa 10 Hertz. Neben der Zahl der getroffenen Kanäle dient ein auf der Pulsfrequenz basierendes Selektionsverfahren [65] zum Filtern der vom Laser erzeugten Ereignisse.

Ein zentrales Problem der Laserkalibration ist die genaue Bestimmung der optischen Länge der Lichtleitfaser. Diese wurden vor der Installation auf die entsprechenden Längen zugeschnitten und zusätzlich die Laufzeit des Lichts durch das System an einem Messplatz vermessen. Dabei ergeben sich – je nach Produktionscharge – Abweichungen in der Laufzeit von bis zu zwei Nanosekunden innerhalb einer Charge und bis zu sechs Nanosekunden zwischen Fasern verschiedener Produktionsjahre. Diese Abweichungen müssen bei der Zeitkalibration berücksichtigt werden.

Außerdem wurde das Verhalten der Fasern bei großen Drücken an einem Messplatz der Firma Nautilus, Bremen, getestet. Das Schema des Messaufbaus ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Der Hochdrucktank ist in der Lage, einen Maximaldruck von 600 Atmosphären aufzubauen, was einer Wassertiefe von 6000 Metern entspricht. Getestet wurden Fasern verschiedener Produktionschargen in den am Teleskop verwendeten Konfektionierungen (55 m und 77 m). Im Bereich von 80 bis 150 Atmosphären (entsprechend 800 bis 1500 Metern) wurde keinerlei Abhängigkeit der Laufzeit oder der Abschwächung des Signals festgestellt. Die Messgenauigkeit war besser als 0,5 Nanosekunden. Es kann also von einer Druckunabhängigkeit der Lichtlaufzeit im Kabel ausgegangen werden.

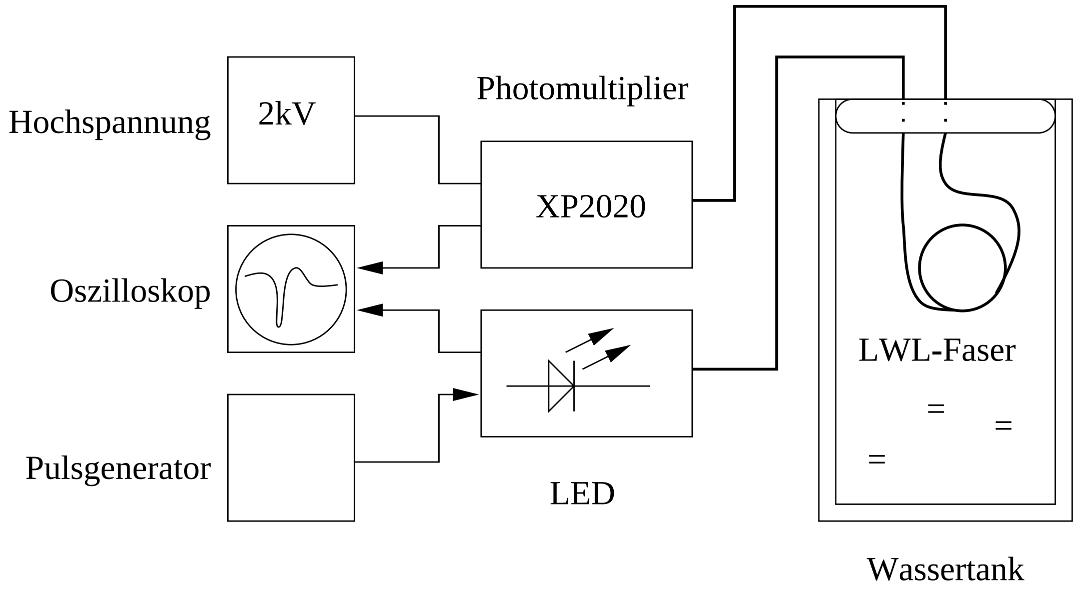

Abbildung 5.3: Messung der Druckabhängigkeit der optischen Eigenschaften der Lichtleitfasern am Messplatz der Fa. Nautilus, Bremen.

5.2.1.3 Zeitkalibration mit Hilfe atmosphärischer Myonen

Werden die Daten des NT-96 mit den aus der Laserkalibration erhaltenen Zeitverschiebungen kalibriert, ergeben sich signifikante Unterschiede bei der Rekonstruktion der Myonereignisse zur Simulation des Detektors. Die Abweichung der gemessenen Ankunftszeit des Cherenkovlichts von der aus der rekonstruierten Spur ermittelten („Zeitresidual“) besitzt bei den experimentellen Daten eine andere als die erwartete Verteilung. Da sich die Unterschiede in einzelnen Kanäle des NT-96 lokalisieren lassen, wird angenommen, dass die Zeitkalibration dieser Kanäle fehlerhaft ist.

Die Kalibration mit Hilfe des Lasers erfordert also eine nachträgliche Kontrolle der erhaltenen Werte durch eine unabhängige Methode. Als eine solche Alternative bietet sich ein Test mit den bei der Rekonstruktion erhaltenen systematischen Zeitabweichungen (Residuen) atmosphärischer Myonen an. Dies kann mittels zweier Methoden erfolgen:

1. Weglassen eines getroffenen Kanals, Rekonstruktion der Myonenspur mit Hilfe aller übrigen und Auswertung des Fehlers bei diesem Kanal. Dies erfordert eine sehr große Anzahl von Rekonstruktionen. Das Verfahren wurde in [15] beschrieben.

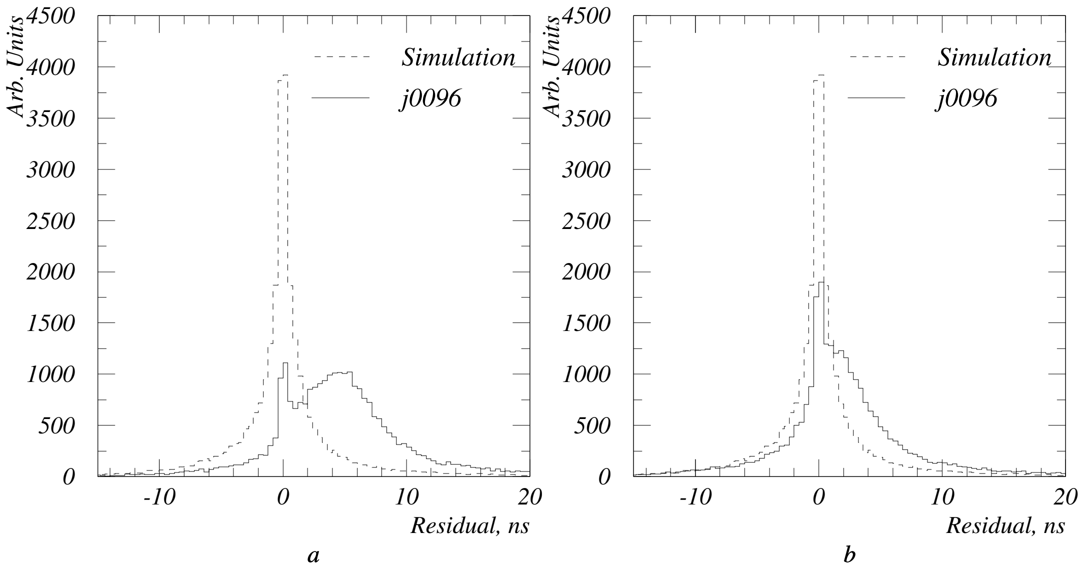

Abbildung 5.4: Verteilung des Zeitresiduums von Kanal 10 nach der Rekonstruktion, im Vergleich mit der Simulation. a) unkorrigiert. b) nach einmaliger Korrektur aller Kanäle.

2. Rekonstruktion mit Hilfe aller Kanäle mit anschließender Analyse der Fehler in der Ankunftszeit bei allen getroffenen Kanälen.

Obwohl auf den ersten Blick die erste Variante als einzig korrekte erscheint, ist auch sie nicht unproblematisch: Es erfolgt nicht nur die Korrektur eines fehlerhaften Kanals durch die anderen; der fehlerhafte Kanal beeinflusst auch die Korrektur der anderen Kanäle (bei deren Rekonstruktion er ja beteiligt ist). Praktisch ergeben beide Verfahren den gleichen Wert der Fehlerkorrektur; im zweiten Verfahren ist allerdings die Zahl der nötigen Rekonstruktionen geringer. Hier wird deshalb die zweite Methode erläutert.

Abbildung 5.4a zeigt als Beispiel die Verteilung der Zeitabweichung gegenüber der rekonstruierten Spur für den (extrem verschobenen) Kanal 10 bei unkorrigierten Daten und bei der Simulation im Vergleich. Nach der ersten Korrektur aller Zeitverschiebungen (Abbildung 5.4b) ist dieser Fehler bereits wesentlich geringer. Da diese Verteilung aber auch durch die Fehler der anderen Kanäle beeinflusst wurde, und auch diese in jedem Korrekturschritt neu

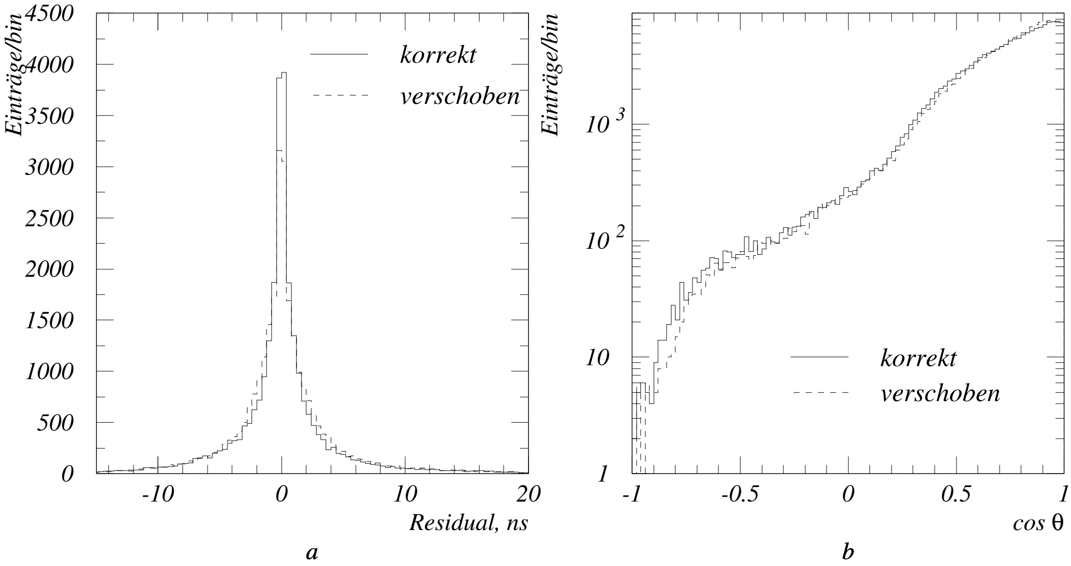

Abbildung 5.5: Einfluss einer systematischen tiefenabhängigen Verschiebung der Zeitkalibration auf die Zeitresiduen von Kanal 10 (Abbildung a) und auf die rekonstruierte Zenitwinkelverteilung (Abbildung b) atmosphärischer Myonen (mit minimalen Qualitätsfiltern) in der Simulation.

bestimmt werden, ist der Fehler weiterhin nicht Null. Deshalb wird diese Prozedur wiederholt; die Abweichungen nach dem zweiten Schritt sind vernachlässigbar.

Der Hauptnachteil dieses Verfahrens ist, dass (unabhängig davon, ob der zu korrigierende Kanal an der Rekonstruktion beteiligt war oder nicht) der nach einigen Schritten erzielte konsistente Zustand nicht notwendig auch der korrekten Kalibration entspricht. Eine systematische Veränderung des Fehlers in der Zeitverschiebung der einzelnen Kanäle entlang einer beliebigen Achse im Detektor ist mit dieser Methode nicht erkenn- oder korrigierbar. Als Beispiel sei hier eine systematische Verschiebung entlang der Vertikalen gezeigt; angenommen wird dabei eine Korrektur des $i$ten Kanals um

$$t_i = z_i \cdot 0.3\,\frac{\mathrm{ns}}{\mathrm{m}}$$

mit der z-Koordinate des $i$ten Kanals z_i. Die maximale Verschiebung zweier Kanäle (oberster und unterster) ist dann 22 Nanosekunden. Wie in Abbildung 5.5 zu sehen, hat diese systematische Verschiebung keinen Einfluss auf die Lage der Residuen nach der Rekonstruktion und sind somit durch dieses Verfahren nicht erkennbar. Lediglich die Breite der Residuum-Verteilung ändert sich; allerdings nur minimal. Die Verteilung des rekonstruierten Zenitwinkels wird davon auch nur sehr wenig beeinflusst.

Die Ursache der durch die Myonenanalyse gefundenen Fehler der Zeitkalibration ist bisher nicht bekannt. Externe Einflüsse, wie die verwendeten Faserkabel, konnten (u.a. durch den Drucktest) ausgeschlossen werden. Eine Kalibration mit einem weiteren Laser, der unterhalb des Detektors befestigt ist und die optischen Module direkt durch das Wasser beleuchtet, ergab ebenfalls kein konsistentes Bild. Als mögliche Ursache wird zur Zeit ein kleiner Fehler in der Bestimmung der Zeitauflösung der optischen Module untersucht. In der hier vorgestellten Analyse wird jedoch die mit atmosphärischen Myonen korrigierte Laserkalibration über Fasern verwendet.

5.2.2 Amplitudenkalibration

5.2.2.1 Standardmethode der Amplitudenkalibration

Aufgabe der Amplitudenkalibration ist es, die gemessene Ladung eines Ladungs-Analog-Digital-Konverters (Charge Analog-Digital Converter, CADC) in die Zahl der Photoelektronen umzuformen. Im Normalbetrieb ist die Hochspannung der kleinen Photomultiplier so eingestellt, dass ein Kanal des CADC etwa einem Photoelektron entspricht Dies erfolgt durch mehrfaches Veränderung der Hochspannung und Neukalibration von Hand. Die gesamte Prozedur der Amplitudenkalibration ist in [43] ausführlich beschrieben.

Die Bestimmung des Kalibrationskoeffizienten erfolgt auf zwei verschiedenen Wegen: Einmal wird das Rauschen des Photomultipliers ausgenutzt, um ein Einphotoelektronsignal zu erhalten. Da die normale Auflösung des CADC zur Darstellung des Spektrums eines einzelnen Photoelektrons zu gering ist, wird dieser in einem speziellen Modus mit vergrößerter Empfindlichkeit betrieben. Die (automatisierte) Vermessung des erhaltenen Spektrums führt zu dem Kalibrationskoeffizienten. Nachteile dieser Methode sind die Notwendigkeit eines speziellen Modus des CADC (vergrößerte Empfindlichkeit) so-

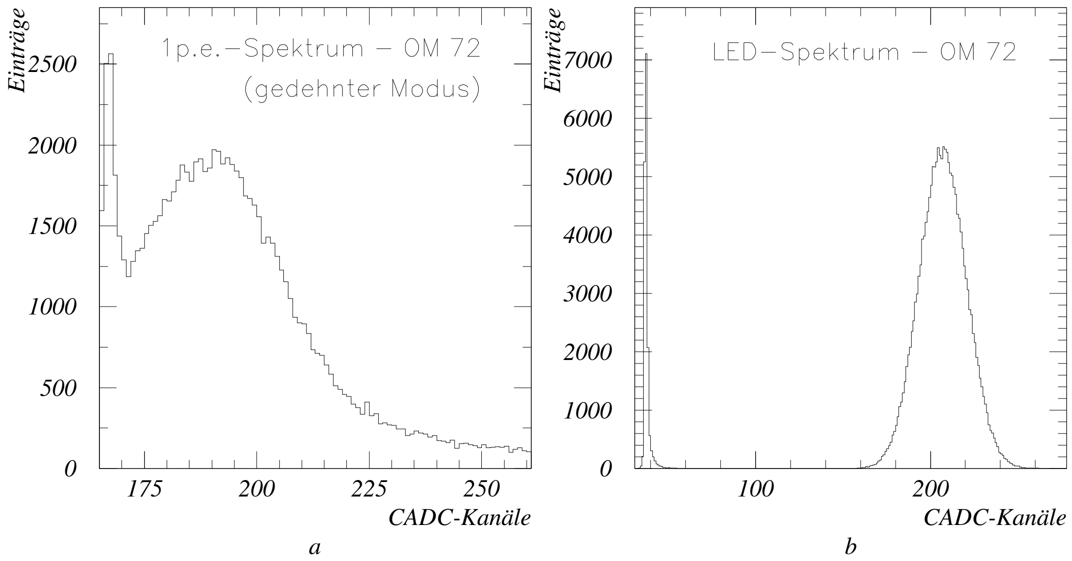

Abbildung 5.6: Kalibration der Amplitudenmessung: a) Einphotoelektronenspektrum eines Photomultipliers. Das Pedestal (linker Bildrand) ist normalerweise durch das Setzen einer entsprechenden Triggerschwelle nicht sichtbar. Die Messung erfolgte mit der vergrößerten Empfindlichkeit des CADC. b) Amplitudenspektrum des Photomultipliers bei Beleuchtung mit der Kalibrations-LED.

wie der sehr starke Einfluss der Bestimmung des Pedestals des Spektrums. In Abbildung 5.6a ist ein derartiges Einphotoelektronenspektrum dargestellt. Es zeigt bei etwa 190 ADC-Kanälen ein lokales Maximum. Dieses stellt das Ausgangssignal des Photomultipliers dar, wenn die Kathode ein Elektron emittierte (durch den photoelektrischen oder durch thermische Effekte). Stochastische Prozesse, die insbesondere durch die endliche Verstärkung der ersten (optischen) Stufe des Photomultipliers hervorgerufen werden, führen zu einer endlichen Breite dieses Piks. Die Breite bezogen auf das mittlere Signal wird auch als „Einphotoelektronenauflösung“ bezeichnet. Der scharfe Anstieg im Spektrum am linken Bildrand (bei etwa 165 Kanälen) ist das Ausgangssignal des Photomultipliers ohne ein auslösendes Elektron. Das Verhältnis des Maximums des Einphotoelektronenpiks und des Minimums zwischen den beiden Piks wird auch als „Peak-To-Valley“-Verhältnis bezeichnet und stellt ebenfalls ein Maß für die Qualität des Photomultipliers dar.

Die zweite Standardmethode verwendet die in jedem optischen Modul eingebaute LED zur Erzeugung eines Lichtimpulses mit etwa 200 Photoelektronen Intensität. Ein derartiges Spektrum ist in Abbildung 5.6b gezeigt. Da (bei bekannter Einphotoelektronenauflösung des Photomultipliers) die Breite des Spektrums, seine Lage und die Zahl der Photoelektronen in einem festen Verhältnis stehen, kann man aus diesem Spektrum ebenfalls den Kalibrationskoeffizienten berechnen. Bei dieser Methode wirken sich eine eventuelle Instabilität der LED, Nichtlinearitäten des Photomultipliers oder der Messeinrichtung sowie Fehler bei der Bestimmung der Breite des Einphotoelektronensignals auf die Genauigkeit der Bestimmung des Kalibrationskoeffizienten aus.

Es zeigt sich, dass die mit diesen beiden Methoden ermittelten Kalibrationskoeffizienten im Schnitt um etwa 10 % voneinander abweichen, ohne dass eine Systematik erkennbar wäre. Zur Kalibration der Myondaten wird normalerweise die LED-Methode benutzt.

5.2.2.2 Bestimmung der Quanteneffektivität der Kanäle

Für eine korrekte Ermittlung der Amplitude am Photomultiplier (in Photonen) ist zusätzlich zur eigentlichen Amplitudenkalibration die Ermittlung der Quanteneffektivität notwendig. Hierbei ist unter Quanteneffektivität nicht nur die reine Effektivität der Erzeugung der Photoelektronen an der Kathode zu verstehen, sondern sie enthält auch den Lichtweg durch den Glasmantel und das Gel sowie die Absorption des Lichtes durch Ablagerungen auf dem optischen Modul.

Für diesen Zweck wird angenommen, daß die Zeiten bereits korrekt kalibriert wurden. Anhand der Zeitinformation kann eine Rekonstruktion der Spuren atmosphärischer Myonen vorgenommen werden. Da die Myonen ein mit der Energie stark fallendes Spektrum haben, kann man sie für diesen Zweck vereinfacht als „nackte Myonen" (d.h. solche, die nur Cherenkovlicht emittieren) annehmen.

Für die so erhaltenen Myonenspuren wird die Wahrscheinlichkeit gemessen, dass der Kanal ausgelöst hat, in Abhängigkeit von der Entfernung der Spur vom Photomultiplier.

Die Amplitude eines Myons, das sich in der Entfernung R vom Photomultiplier befindet und dessen Licht unter einem Winkel θ relativ zur Photomultiplierachse einfällt, ist

$$A = I \cdot \frac{1}{8}d^2 \cdot S_{\text{eff}} \cdot q \cdot \frac{1}{R} \cdot e^{-\frac{R}{\lambda \sin\theta_c}}$$

Hierbei ist I die Lichtproduktion eines nackten Myons, d der Durchmesser des Photomultipliers, q seine Quanteneffektivität, λ die Absorptionslänge und S_{eff} die relative effektive Fläche des optischen Moduls in Abhängigkeit vom Lichteinfallswinkel. Nach [65] ist $S_{\text{eff}} = 0.49 + 0.51 \cdot \cos\theta$. Der konstante Wert $I \cdot \frac{1}{8}d^2$ wird der Einfachheit halber unter A_0 zusammengefaßt. Die Größe

$$x = \frac{R}{S_{\text{eff}}} \cdot e^{\frac{R}{\lambda \sin\theta_c}}$$

kann dann als die auf frontale Beleuchtung des Photomultipliers und ohne Absorption normierte Entfernung angesehen werden.

Damit ergibt sich für die Trefferwahrscheinlichkeit eines Photomultipliers

$$P_{\text{hit},1} = 1 - e^{\frac{A_0 q}{x}} \cdot \left(1 + p_{\text{thr,1p.e.}}\frac{A_0 q}{x} + \frac{1}{2}P_{\text{thr,2p.e.}}\left(\frac{A_0 q}{x}\right)^2 + \ldots\right)$$

Mit $p_{\text{thr,1p.e.}}$ und $p_{\text{thr,2p.e.}}$ werden dabei die Wahrscheinlichkeiten bezeichnet, dass ein Signal der Stärke von einem bzw. zwei Photoelektronen die Triggerschwelle überwindet. Zur Ermittlung dieser Zahlen wurde eine Gaußverteilung des Photomultipliersignals für die entsprechende Signalstärke (in Photoelektronen) mit einer Amplitudenauflösung der Photomultipliers von $70\,\%$ angenommen.

Da ein Kanal des Baikal-Teleskopes aus zwei Photomultipliern besteht, ist die Ansprechwahrscheinlichkeit eines Kanals gleich dem Produkt der beiden Trefferwahrscheinlichkeiten der Photomultiplier

$$P_{\text{hit}} = P_{\text{hit},1} \cdot P_{\text{hit},2}$$

mit jeweils eigenen Quanteneffektivitäten und Schwellen der beiden Photomultiplier.

Die Vermessung der Quanteneffektivitäten der einzelnen Photomultiplier [51] zeigt eine Abweichung der einzelnen Photomultiplier von maximal $30\,\%$ von ihrem arithmetischen Mittel. Dies ermöglicht als Näherung, für beide Photomultiplier eine gemeinsame mittlere Quanteneffektivität anzunehmen.

Solange die Schwelle der beiden Photomultiplier unter einem Photoelektron liegt, kann man außerdem den Einfluss der Schwellen und die Quanteneffektivitäten zu einer korrigierten Quanteneffektivität zusammenfassen; der dabei entstehende Fehler der Trefferwahrscheinlichkeit ist kleiner als $2\,\%$. Die vereinfachte Trefferwahrscheinlichkeit lautet dann

$$P_{\text{hit}} = \left(1 - e^{\frac{A_0 q^\star}{x}}\right)^2$$

$q^\star$ wird so gewählt, dass die mittlere Beleuchtung beider Photomultiplier ein Photoelektron beträgt. Eine Tabelle der gemessenen Quanteneffektivitäten [51], der Schwellen [42] sowie der daraus resultierenden korrigierten Quanteneffektivitäten ist in B.1.1 zu finden. Abbildung 5.7 zeigt für einen typischen Kanal die Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit vom normierten Abstand x sowie die vereinfachte Parametrisierung.

Für die experimentelle Ermittlung der Quanteneffektivitäten wurde für jede (normierte) Entfernung x der Quotient gebildet aus der Zahl der Spuren im Abstand x vom Photomultiplier, die den Kanal auslösten, und der Gesamtzahl der Spuren in diesem Abstand.

Beide Zahlen wurden aus den rekonstruierten Spuren ermittelt, wobei zu beachten ist, dass in die Rekonstruktion nicht alle Spuren eingingen, sondern diese einem Trigger unterlagen. So beträgt die minimale Zahl von getroffenen Kanälen für eine Rekonstruktion fünf.

Die Zahl der Spuren, die den Kanal auslösten, muss also mit dem Reziproken der Wahrscheinlichkeit, dass außer dem betrachteten noch vier weitere Kanäle triggerten, gewichtet werden. Für die Gesamtzahl der Spuren wird die Wahrscheinlichkeit, dass mindestens 5 beliebige Photomultiplier auslösten, benötigt.

Diese Triggerwahrscheinlichkeiten wurden mit einer als konstant für alle Photomultiplier angenommenen mittleren Quanteneffektivität $q^\star$ von $14\,\%$ berechnet. Der Durchmesser des Photomultipliers wird mit $37\,\mathrm{cm}$ angenommen, die Absorptionslänge im Baikal mit konstant $17\,\mathrm{m}$. Nach der Ermittlung der Quanteneffektivitäten wurden diese versuchsweise für eine zweite Näherung der Quanteneffektivitäten genutzt. Diese unterschieden sich jedoch überhaupt

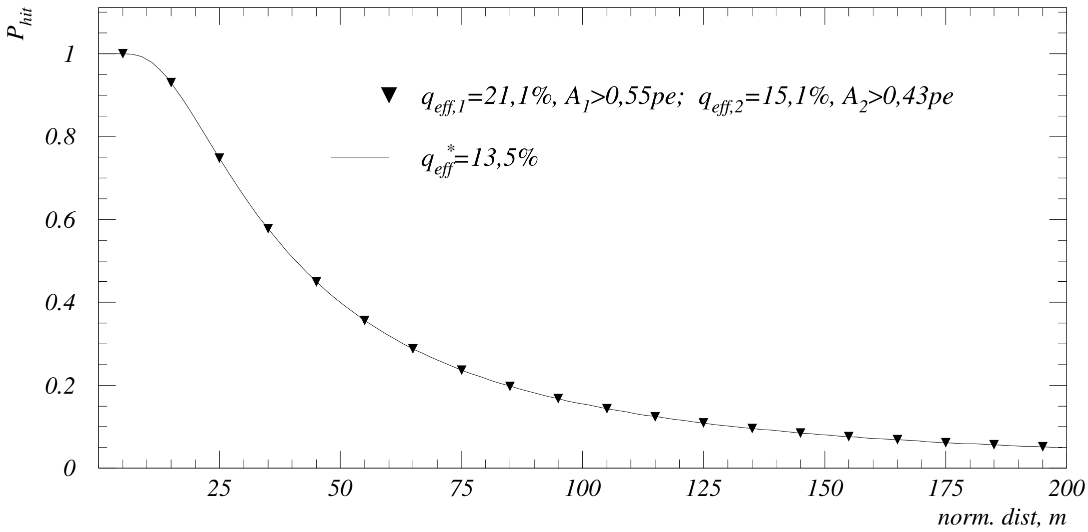

Abbildung 5.7: Parametrisierte Trefferwahrscheinlichkeit des Kanals 15 in Abhängigkeit vom normierten Abstand dieses Kanals zur Myonenspur. Die Markierungen zeigen diese Abhängigkeit unter Berücksichtigung der verschiedenen Triggerschwellen ($0,55$ und $0,43\,\mathrm{p.e.}$) und Quanteneffektivitäten ($21,1\,\%$ und $15,1\,\%$); die Linie zeigt den Verlauf bei der vereinfachenden Annahme von nur einer korrigierten Quanteneffektivität.

nicht von der ersten Näherung (mit für alle Kanäle als gleich angenommener mittlerer Quanteneffektivität), so dass für die experimentelle Ermittlung der Quanteneffektivitäten diese Näherung ausreicht.

Als Ausgleich für Fehler in der Rekonstruktion werden eine maximale Trefferwahrscheinlichkeit von $0,8$ und eine Rauschwahrscheinlichkeit des Kanals von $5 \cdot 10^{-3}$ angenommen. Die genauen Werte sind unkritisch für das Ergebnis.

Die Berechnungsformel für die Triggerwahrscheinlichkeit ist rekursiv; die Wahrscheinlichkeit P_n^N, dass genau n Kanäle aus einer Gesamtzahl von N auslösten, ist

$$P_n^N = p_N \cdot P_{n-1}^{N-1} + (1 - p_N) \cdot P_n^{N-1}$$

wobei p_N die Trefferwahrscheinlichkeit des N-ten Kanals ist. Die Startbedingungen sind

$$P^N_{N+1} = 0$$
$$P^N_{-1} = 0$$
$$P^0_0 = 0$$

Die Triggerwahrscheinlichkeit wird dann einfach durch Aufsummieren der Wahrscheinlichkeiten P^N_n für die Gesamtzahl der Kanäle N (45 bei Baikal) und alle n größer als die Triggerschwelle berechnet.

Zum Test der hier vorgestellten Methode der Bestimmung der Quanteneffektivitäten wurde sie an einer Monte-Carlo-Simulation mit 50000 atmosphärischen Myonen erprobt. Ein zweiter Test mit weiteren 50000 simulierten atmosphärischen Myonen zeigt die Stabilität dieser Methode. Die Abweichungen der Ergebnisse beider Simulationen betragen weniger als 5 Prozent und stellen damit den größten Anteil der Abweichungen des Ergebnisses von den Ausgangsparametern dar.

In Abbildung 5.8 ist die für eine derartige Simulation ermittelte Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeiten vom normierten Abstand x dargestellt. Die Parametrisierung der Quanteneffektivität zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den simulierten Werten der Ansprechwahrscheinlichkeit der Photomultiplier. Für die voll funktionsfähigen Kanäle liegt die Parametrisierung innerhalb der statistischen Fehler bei der Ermittlung der Quanteneffektivität (bei einer Statistik von 50000 atmosphärischen Myonen).

Abbildung 5.9 zeigt die experimentell ermittelte Trefferwahrscheinlichkeit für alle Kanäle in Abhängigkeit von der für den Trigger gemachten Abschätzung. Diese stimmen zwischen $0,1$ und $0,8$ gut überein. Der Offset von $0,05$ entsteht hier durch das Rauschen der Photomultiplier, durch unvermeidliche Fehler bei der Rekonstruktion sowie durch die Näherung eines minimal ionisierenden Myons anstelle einer möglichen Myonengruppe oder von Myonen, die von Schauern begleitet werden.

Insgesamt ergibt sich bei der Ermittlung der Quanteneffektivitäten — deren Ergebnis im Anhang B.1.1 gezeigt ist — ein mittlerer Fehler von $7\,\%$, der hauptsächlich statistisch bedingt ist.

Abbildung 5.10 zeigt die experimentell ermittelte Trefferwahrscheinlichkeit für alle Kanäle in Abhängigkeit von der normierten Entfernung x für den Run Nr. 79 am 16. April 1996. Hieraus ergibt sich eine über alle funktionsfähigen

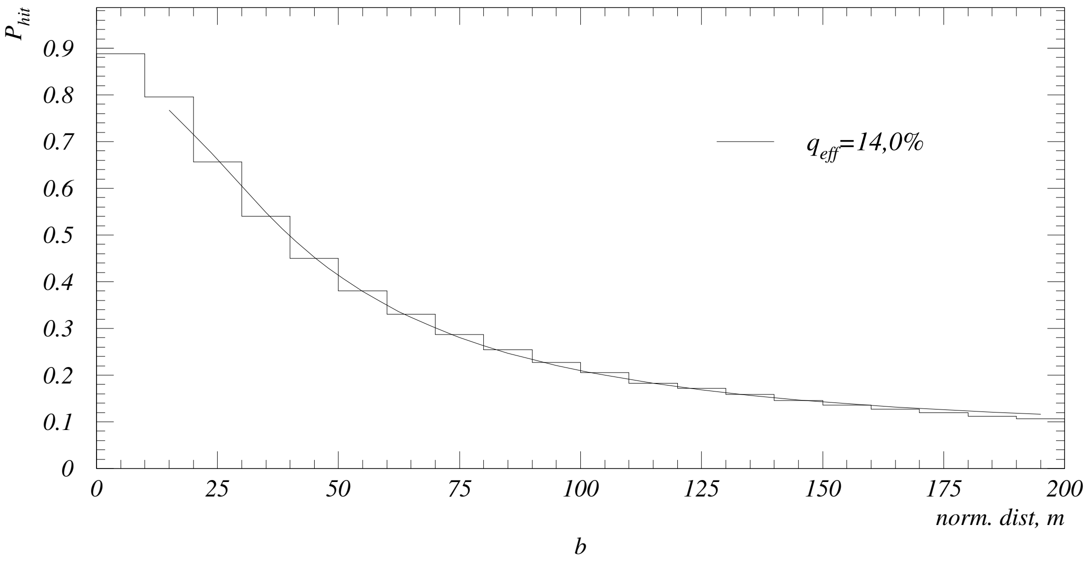

Abbildung 5.8: Simulierte Trefferwahrscheinlichkeit des Kanals 15 in Abhängigkeit vom normierten Abstand dieses Kanals zur Myonenspur. Das Histogramm zeigt die bei der Simulation erhaltenen Ansprechwahrscheinlichkeiten, während die durchgezogene Linie die Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit bei der angepassten Quanteneffektivität darstellt. Für diesen Kanal war die korrigierte Quanteneffektivität $13,5\,\%$; aus dem Fit ergibt sich eine Quanteneffektivität von $14,0\,\%$.

Kanäle gemittelte Quanteneffektivität von $14,7\,\%$.

Abbildung 5.11 zeigt als Beispiele die Trefferwahrscheinlichkeiten für zwei Kanäle des NT-96 mit einem Fit der absoluten Quanteneffektivität. Eine Tabelle aller Quanteneffektivitäten für ausgewählte Runs (alle zwei Wochen) ist in B.1.2 zu finden.

Beobachtet man die Änderung der Quanteneffektivitäten im Verlaufe der Zeit, erkennt man für die nach oben schauenden Photomultiplier eine deutliche Verringerung der effektiven Quanteneffektivität, während die Kanäle mit nach unten schauenden Photomultipliern eine derartige Abhängigkeit nicht zeigen. Erklärt wird dies durch eine Sedimentation der Photomultiplier durch nach unten sinkende Substanzen, die insbesondere durch biochemische Prozesse im Baikalsee entstehen. Als Beispiel für den Unterschied im zeitlichen Verlauf

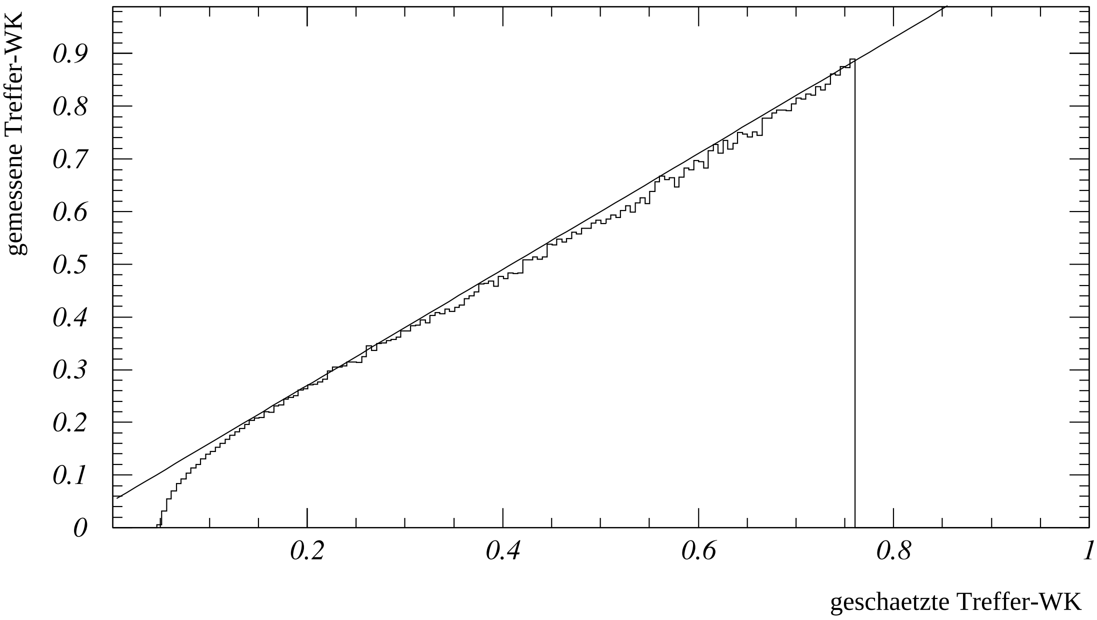

Abbildung 5.9: Experimentell ermittelte Trefferwahrscheinlichkeit für alle Kanäle in Abhängigkeit von der Abschätzung. Die gestrichelte Linie ist die Funktion $y = x + 0,05$.

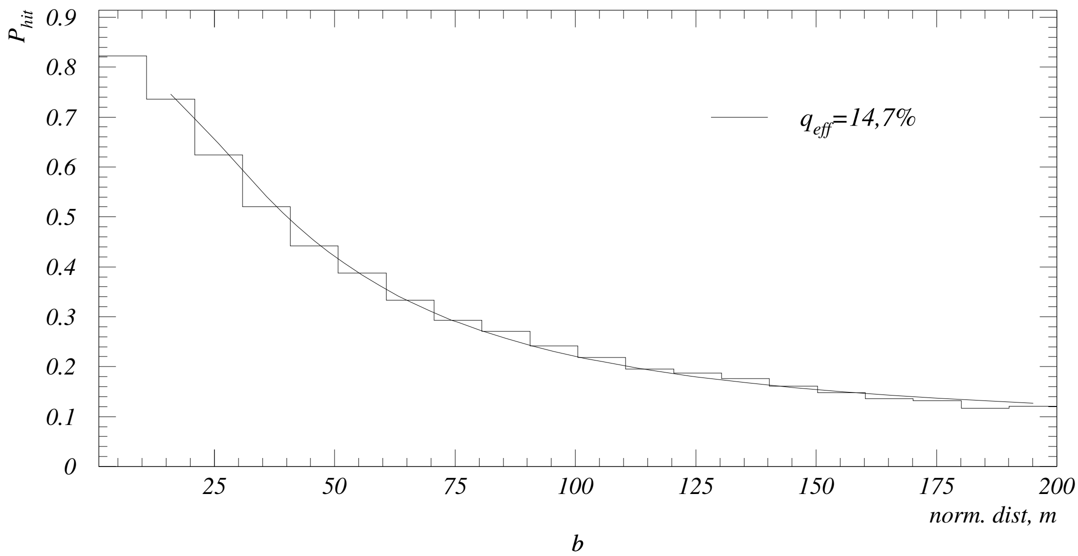

Abbildung 5.10: Experimentell ermittelte Trefferwahrscheinlichkeit für alle Kanäle in Abhängigkeit von der normierten Entfernung x.

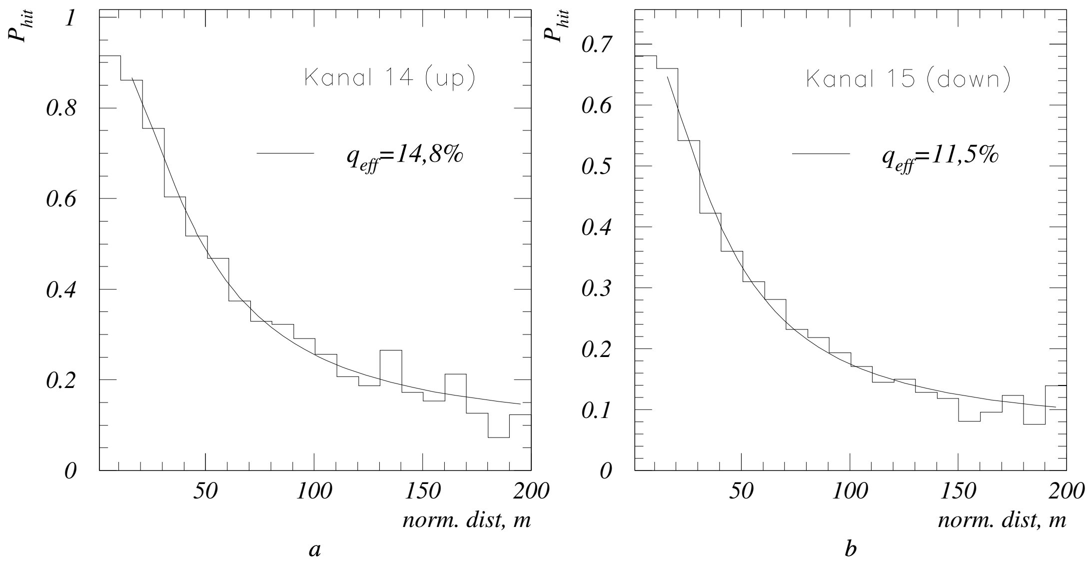

Abbildung 5.11: Experimentell ermittelte Trefferwahrscheinlichkeit für die Kanäle 14 (links) und 15 (rechts) in Abhängigkeit von der normierten Entfernung x.

der Quanteneffektivität seien in Abbildung 5.12 die Ergebnisse für die Kanäle 33 (nach unten schauend) und 35 (nach oben schauend) gezeigt. Der zeitliche Verlauf der Empfindlichkeit (gemittelt über die lichtempfindliche Fläche) lässt vereinfacht sich durch eine Exponentialfunktion

$$q = q_0 \cdot e^{-\frac{t}{t_0}}$$

beschreiben mit dem Parameter $t_0 = 100\,\mathrm{d}$.

Eine andere Methode zur Berechnung der Zeitabhängigkeit der Photomultiplierempfindlichkeit ist in [8] beschrieben. Sie basiert auf der Messung der absoluten Triggerraten der einzelnen Photomultiplier. Die hier gefundene Zeitabhängigkeit stimmt gut mit dem dort veröffentlichten Ergebnis überein, wobei zu berücksichtigen ist, dass die Analyse in [8] den Detektor NT-72 (1995) betraf. Die hier ermittelte Quanteneffektivität beinhaltet außerdem neben der physikalischen Quanteneffektivität des Photomultipliers auch den Einfluss der individuellen Triggerschwellen. Diese können sich im Laufe der Zeit ändern; deshalb ist die hier ermittelte Quanteneffektivität für die Analyse

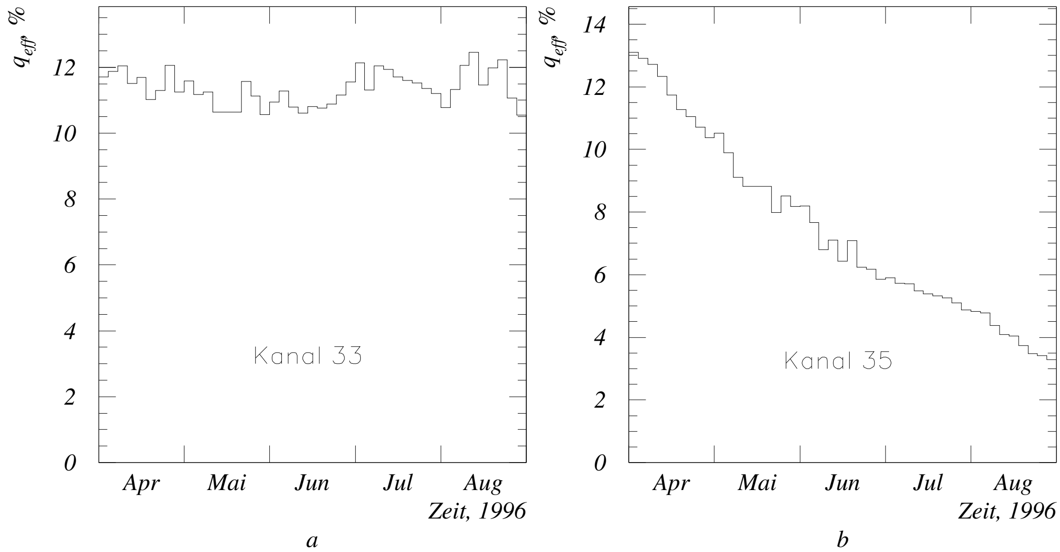

Abbildung 5.12: Quanteneffektivität für die Kanäle 33 (linke Abbildung, nach unten schauend) und 35 (rechte Abbildung, nach oben schauend) im Verlauf der ersten 135 Arbeitstage des NT-96.

der Sedimentation nur bedingt brauchbar.

Um die Trefferwahrscheinlichkeit der Kanäle für die Rekonstruktion auswerten zu können, ist die hier berechnete korrigierte Quanteneffektivität allerdings optimal geeignet, da sie das Triggerverhalten des Kanals ausreichend genau beschreibt.

Neben den hier gezeigten Abhängigkeiten zeigen einige Kanäle auch irreguläre Schwankungen der Quanteneffektivität von 20 %, die mit Veränderungen der Einstellungen des Detektors (wie Hochspannung und damit Photomultiplierverstärkung oder der Triggerschwelle) zusammenhängen können. Eine Abhängigkeit von der Gesamtkonfiguration des Detektors (Zahl der arbeitenden Kanäle) ist hingegen nicht festzustellen.

5.2.2.3 Korrektur der winkelabhängigen Empfindlichkeit des optischen Moduls

Anhand der Daten des NT-96 wurde getestet, inwiefern die winkelabhängige Empfindlichkeit der optischen Module mit den Labormessungen, deren Ergebnis in der Monte-Carlo-Simulation verwendet wird, übereinstimmt. Die Labormessungen wurden 1994 in Zeuthen durchgeführt und ergaben eine Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche von [53]:

$$S_{\text{eff}} = 0,49 + 0,51 \cos\theta$$

wobei θ der Einfallswinkel des Lichtes ist. Analog zu 5.2.2.2 kann man die Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit eines optischen Moduls vom rekonstruierten Einfallswinkel des Cherenkovlichts untersuchen. Die Winkelabhängigkeit der Empfindlichkeit der optischen Module wird als für alle optischen Module gleich angenommen.

Da atmosphärische Myonen vorrangig vertikal abwärts gerichtet sind, lässt sich nicht der gesamte Bereich des Einfallswinkels θ mit ein und demselben Modul untersuchen. Optische Module mit nach oben gerichtetem Photomultiplier (im NT-96 sind es jeweils die Module des zweiten und des vorletzten Kanals jedes Strings) sehen das direkte Cherenkovlicht des Myons im Bereich zwischen 0 Grad (frontale Beleuchtung) und 100 Grad; Module mit nach unten gerichtetem Photomultiplier haben Einfallswinkel des Cherenkovlichts zwischen 80 Grad und 180 Grad (Beleuchtung des Photomultipliers von der Rückseite). Der gemeinsame Bereich von 80 bis 100 Grad kann verwendet werden, um das gleiche Verhalten beider Klassen von optischen Modulen zu überprüfen. Abbildung 5.13 zeigt die Entfernungsabhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit für Beleuchtung mit Licht unter dem Cherenkovwinkel in diesem Bereich. Es ist zu sehen, dass sowohl in der Monte-Carlo-Simulation als auch bei den experimentellen Daten das Verhalten von nach oben schauenden Photomultipliern mit dem Verhalten der nach unten schauenden Photomultiplier übereinstimmt.

Deshalb ist es möglich, die Trefferwahrscheinlichkeiten der nach oben schauenden optischen Module mit den nach unten schauenden zu kombinieren, um eine gemeinsame Kurve der winkelabhängigen Empfindlichkeit zu erhalten. Abbildung 5.14 zeigt die Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit für

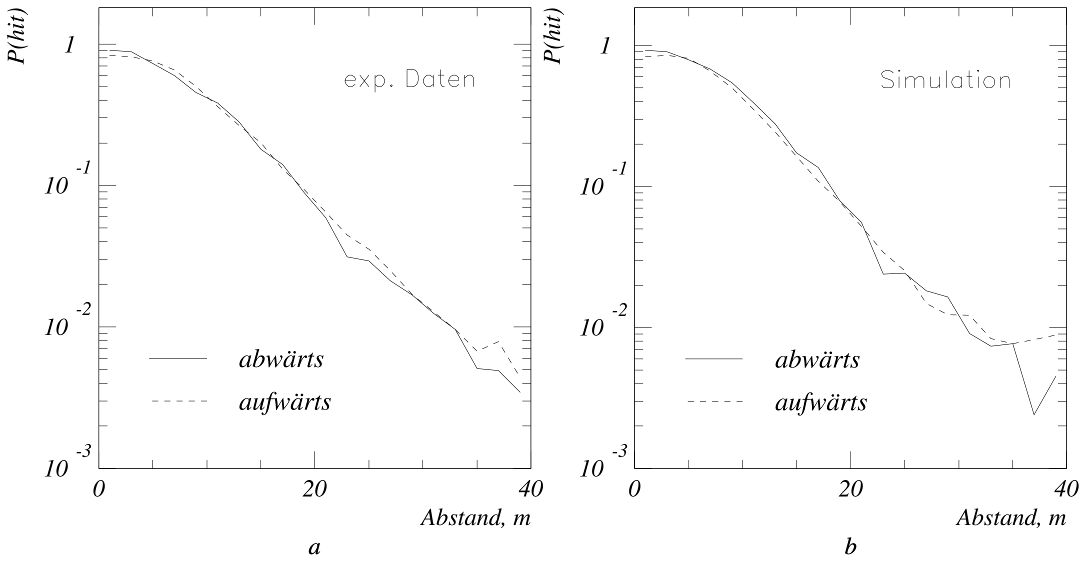

Abbildung 5.13: Entfernungsabhängigkeit der gemessenen Trefferwahrscheinlichkeit für Cherenkovlicht bei seitlicher Beleuchtung der (auf- und abwärts gerichteten) optischen Module (Einfallswinkel 80...100 Grad) bei experimentellen Daten und in der Simulation. Die sichtbaren Abweichungen werden durch die begrenzte Statistik hervorgerufen. (Daten vom Run 105, 24. April 1996).

Spuren im Abstand zwischen fünf und zehn Metern im Vergleich von experimentellen Daten und der Simulation. Bei sehr großen Einfallswinkeln des Cherenkovlichts (frontale rückseitige Beleuchtung, $\cos\theta = -1$) gibt es deutliche Unterschiede in Abhängigkeit von der in der Simulation verwendeten Empfindlichkeit. Ändert man die Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche beispielweise auf $0,47 + 0,53 \cdot \cos\theta$, ist die Übereinstimmung von Daten und Simulation schlechter.

Ursachen für eine solche Änderung der winkelabhängigen Empfindlichkeit können einmal die begrenzte Genauigkeit der im Labor durchgeführten Messung gerade für den rückwärtigen Bereich des optischen Moduls sein, zum anderen mögliche Abschattungen durch die Befestigungsteile des optischen Moduls am String.

Wie auch in Abschnitt 4.2.9 gezeigt wurde, hat der daraus resultierende Fehler

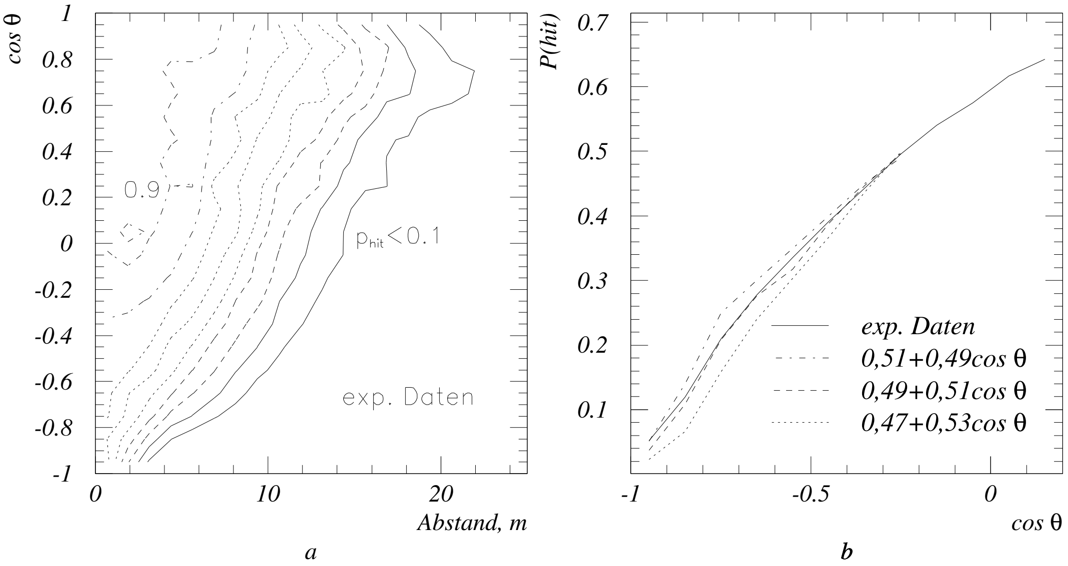

Abbildung 5.14: Abhängigkeit der Trefferwahrscheinlichkeit von Myonspuren vom Einfallswinkel des Cherenkovlichts auf den optischen Modul. a) Konturplot der Abhängigkeit der Hitwahrscheinlichkeit vom Einfallswinkel des Cherenkovlichts und dem Abstand der Myonspur. b) Vergleich der Hitwahrscheinlichkeiten bei rückseitiger Beleuchtung für Myonen mit einem Abstand zwischen 5 und 10 Metern vom Modul.

in der Simulation also keinen signifikanten Einfluss auf die Rekonstruktion der Myonenergie.

5.2.2.4 Korrektur der Amplitude über die Amplitudenverteilung atmosphärischer Myonen

Die Korrektur der Amplitude über die Amplitudenverteilung ist etwas problematisch für die Rekonstruktion der Energien der atmosphärischen Myonen, da sie bereits von einer Energieverteilung derselben ausgeht. Deshalb werden die hier vorgenommenen Korrekturen für die Energierekonstruktion nicht verwendet; vielmehr wird mit ihrer Hilfe der Fehler bei der Bestimmung der Amplitude abgeschätzt.

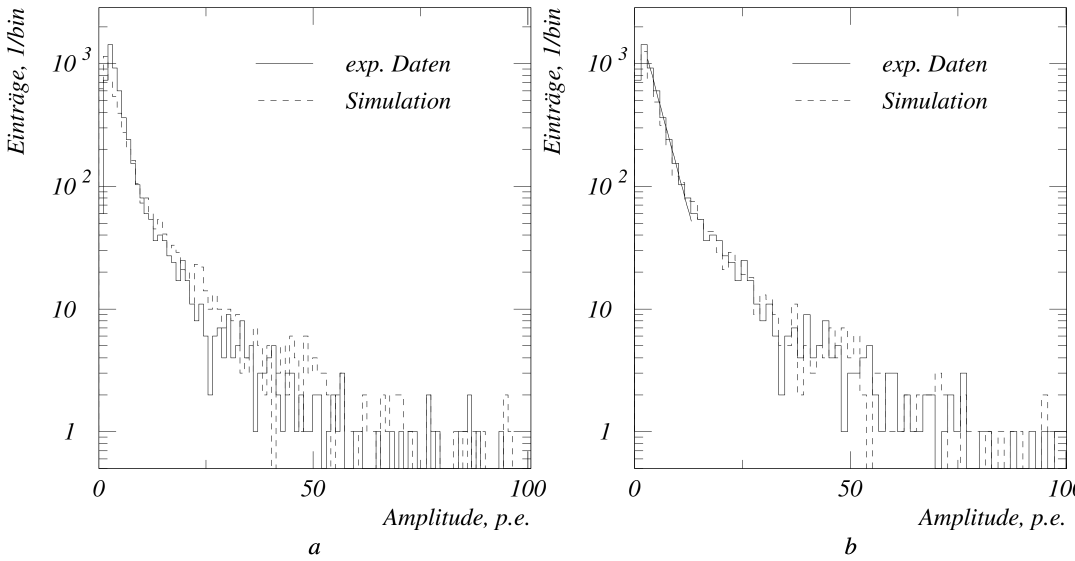

Abbildung 5.15: Korrektur der Amplitudenkalibration bei Kanal 29. a) Vergleich der gemessenen Amplitudenverteilung mit der simulierten vor der Korrektur. b) Vergleich nach der Korrektur.

Folgende Einflüsse können die gemessene Amplitudenverteilung eines Kanals beeinflussen:

- Die Verteilung des Photonenflusses am Ort des Photomultipliers, durch die Lichtemission der Myonen und durch die optischen Eigenschaften des Wassers. Die Absorption und Streueigenschaften des Wassers können durch die dortigen Messvorrichtungen mit guter Genauigkeit bestimmt werden; die Streuung hätte auch einen signifikanten Einfluss auf die Verteilung der gemessenen Ankunftszeiten des Cherenkovlichts.

- Die Empfindlichkeit (absolut und richtungsabhängig) des optischen Moduls. Letzteres wurde bereits in Abschnitt 5.2.2.3 diskutiert. Zufällige, unkorrellierte Signale der Photomultiplier (thermisches oder biolumineszentes Rauschen der Photokathode) spielen keine Rolle, da die Rauschrate sehr gering ist.

- Die Triggerschwelle der Diskriminatoren. Im NT-96 erfolgt eine Messung der Anodenladung des Photomultipliers nur, wenn die Anodenspannung beider in Koinzidenz geschalteter Photomultiplier in einem bestimmten Zeitfenster (30 ns) eine individuell eingestellte Schwelle übersteigt.

- Die Kalibration der Amplituden, also das Pedestal des ADC und seine Auflösung. In Abschnitt 5.2.2.1 wurde beschrieben, dass die verwendeten Methoden fehlerbehaftet sind und teilweise widersprüchliche Angaben liefern.

An dieser Stelle wird die Kalibration lediglich auf den letzten Aspekt hin untersucht. Die Quanteneffektivität der Photomultiplier zusammen mit deren Triggerschwellen wurde bereits in Abschnitt 5.2.2.2 diskutiert, mit einer guten Übereinstimmung zwischen den erwarteten und gemessenen Empfindlichkeiten.

Die Ermittlung der Korrekturen der Amplitudenkalibration läuft zweistufig ab: Im ersten Schritt wird die Auflösung des ADC durch einen Vergleich der Breiten der Verteilungen ermittelt, danach ergibt sich aus einer Verschiebung der gemessenen und entsprechend dem vorigen Korrekturfaktor skalierten Verteilung eine Korrektur des Pedestals. Bei der Verschiebung wird als Maß die rechte (abfallende) Flanke der Verteilungen genommen, um Einflüsse der Triggerschwelle (die die linke Flanke definiert) auszuschließen. Abbildung 5.15 zeigt diese Korrektur an einem exemplarischen Kanal.

Die Verteilung der so ermittelten Korrekturfaktoren ist in Abbildung 5.16 zu sehen. Die so ermittelte ADC-Auflösung weicht im Mittel um 15 % von den in der Standardkalibration gemessenen ab, das Pedestal im Mittel um 1,7 Photoelektronen. Bei den Korrekturen ist keine Systematik im Hinblick auf die Position des Kanals im String, der Orientierung der optischen Module, deren Triggerrate (absolut oder auch relativ zu den aus dem Monte Carlo erwarteten) oder der Quanteneffektivitäten zu erkennen.

Insbesondere die gezeigte Ermittlung der Empfindlichkeit des ADC ist allerdings stark abhängig von den Eigenschaften des Spektrums atmosphärischer Myonen. Deshalb wurde diese Messung nicht für eine Korrektur verwendet, sondern lediglich als Hilfe zur Abschätzung der auftretenden Fehler. Der Tabelle 4.2 in Abschnitt 4.2.9 ist zu entnehmen, dass ein zufälliger Fehler von 25 % bei der Bestimmung der Kalibration keinen signifikanten Einfluss auf

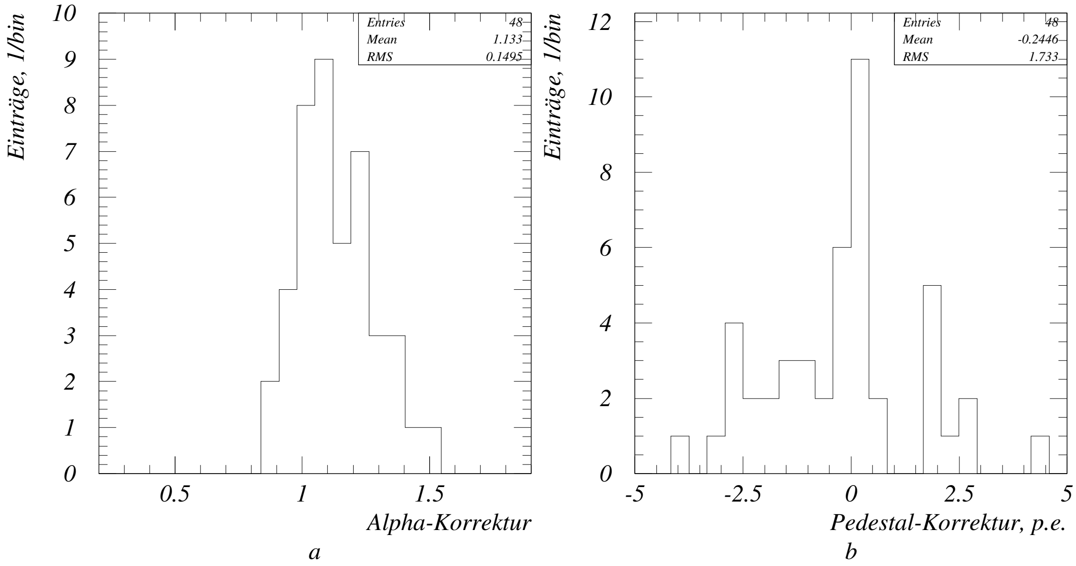

Abbildung 5.16: Verteilung der Korrekturwerte der Amplitudenkalibration für Run 96. a) Korrektur der Empfindlichkeit des ADC. b) Korrektur des Pedestals.

die Rekonstruktionsgenauigkeit der Myonenergie hat. Die in Abschnitt 5.2.2.1 durchgeführte Kalibration ist also ausreichend für die Rekonstruktion der Myonenergie.

5.2.3 Andere Detektorparameter

Um eine Transformation von den Koordinaten des Detektors auf astronomisch gebräuchliche Koordinaten vornehmen zu können, ist eine genaue Bestimmung der Position und der Orientierung des Detektors unumgänglich. Die Position ist verhältnismäßig einfach zu bestimmen; sie erfolgte 1998 mit einem Empfängers des „Global Positioning System“ (GPS) mit einer Genauigkeit von 20 Metern (Die Lage des Detektors ändert sich von Jahr zu Jahr nicht). Die exakte Position des Baikal-Neutrino-Detektors (Detektorzentrum) ist

- 104°25,120′±0,012′ östliche geografische Länge
- 51°46,060′ ±0,012′ nördliche geografische Breite

- 620 ± 40 Meter über NN.

Die Orientierung des Detektors wird normalerweise durch akustische Triangulation bestimmt, die eine Genauigkeit von einigen 10 Zentimetern erreicht. Dies ist notwendig, da der Detektor an nur einer Trosse abgesenkt wird und sich dabei um diese Trosse verdrehen kann. Die Methode ist in [14] beschrieben. Leider versagte dieses System 1996 von Anfang an, so dass die Orientierung des Detektors erst einmal unbestimmt war.

Es ist jedoch möglich, die Orientierung des Detektors aufgrund der Abschattung von Myonen durch das Ufergestein zu bestimmen. Diese Untersuchung von E. Osipova ist in [12] beschrieben. Das Gestein hat eine 2,5 mal so große Massendichte wie Wasser und demzufolge eine stärkere Absorption atmosphärischer Myonen. Da das Ufer eine Entfernung von etwa 3500 Metern hat und in 1070 Metern Tiefe liegt (Detektorzentrum), ist eine Abschattung von Myonen aus Uferrichtung ab einem Zenitwinkel von etwa 70 Grad zu beobachten. Bei 72° sinkt der Myonfluss auf 10^{-2} der Wertes im Wasser. Vergleicht man nun die Abschattung bei großen Zenitwinkeln, kann man daraus die Orientierung des Detektors mit einer Genauigkeit von 5 Grad ermitteln (Abbildung 5.17).

Eine weitere Größe, die auf die Genauigkeit der Transformation in astronomische Koordinaten Einfluß haben kann, ist die Genauigkeit der Zeitmessung. Die Ereigniszeit wird in der Unterwasser-Detektorelektronik gebildet; als Startzeitpunkt wird die Systemzeit des DAQ-Host-PC verwendet. Diese wird einmal täglich von Hand synchronisiert. Insgesamt ergeben sich damit für die Zeitmessung folgende Fehler:

- Synchronisation des DAQ-PC auf die Weltzeit: $0,5\,\mathrm{s}$
- Genauigkeit der Systemzeit des DAQ-PC innerhalb eines Tages: $1\,\mathrm{s}$
- Übermittlung der Systemzeit an die Unterwasserelektronik und Synchronisation des Startzeitpunktes: $100\,\mathrm{ms}$

Damit ist der Gesamtfehler der Zeitmessung besser als $2\,\mathrm{s}$ und der daraus resultierende Winkelfehler vernachlässigbar klein. Koinzidenzmessungen mit anderen Experimenten (AMANDA) sind jedoch nur eingeschränkt möglich.

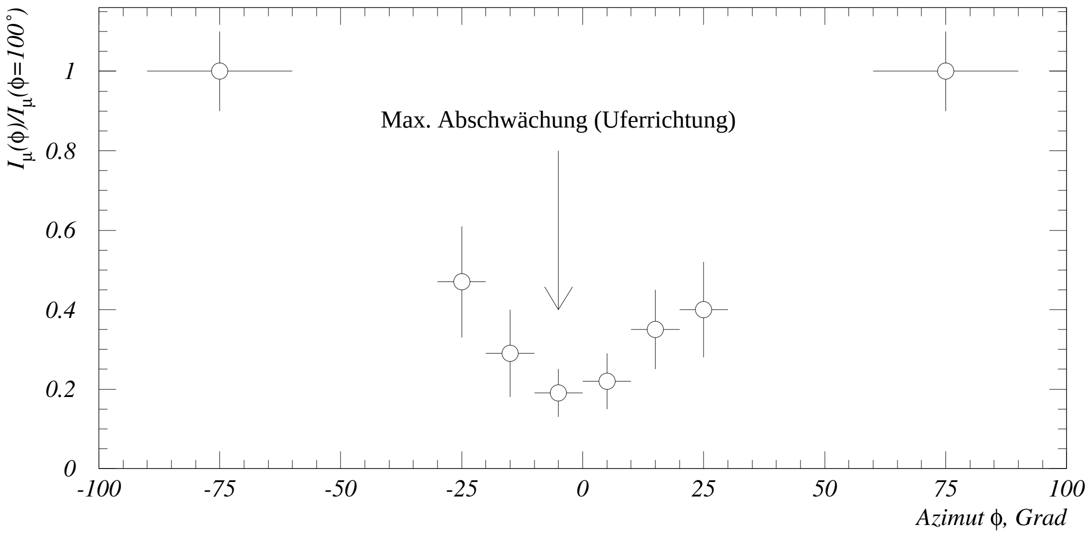

Abbildung 5.17: Fluss der Myonen unter großem Zenitwinkel ($\theta > 80$), normiert auf den Myonenfluss ohne Abschattung.[12]

Ab 1997 (Ausbaustufe NT-144) wird die Systemzeit des Host-PC einmal täglich über eine GPS-Uhr synchronisiert. Bei Ausfall derselben erfolgt die Synchronisation über die Internet-Satellitenverbindung zu den öffentlich zugänglichen Zeitservern des DESY Hamburg, der Universität Erlangen, der Technischen Universität Berlin und der Universität Osnabrück. Durch Asymmetrien in der Satellitenübertragung ergibt sich im letzten Fall ein systematischer Fehler von 700 ms und ein zufälliger Fehler von 5 ms; bei Synchronisation durch die GPS-Uhr ein stochastischer Fehler von 20 Millisekunden.

Kapitel 6

Rekonstruktion von Myonen mit dem NT-96

6.1 Räumliche Rekonstruktion

Einer der wichtigen Tests für die korrekte Funktion des Detektors ist die Verteilung der rekonstruierten Zenitwinkel der Myonspuren. In Abbildung 6.1 ist diese Verteilung für den Run J0078 der aus der Monte-Carlo-Rechnung gewonnenen Verteilung in der oberen Hemisphäre gegenübergestellt. Die Abweichungen zwischen den beiden Verteilungen betragen etwa in der oberen Hemisphäre 10 % und sind statistisch signifikant. Die Ursache für diese Abweichungen ist bisher nicht endgültig geklärt. Vermutlich handelt es sich hierbei um kleine Fehler in der Zeitkalibration des Detektors. Eine weitere Fehlerquelle ist vermutlich die nicht korrekte Beschreibung der Multi-Myon-Ereignisse.

Betrachtet man die Verteilung des auf die Anzahl der Freiheitsgrade normierten („reduzierten") χ^2 der rekonstruierten Spur, ergibt sich eine auffällige Abweichung zwischen Daten und Monte-Carlo (Abbildung 6.2a): Während die Simulation in der logarithmischen Darstellung zwei Maxima besitzt, ist in den experimentellen Ereignissen nur eine Schulter bei höheren χ^2 zu erkennen. Außerdem ist der Mittelwert des χ^2 gegenüber der Simulation deutlich verschoben. Die Herkunft der beiden Maxima in der Simulation ist in Abbildung 6.2b dargestellt: Das Maximum mit dem kleineren χ^2 wird durch ein-

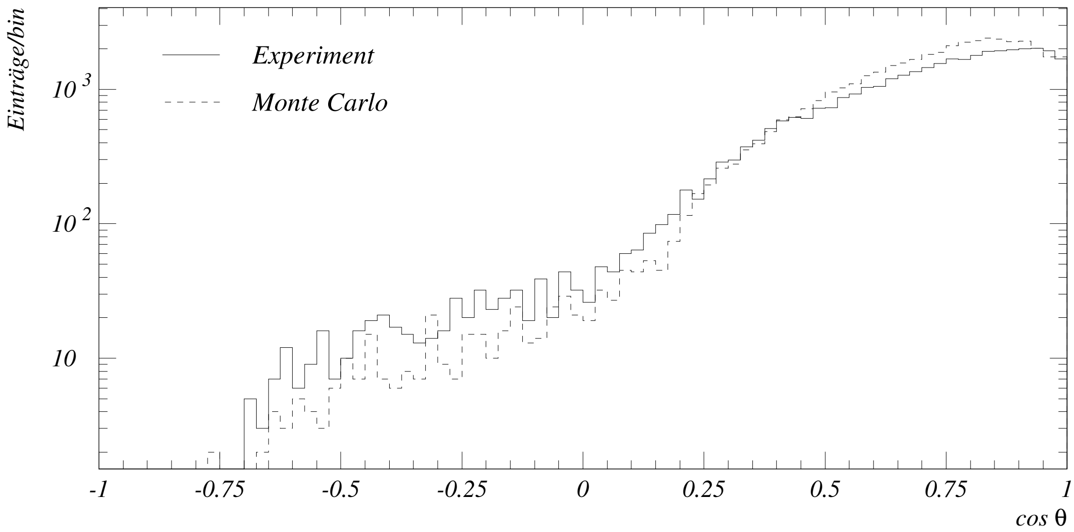

Abbildung 6.1: Zenitwinkelverteilung von Daten und Simulation im Vergleich. Es wurden nur moderate Qualitätsfilter angewandt; zur Neutrinoseparation siehe Abschnitt 6.3.

fache Myonen hervorgerufen, das andere Maximum entstammt Multi-Myon-Ereignissen. Die bei den Single-Myon-Spuren noch sichtbare leichte Schulter bei größeren χ^2 wird durch Schaueremissionen hervorgerufen, die nicht unter dem Cherenkovwinkel von der Myonspur abgestrahlt wurden. Die Verteilung der $\log_{10} \chi^2$ für Multi-Myon-Ereignisse ist nur sehr schwach abhängig von der Zahl der teilnehmenden Myonen. Bei Interpretation der Schulter in der Verteilung der Daten als Multi-Myon-Maximum ergibt sich ein sehr viel geringerer Abstand zwischen den beiden Maxima als in der Simulation. Weitere Untersuchungen zur Problematik der Multi-Myon-Ereignisse sind in Abschnitt 6.2.2 beschrieben.

Neben diesen Abweichungen enthalten die aus den Daten rekonstruierten Spuren verhältnismäßig viele Ereignisse mit sehr großem χ^2: Etwa 1 % aller Ereignisse werden mit einem $\chi^2 > 1000$ rekonstruiert. Dieser Ereignisse wurden nicht weiter untersucht; sie stellen eine eigene, von der Simulation nicht beschriebene Ereignisklasse dar.

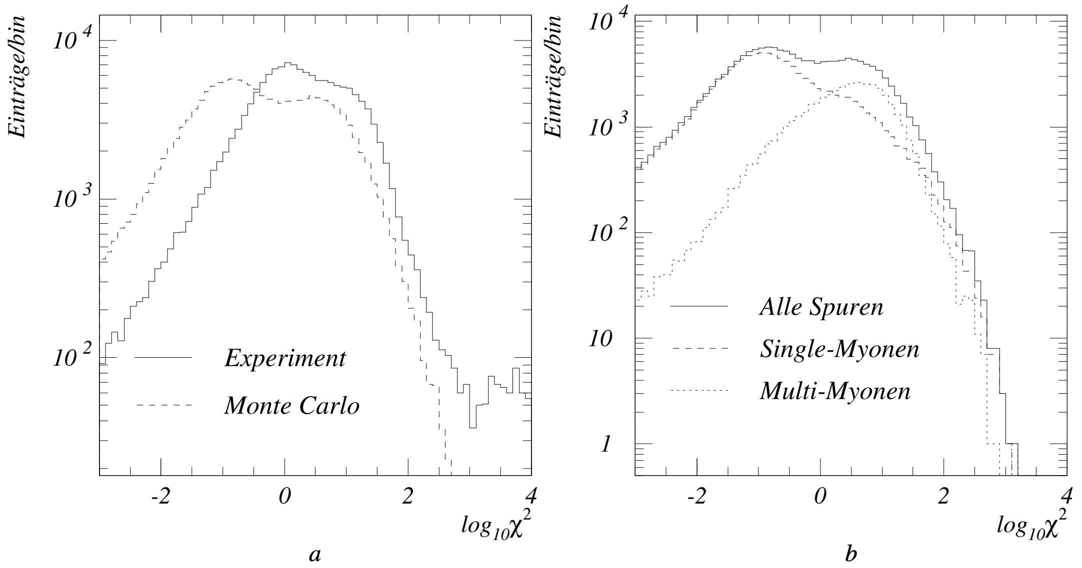

Abbildung 6.2: Verteilung des reduzierten χ^2. a) Vergleich von Daten und Simulation. b) Entstehung der Doppelpikstruktur in der Simulation.

6.2 Energieverteilung atmosphärischer Myonen

Atmosphärische Myonen stellen für Neutrino-Teleskope eine gute Möglichkeit des Tests dar. Der Fluss atmosphärischer Myonen und dessen Tiefenabhängigkeit sind bekannt und können zum Vergleich herangezogen werden [38]. Auch die Energieverlustprozesse für Myonen in diesem Energiebereich (bis zu 1 TeV) sind gut erforscht.

Andererseits bilden fehlrekonstruierte atmosphärische Myonen eine starke Quelle des Rauschuntergrundes bei der Suche von Neutrino-induzierten Ereignissen. Deshalb ist die gute Übereinstimmung der Daten mit den simulierten Ereignissen eine wichtige Voraussetzung bei der Analyse des Signals dieses Detektortyps.

6.2.1 Vergleich mit der Simulation

In Abschnitt 4.2.9 wurde gezeigt, dass die Energierekonstruktion stabil gegenüber der Änderung vieler Parameter des Detektors ist. Trotzdem können bei

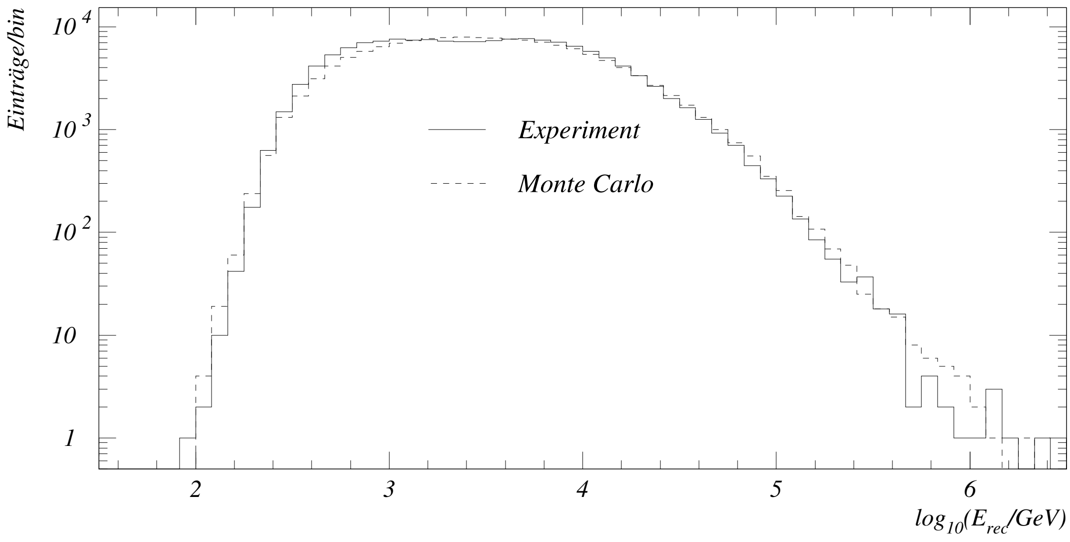

Abbildung 6.3: Rekonstruierte Energie von Ereignissen des Runs J0096 vom 16.April 1996 im Vergleich mit der gleichen Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen.

dieser Betrachtung weitere wichtige Parameter vernachlässigt worden sein, beispielsweise wurde der Einfluss der Lichtstreuung im Wasser nicht betrachtet.

Für einen Vergleich von Daten des NT-96 mit dem Monte Carlo wurde der Run J0078 mit der gleichen Anzahl von simulierten Ereignissen verglichen. Die Simulation erfolgte mit dem Standard-Baikal-Simulationsprogramm. Im Detektor (wie auch im Monte Carlo) funktionierten während dieses Runs 47 Kanäle, von denen weitere drei, bei denen nur ein Photomultiplier arbeitete, von der Rekonstruktion ausgeschlossen wurden. Die Richtung der Myonen wurde hier mit der klassischen χ^2-Methode rekonstruiert, um einen Einfluss einer eventuell falschen Behandlung der Amplituden auf die rekonstruierte Spur auszuschließen. Abbildung 6.3 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energie mit der Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse als Vergleich. Für Energien größer als 1 TeV stimmen die Verteilungen der rekonstruierten Energien von experimentellen Daten mit denen der Simulation sehr gut überein: Die mittlere Abweichung der Verteilungen beträgt 6,5 %.

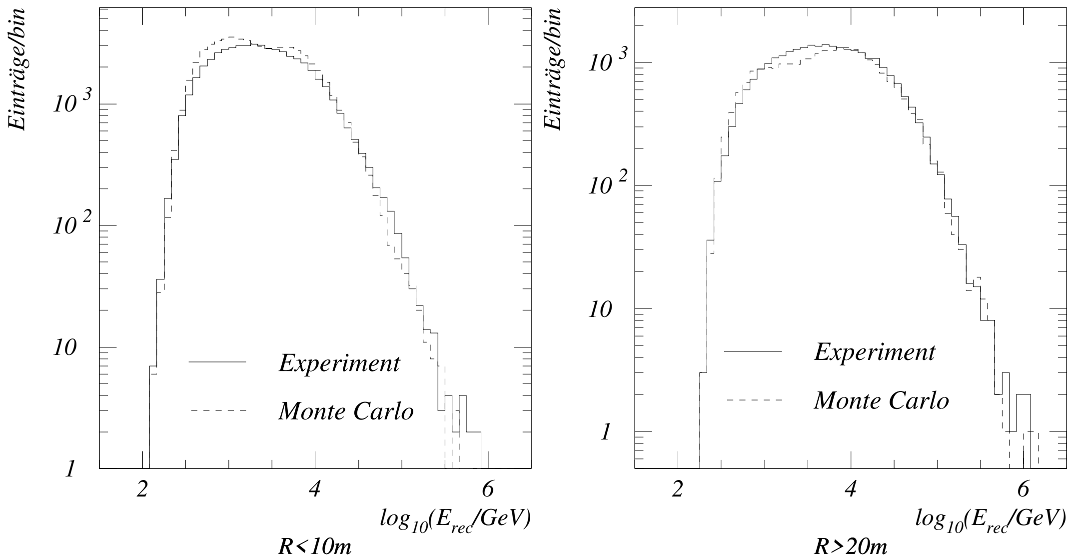

Abbildung 6.4: Rekonstruiertes Energiespektrum der Ereignisse dicht am Detektorzentrum ($R < 10\,\mathrm{m}$) und für solche, die relativ weit vom Detektorzentrum ($R > 20\,\mathrm{m}$) entfernt sind.

Im Folgenden werden verschiedene Klassen von atmosphärischen Myonen getrennt untersucht, um Abweichungen zwischen der Simulation und den Daten bei speziellen Ereignissen finden zu können. Eine weitere Größe, die sich auf die Rekonstruktion der Energie auswirken könnte, ist der Abstand der rekonstruierten Spur zum Detektor: Für größere Abstände können sich in der Rekonstruktion vernachlässigte Phänomene wie die Lichtstreuung stärker bemerkbar machen. Auch werden Myonen in einem geringeren Abstand zum Detektor normalerweise besser rekonstruiert als solche, die außerhalb des Detektors rekonstruiert wurden. Verschiedene Genauigkeiten der Spurrekonstruktion können sich auf die Energierekonstruktion auswirken. Sowohl für Spuren dicht am Detektorzentrum als auch für weiter entfernte Spuren ist kein signifikanter Unterschied im rekonstruierten Energiespektrum sichtbar (Abbildung 6.4). Die ursprünglichen Spektren für beide Ereignisklassen unterscheiden sich untereinander jedoch deutlich, da die Triggerwahrscheinlichkeit für niederenergetische Myonen mit dem Abstand zu den Photomultipliern rasch abnimmt.

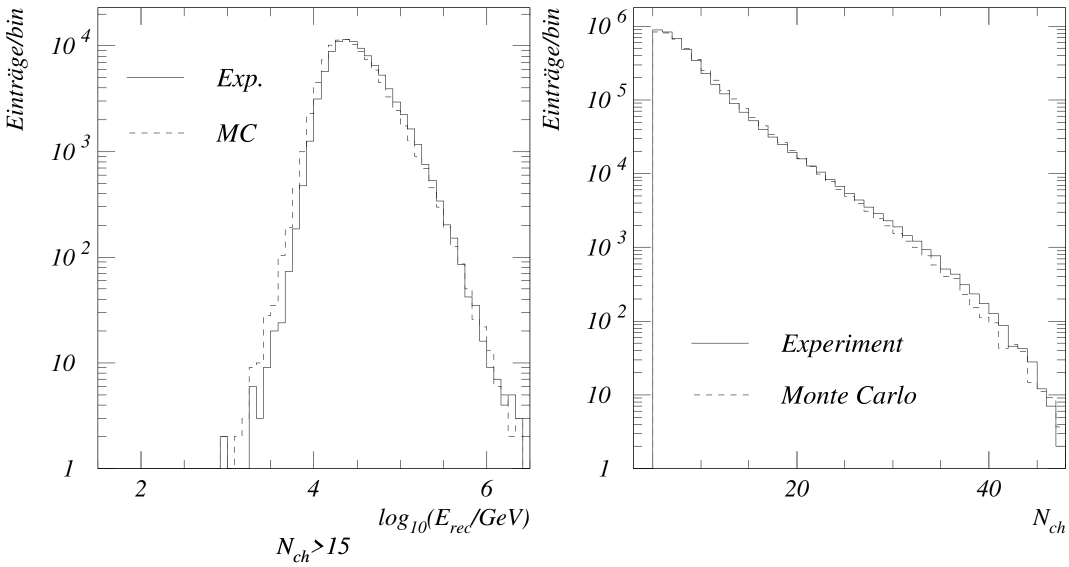

Abbildung 6.5: Rekonstruktion der Energie von Ereignissen mit hoher Kanalmultiplizität ($n_{\text{ch}} > 15$). Die Daten und die Simulation wurden auf die gleiche Gesamtzahl der Ereignisse (ohne Filter) normiert. Die rechte Abbildung zeigt die Verteilung der Kanalmultiplizität.

Der horizontale Abstand zum Detektor hat den Nachteil, dass er selbst eine rekonstruierte Größe (der Spurrekonstruktion) ist. Eine von der Rekonstruktion unabhängige Größe ist die Zahl der in einem Ereignis getroffenen Kanäle. Sie hängt von den Detektorparametern (Wassereigenschaften, Quanteneffektivität der Photomultiplier usw.) sehr viel stärker ab als die Energierekonstruktion. Die Verteilungen der Kanalmultiplizität im Experiment und in der Simulation stimmen jedoch sehr gut überein, die Abweichungen innerhalb der einzelnen Bins betragen im Schnitt nur 7,3 %. Für hohe Kanalmultiplizitäten (mindestens 15 getroffene Kanäle) ist die Verteilung der rekonstruierten Energien in Abbildung 6.5 dargestellt. Bei allen Energien stimmt der Verlauf von Daten und Simulation gut überein. Angemerkt sei allerdings, dass die rekonstruierte Energie natürlich mit der Zahl der getroffenen Kanäle stark korreliert, so dass diese Übereinstimmung nicht überbewertet werden sollte. Es gibt eine geringfügige Verschiebung der beiden Verteilungen gegeneinander: Bei $n_{\text{ch}} > 15$ werden aus den experimentellen Daten im Mittel 12 % höhere Energien rekonstruiert. Verglichen mit der Auflösung der Energierekonstruktion von etwa 0,5 Größenordnungen ist dies minimal und hat seine Ursache in den in Abschnitt 4.2.9 aufgeführten Ungenauigkeiten.

6.2.2 Multi-Myon-Ereignisse

Ein mögliches Problem bei der Rekonstruktion der Energie atmosphärischer Myonen ist das Auftreten von sogenannten Multimyonereignissen. An etwa 10 % aller vom Detektor getriggerten Ereignisse war mehr als ein atmosphärisches Myon beteiligt (siehe Abschnitt 4.2.10), indem es entweder die Triggerzeit des entsprechenden Kanals bestimmt, oder den größten Beitrag zu der gemessenen Zahl der Photoelektronen liefert. Diese Ereignisse können eine signifikante Quelle für die falsche Rekonstruktion der Energie atmosphärischer Myonen darstellen.

Andererseits ist es auch möglich, Ereignisklassen, die durch Multi-Myon-Ereignisse dominiert sind, zu nutzen, um die vorhandenen Diskrepanzen in der Energierekonstruktion atmosphärischer Myonen zu verstehen. Abbildung 6.6a zeigt, dass Multi-Myon-Ereignisse mit der Standardenergierekonstruktion ein ähnliches Spektrum der rekonstruierten Energie aufweisen wie atmosphärische Myonen der Energie größer als 1 TeV. Betrachtet man nun die Zenitwinkelverteilung hochenergetischer atmosphärischer Myonen im Vergleich zu der Zenitwinkelverteilung von Multi-Myon-Ereignissen (Abbildung 6.6b) zeigt sich, dass Multi-Myon-Ereignisse vorrangig vertikal verlaufen, während hochenergetische Einzel-Myonen gleichmäßiger über die Hemisphäre verteilt sind. Zusätzlich zeichnen sich Einzel-Myonen durch einen kleineres χ^2 der (zeitbasierten) Spurrekonstruktion aus; bei Multi-Myon-Ereignissen triggert häufig ein Kanal vor der aus dem Cherenkovmodell eines Einzelmyons errechneten Zeit. Kritisch hierbei ist, dass die χ^2-Verteilung von Daten und Simulation nicht übereinstimmt. Deshalb wurde der χ^2-Filter so gewählt, dass jeweils in Daten und Simulation der gleiche Anteil von Ereignissen übrigbleibt.

Daraus lassen sich zwei Untergruppen, deren eine durch Einzel-Myonen, die andere durch Multi-Myon-Ereignisse dominiert sind, wie folgt definieren:

1. Einzel-Myon-Dominanz: Ereignisse mit großem rekonstruierten Zenit-

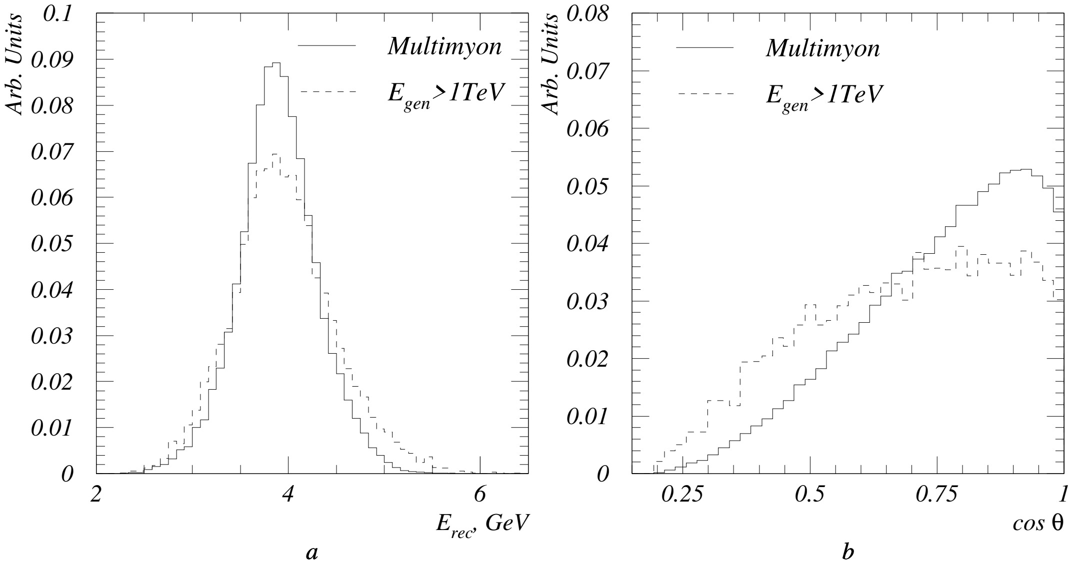

Abbildung 6.6: a) Spektren der rekonstruierten Energie von hochenergetischen atmosphärischen Myonen und von Multi-Myon-Ereignissen. b) Zenitwinkelverteilung hochenergetischer atmosphärischer Myonen und von Multi-Myon-Ereignissen im Vergleich. Die Spektren sind jeweils auf eins normiert., absolut gibt es fünfmal soviele Multi-Myon-Ereignisse wie Myonen mit $E_{\rm gen} > 1\,\rm TeV$.

winkel ($\theta > 60°$) und zusätzlich kleinem χ^2 (beste 10 %).

2. Multi-Myon-Dominanz: Gut rekonstruierte vertikale Ereignisse (Zenitwinkel kleiner als 20 Grad), allerdings mit einem nicht so guten χ^2, um den Teil der Einzel-Myon-Ereignisse auszuschließen. Da aber das χ^2 der Zeitrekonstruktion auch einen Qualitätsparameter darstellt, ist hier ein Kompromiss zwischen guter Spurrekonstruktion und Anteil der Multi-Myon-Ereignisse notwendig. Hier wurde χ^2 so angenommen, dass die 30 % der Spuren mit dem größten χ^2 und die 30 % der Spuren mit dem kleinsten χ^2 weggefiltert werden.

Die beiden Verteilungen und die jeweiligen Anteile für Einzel-Myon- und Multi-Myon-Ereignisse sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Bei einer rekonstruierten Energie von mehr als 3 TeV beträgt der Anteil der Multi-Myon-

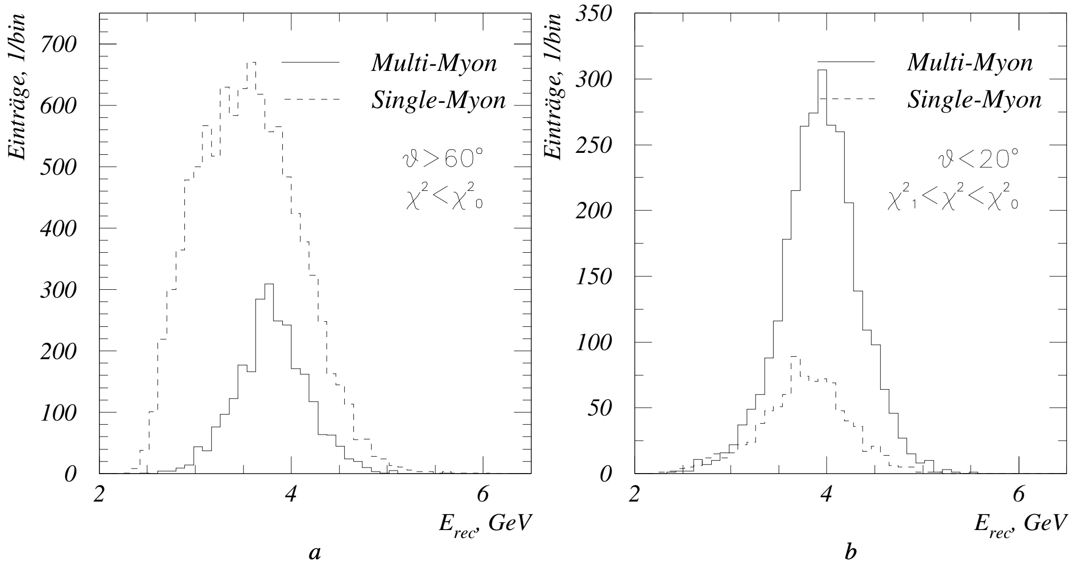

Abbildung 6.7: Verteilung der rekonstruierten Energie simulierter Ein-Myon- und Multi-Myon-Ereignisse (atmosphärische Myonen) für die zwei ausgewählten Gruppen von Ereignissen.

Ereignisse 12 % in der ersten Gruppe und 80 % in der zweiten Gruppe. Gleichzeitig werden in der zweiten Gruppe niederenergetische Einzel-Myon-Ereignisse unterdrückt. Zu beachten ist, dass die Auswahl der Gruppen ausschließlich auf der Zeitmessung der Kanäle beruht, die Rekonstruktion der Energie dagegen auf die Messung der Amplituden gestützt ist.

Abbildung 6.8 zeigt die Energierekonstruktion der beiden Ereignisgruppen im Vergleich von experimentellen Daten und Simulation. Aus der Übereinstimmung von Daten und Simulation kann gefolgert werden, dass sich Einzel-Myon-Ereignisse im Experiment wie von der Simulation erwartet verhalten. Bei Ereignissen, die von mehr als einem Myon verursacht wurden, gibt es eine deutliche Diskrepanz bei höheren rekonstruierten Energien. Ursachen dieser Unterschiede sind die folgenden:

- Es kann nicht garantiert werden, dass der χ^2-Filter in den Daten die gleiche Ereignisklasse auswählt wie in der Simulation, da die χ^2-Verteilungen von Daten und simulierten Ereignissen unterschiedlich

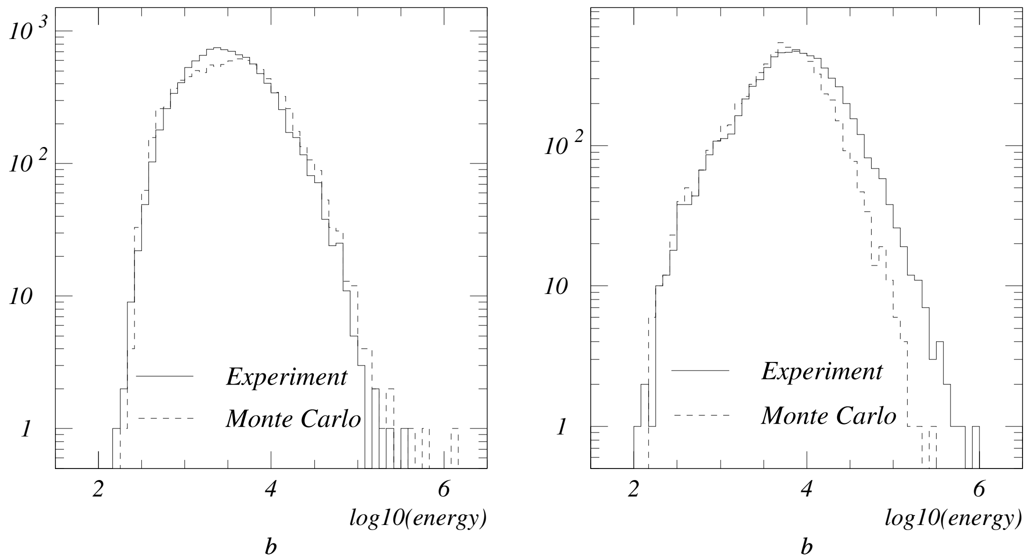

Abbildung 6.8: Rekonstruierte Energie von Ereignissen mit niedrigem (a) und hohem (b) Anteil von Multi-Myonen im Vergleich von Experiment und Simulation.

sind. Siehe auch Abschnitt 6.1. Der Anteil von Multi-Myon-Ereignissen im experimentellen Datensatz kann sich von den simulierten Daten unterscheiden.

- Das Programm BASIEV, das in der Simulation die atmosphärischen Myonen generiert, enthält lediglich Protonen als primäre kosmische Strahlung, schwerere Partikel werden nicht simuliert. Deshalb wird in der Simulation die Anzahl und die Multiplizität der Multi-Myon-Ereignisse unterschätzt.

Für die Rekonstruktion des Spektrums atmosphärischer Myonen ist es sinnvoll, Spuren mit großem Zenitwinkel auszuwählen (Gruppe 2 in der obigen Einteilung), um den Anteil von Multi-Myon-Ereignissen gering zu halten. Allerdings wird der Bereich der rekonstruierten Energie von 3 bis 10 TeV durch den Fehler der Energierekonstruktion in jedem Fall von niederenergetischen Myonen dominiert, die zufällig einen großen Energieverlust im Detektor besitzen.

6.2.3 Entfaltung des Myonenergiespektrums

Mit dem in Abschnitt 6.2.1 gezeigten Energiespektrum und dem aus der Simulation bekannten Zusammenhang von wahrer und rekonstruierter Myonenergie ist es möglich, das Spektrum von Myonen am Detektorort zu ermitteln, wenn auch mit einem relativ Fehler. Dieser Fehler ist in der breiten Verteilung (0,4 bis 0,5 Größenordnungen) der Rekonstruktion monoenergetischer Ereignisse bei gleichzeitig stark fallendem Spektrum begründet.

Die Monte-Carlo-Simulation von Multimyon-Ereignissen beschreibt – wie in 6.1 und 6.2.2 gezeigt – die experimentellen Daten nicht korrekt. Außerdem basiert das in der Energierekonstruktion verwendete Modell auf einfachen Myonen und vernachlässigt das Auftreten von Gruppen, so dass die Rekonstruktion derartiger Ereignisse mit dieser Methode stark fehlerbehaftet ist, und (selbst bei Übereinstimmung von Daten und Simulation) keine sinnvolle Aussage über das Energiespektrum von Gruppen möglich ist. Daher beschränke ich mich hier auf die Entfaltung von Ereignissen, an deren Entstehung mit großer Wahrscheinlichkeit nur ein Myon beteiligt war. Die Kriterien entsprechen denen in Abschnitt 6.2.2, sind jedoch zur Erzielung einer größeren Statistik etwas weicher eingestellt: Es wird ein χ^2 derart gefordert, dass etwa 18 % aller Ereignisse verwendet werden. Der rekonstruierte Zenitwinkel soll zwischen 60 und 80 Grad liegen. Die obere Grenze wurde gewählt, damit die Verteilung nicht maßgeblich von falsch rekonstruierten Ereignissen mit einem geringeren Zenitwinkel beeinflusst wird. Es ist auch bekannt [38], dass das verwendete Programm zur Erzeugung atmosphärischer Myonen BASIEV für große Zenitwinkel fehlerhaft ist, da es u.a. die Krümmung der Erdoberfläche nicht berücksichtigt. Tabelle 6.1 zeigt die Anzahl der Ereignisse, die durch die verschiedenen Schnitte ausgewählt wurden. Die einzelnen Filter wirken auf Daten wie auf die Simulation gleich, ausgenommen der bereits früher erwähnte Schnitt im χ^2. Einzelne Datenfiles mit stark abweichendem Verhalten wurden nicht berücksichtigt, ebenso wie Datenfiles mit abweichenden Einstellungen des Detektors.

Abbildung 6.9a zeigt die Verteilung der Myonmultiplizität für die so ausgewählten Ereignisse. Die aus der Simulation ermittelte mittlere Myonmultiplizität für derartige Spuren beträgt 1,1. Die Verteilung des Zenitwinkels der simulierten Spuren ist in Abbildung 6.9b zu sehen. Der Anteil von Spuren mit

Filter	Simulation		Daten	
	Ereignisse	%	Ereignisse	%
rekonstruiert (Trigger 5/3)	18804178	100	16143298	100
Trigger 6/3	15074708	80,2	12451281	77,1
$60 < \theta < 80$	2838406	15,1	2590690	16,0
Abstand $R < 50\,\mathrm{m}$	2751897	14,6	2393192	14,8
$\chi^2 < 0,0065$(0,035 bei Daten)	488844	2,60	411900	2,55

Tabelle 6.1: Zahl der für die Entfaltung ausgewählten Ereignisse nach jedem Schritt in der Filterung. Die Datennahmeperiode hier ist vom 15. April bis zum 19. August 1996, die Zahl der arbeitenden Kanäle beträgt mindestens 40.

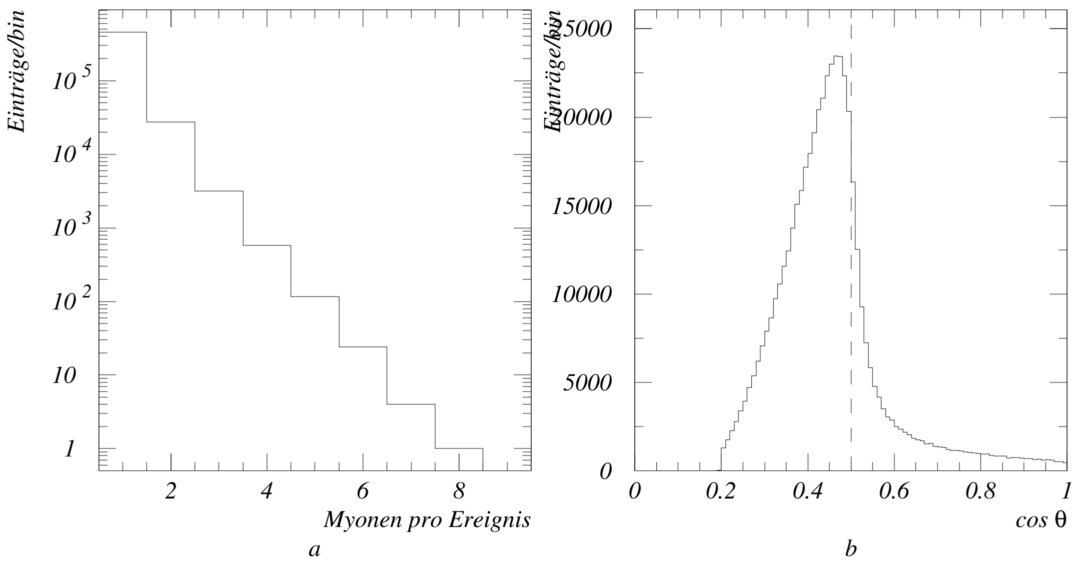

Abbildung 6.9: a) Myonmultiplizität der Ereignisse, die für die Entfaltung des Myonspektrums ausgewählt wurden (Simulation). b) Wahre Zenitwinkelverteilungen für diese Ereignisse (Simulation). Die ausgewählten Ereignisse haben eine rekonstruierten Zenitwinkel zwischen 60 und 80 Grad ($0,5 > \cos\theta > 0,17$). Eingezeichnet ist der verwendete Schnitt von 60 Grad auf den rekonstruierten Zenitwinkel.

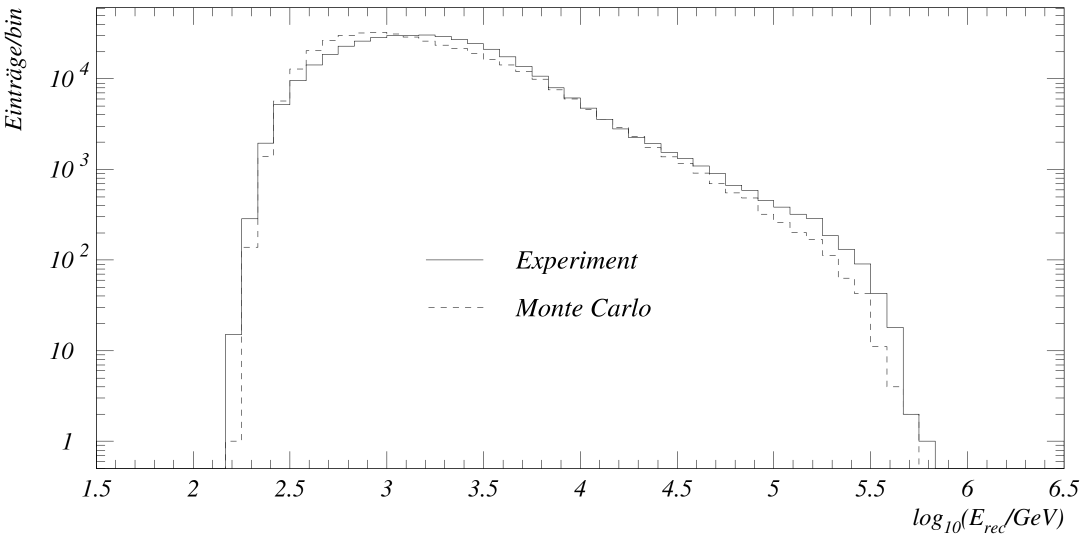

Abbildung 6.10: Rekonstruiertes Myonspektrum für die ausgewählten Ereignisse im Vergleich zwischen Daten und Simulation.

einem Zenitwinkel kleiner als 45 Grad beträgt 5 %.

Das rekonstruierte Myonspektrum ist im Vergleich mit der simulierten Verteilung in Abbildung 6.10 gezeigt. Wie auch in den vorigen Beispielen zeigt sich, dass die rekonstruierten Spektren für Energien größer als etwa 3 TeV übereinstimmen. Das lässt eine entsprechende Übereinstimmung des entfalteten Spektrums mit dem in der Simulation erwarteten Myonspektrum erwarten.

Für die Entfaltung wurden die folgenden Größen herangezogen:

- Rekonstruierte Myonenergie $E_{\rm rec}$
- Rekonstruierter Zenitwinkel $\theta_{\rm rec}$

Ein naiver Entfaltungsansatz beruht darauf, die Wahrscheinlichkeitsmatrix der Rekonstruktion der Energie zu invertieren und den Vektor der rekonstruierten Energien mit dieser invertierten Matrix zu multiplizieren. Leider stellt sich hierbei heraus, dass diese Methode sehr instabil ist; kleine statistische Fluktuationen sowohl bei der Berechnung dieser Matrix als auch im rekonstruierten Spektrum führen zu starken Oszillationen im derart entfalteten Spektrum. Wenn die Wahrscheinlichkeitsmatrix der Rekonstruktion nicht quadratisch ist (Zahl der Bins im generierten und rekonstruiertem Spektrum sind verschieden), ist bereits die Inversion nicht durchführbar. Allgemein ist das rekonstruierte Spektrum unter Berücksichtigung der statistischen Fluktuationen nicht eindeutig auf ein generiertes Spektrum zurückführbar.

Als Entfaltungsprogramme wurden das in [28] beschriebene iterative Programm verwendet, welches auf dem Theorem von Bayes beruht. Im Vergleich zu anderen Methoden hat es hier folgende Vorteile:

- Mehrdimensionale Größen sind möglich.
- Bingrößen für generierte und rekonstruierte Größen sind frei wählbar.
- Weitgehende Stabilität gegenüber der nullten Näherung.
- Es ist möglich, einen zusätzlichen Untergrund zu berücksichtigen (hier nicht verwendet)
- Große Verarbeitungsgeschwindigkeit; sie hängt im Wesentlichen nur von der Bingröße und nicht von der Zahl der Ereignisse ab.

In unserem Fall kann das Theorem von Bayes folgendermaßen formuliert werden:

$$P(E_{\text{true}}|E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}) = \frac{P(E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}|E_{\text{true}}) \cdot P(E_{\text{true}})}{\sum P(E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}|E_{\text{true}}) \cdot P(E_{\text{true}})}$$

$P(E_{\text{true}}|E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}})$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein die Messung $E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}$ hervorrufendes Myon die Energie E_{true} hatte. $P(E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}|E_{\text{true}})$ ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Myon der Energie E_{true} mit den Größen $E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}$ gemessen bzw. rekonstruiert wird. $P(E_{\text{true}})$ ist die Verteilung der Myonenergie. Der Nenner des Ausdrucks ist die Gesamtwahrscheinlichkeit der Messung von $E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}$. Die Matrix $P(E_{\text{rec}},\theta_{\text{rec}}|E_{\text{true}})$ ist aus der Rekonstruktion von Monte-Carlo-Ereignissen bekannt.

Das Programm arbeitet in folgenden Schritten:

1. Erzeugung einer Startverteilung $n_0(E_{\text{true}})$ der generierten Energie. Dies sollte idealerweise auf dem besten Wissen der generierten Energie beruhen. Da hier die korrekte Reproduktion des Energiespektrums untersucht werden sollte, wurde allerdings eine Gleichverteilung gewählt.

Normalisiert ist dies auch der Startwert $P_0(E_{\mathrm{rec}})$ der Wahrscheinlichkeitsverteilung der Myonenergie.

2. Berechnung der aus $P_0(E_{\mathrm{true}})$ resultierenden erwarteten Anzahl von Ereignissen bei jeder Energie

$$n_1(E_{\mathrm{true}}) = \sum n(E_{\mathrm{rec}}, \theta_{\mathrm{rec}}) \cdot P(E_{\mathrm{true}}|E_{\mathrm{rec}}, \theta_{\mathrm{rec}})$$

wobei die Wahrscheinlichkeiten über die oben angegebene Bayessche Formel berechnet werden. Diese wird mit $\sum n_1(E_{\mathrm{true}})$ zu $P(E_{\mathrm{true}})$ normalisiert.

3. χ^2 -Vergleich der Verteilungen $n_0(E_{\mathrm{true}})$ und $n_1(E_{\mathrm{true}})$. Wenn das χ^2 klein genug ist, wird das Programm abgebrochen. Ansonsten wird $n_0(E_{\mathrm{true}})$ mit $n_1(E_{\mathrm{true}})$ und $P_0(E_{\mathrm{true}})$ mit $P_1(E_{\mathrm{true}})$ ersetzt, beide Verteilungen geglättet und die Prozedur – beginnend mit Schritt 2 – wiederholt.

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeiten $P(E_{\mathrm{rec}}, \theta_{\mathrm{rec}}|E_{\mathrm{true}})$ erfolgt mit simulierten Ereignissen. Optimalerweise entspricht deren Spektrum dem „wahren“ Spektrum der Ereignisse; dies hat aber lediglich Einfluss auf die statistischen Fehler der Entfaltung und nicht auf das entfaltete Spektrum selbst. Hier wurde zusätzlich zu atmosphärischen Myonen ein Anteil von 1 % von Myonen mit einem in $\log E_{\mathrm{gen}}$ flachen Spektrum verwendet, da das atmosphärische Myonspektrum keine Myonen mit Energien größer als 40 TeV enthält.

Problematisch ist bei jeder Entfaltungsprozedur die Fehlerrechnung, da die Zahl der Einträge $n(E_{\mathrm{true}})$ bei den einzelnen Bins der entfalteten Größe voneinander abhängen. An dieser Stelle wird auf den in [69] enthaltenen Vorschlag zurückgegriffen und als Fehler in y-Richtung die statistische Fluktuation des einzelnen Bins (ohne Berücksichtigung der Bin-zu-Bin-Fluktuationen) und in x-Richtung die aus der Simulation ermittelte Energieauflösung bezeichnet. Die tatsächlichen, durch die Entfaltung hervorgerufenen Fluktuationen bei fester Energie sind wesentlich größer.

Die Bingröße der entfalteten Energie wurde als 0,67 Größenordnungen gewählt; sie ist damit etwa 50 % größer als die Auflösung der Energierekonstruktion. Damit wurde ein Kompromiss zwischen der Auflösung des entfalteten Spektrums und der dramatischen Verschlechterung des statistisch bedingten

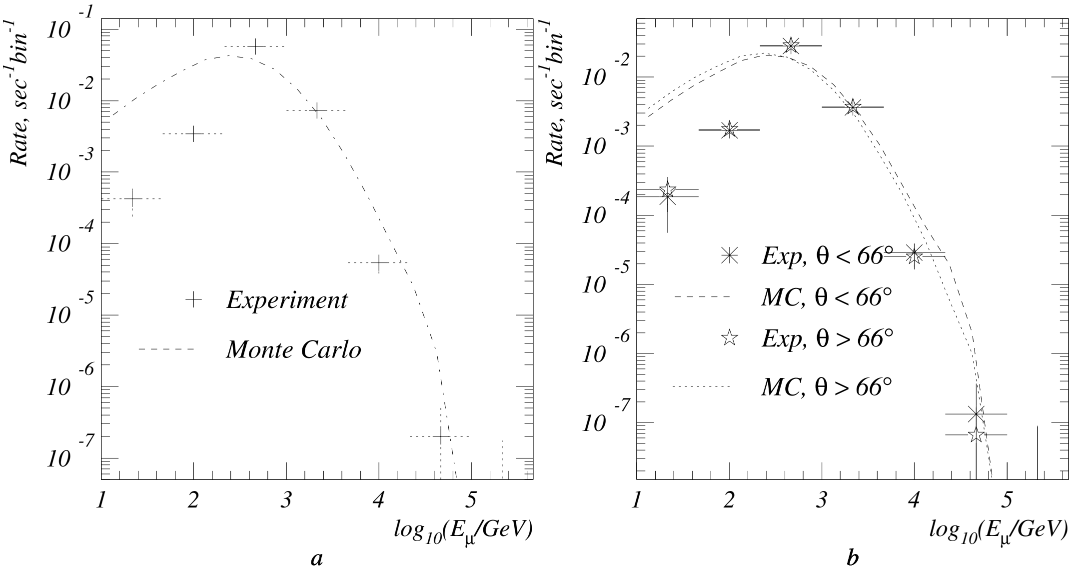

Abbildung 6.11: a) Das entfaltete Myonenergiespektrum für Ereignisse im Zenitwinkelbereich zwischen 60 und 80 Grad. b) Entfaltung der Spuren in begrenzten Zenitwinkelbereichen ($60 < \theta < 66$ und $66 < \theta < 80$).

Fehlers gewählt [20], wobei das Augenmerk auf eine vertretbare Anzahl von Bins zu Ungunsten des statistischen Fehlers gelegt wurde.

Das entfaltete Spektrum ist in Abbildung 6.11 dargestellt. Zu sehen ist die Energieabhängigkeit des Flusses im betrachteten Zenitwinkelbereich, jeweils mit dem von atmosphärischen Myonen erwarteten Spektrum. Für niedrige Energien unterscheidet sich das gemessene Spektrum signifikant von der Erwartung. Wie erwartet, weichen beide Spektren nur nicht voneinander ab. Es ist auch zu sehen, dass die so erhaltenen Grenzen des Flusses hochenergetischer Myonen nicht sehr gut sind; für eine Verbesserung ist jedoch eine erhebliche Vergrößerung der Statistik sowohl der experimentellen Daten als auch der simulierten Ereignisse notwendig. Entscheidender Faktor für eine größere Statistik ist die Verbesserung der Qualität der Simulation atmosphärischer Myonen. Da das verwendete Simulationsprogramm BASIEV vermutlich Ereignisse mit mehr als einem Myon falsch beschreibt, waren hier sehr drastische Schnitte notwendig, um mit guter Sicherheit Ereignisse mit nur einem Myon auszufiltern. Diese Schnitte ließen im Endeffekt nur etwa 2,5 % der rekonstruierten Ereignisse übrig; entsprechend schlecht ist die ermittelte Flussgrenze.

Im Laufe der Zeit ändern sich viele Detektorparameter:

- Es fallen Kanäle zeitweilig oder permanent aus.
- Die Quanteneffektivität der optischen Module ändert sich, siehe Abschnitt 5.2.2.2.
- Die Hochspannungen und damit die Amplitudenkalibration und die Triggerschwellen der Diskriminatoren ändern sich bzw. werden von Hand verändert.
- Die Kalibration des Detektors verändert sich im Laufe der Zeit, die Kalibrationen haben zum Teil unterschiedliche Qualität – je nach Zustand der Elektronik.
- Der Detektor befindet sich in einem natürlichen Umfeld. Dessen Parameter, wie Abschwächungslänge des Wassers, können schwanken. Äußere Ereignisse wie Gewitter können den Detektor – auch dauerhaft – beeinflussen.

In Abbildung 6.12 ist deshalb das entfaltete Energiespektrum für fünf Abschnitte der untersuchten Zeit dargestellt. Organisatorisch fallen diese fünf Abschnitte mit den geschriebenen Datenbändern „Tape 2“ bis „Tape 6“ zusammen. Die Zeitabschnitte unterscheiden sich sowohl in ihrer Dauer als auch in der Zahl der enthaltenen Ereignisse. Die Spektren geben jedoch die Ereignisraten wieder und sind deshalb vergleichbar. Es stellt sich heraus, dass die Unterschiede zwischen den Spektren in der erwarteten Größenordnung liegen. Durch die Entfaltung vergrößert sich der statistische Fehler (der in der Abbildung dargestellt ist) etwa um den Faktor fünf (siehe [20]). Es sind auch keine systematischen Veränderungen erkennbar, die auf eine langfristige zeitliche Instabilität des Detektors schließen lassen würden. Allerdings gilt auch hier, dass die Fehler verhältnismäßig groß sind; eine entsprechende Untersuchung der rekonstruierten Energie aller Myonen bringt aber das gleiche Resultat.

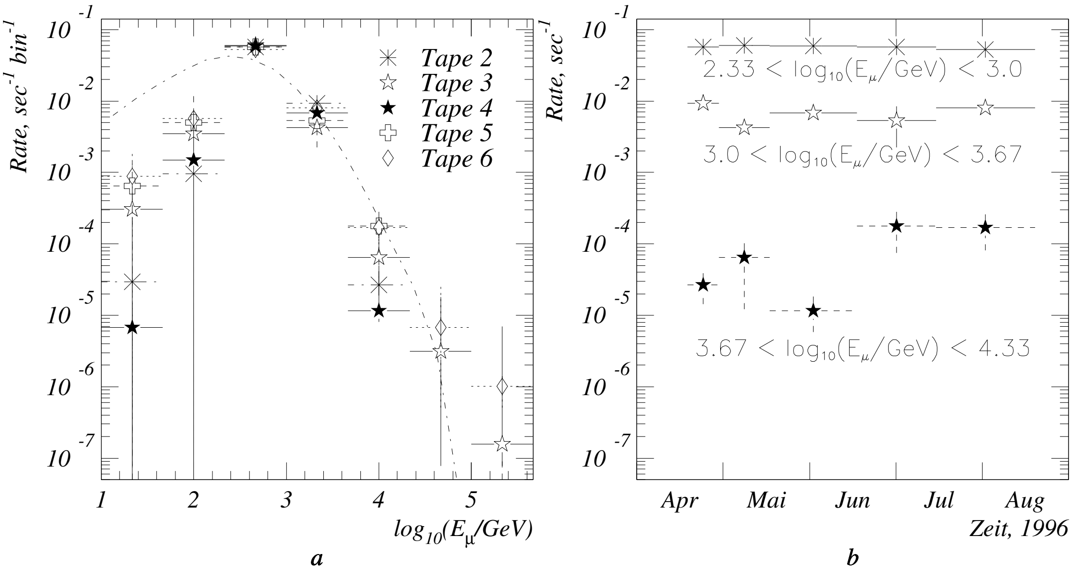

Abbildung 6.12: a) Entfaltete Energiespektren für verschiedene Zeitabschnitte der Messung mit dem NT-96. b) Zeitliche Darstellung der Ereignisraten für diese Intervalle.

6.3 Neutrinos aus dem NT-96

Als abschließendes Anwendungsbeispiel der vorgestellten Energierekonstruktion werden hier die Energie der bisher mit dem NT-96 gefundenen atmosphärischen Neutrinos bestimmt und mit dem erwarteten Spektrum verglichen.

6.3.1 Neutrinoseparation

Bisher gelang eine eindeutige Identifizierung von 12 atmosphärischen Neutrinos mit dem NT-96 [11]. Davon wurden neun mit der klassischen Rekonstruktionsmethode gefunden (räumliche Rekonstruktion der kompletten Spur mit Hilfe der Ankunftszeiten von mindestens fünf Kanälen an mindestens drei Strings), und vier mit einer alternativen Methode, die nach vertikalen Neutrinos aus Neutralino-Annihilationen im Erdzentrum suchen. Ein Neutrinoereignis wurde mit beiden Methoden gefunden. Im Folgenden wird kurz auf die Kriterien eingegangen, mit denen nach beiden Methoden die Neutrinoereignisse gefunden wurden.

Die erste Methode verwendet die in Abschnitt 4.1.1 beschriebene räumliche Rekonstruktion als Ausgangspunkt. Es wurden die folgenden – speziell zur Neutrinosuche entwickelten – Filter angewandt. Als Modell dient hier ein minimal ionisierendes Myon ohne stochastischen Energieverlust.

- Minimale Anzahl von getroffenen Kanälen (neun).
- Mittlere Wahrscheinlichkeit für nicht getroffene Kanäle, kein Signal zu erzeugen, und der getroffenen Kanäle, ein Treffersignal zu erzeugen.
- Korrelation der gemessenen Amplituden zu den mit erwarteten Werten.
- χ^2 der Amplituden basierend auf $\chi_A^2 = \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{hit}}} (A_i - a_i)^2/\sigma_{A_i}^2$
- Minimaler „Hebelarm“ der rekonstruierten Spur (35 Meter): Als „Hebelarm“ wird der weiteste Abstand zwischen den Projektionen der optischen Kanäle auf die rekonstruierte Spur bezeichnet. Dieser Wert beeinflusst die Genauigkeit der Rekonstruktion sowie die Akzeptanz des Detektors, da Myonen mit Zenitwinkeln um den Horizont ausgeschlossen werden.

Es ergibt sich, dass das Verhältnis von neutrinoinduzierten Myonen zu Ereignissen, die fälschlicherweise als Neutrinos rekonstruiert wurden, besser als 1:1 nach dieser Auswahl ist. Bei einem größeren Detektor (wie dem Nachfolger NT-200) verbessert sich dieses Signal-Rausch-Verhältnis noch einmal drastisch.

Da einige Filter auf dem vereinfachten Modell eines nicht-stochastischen, minimal ionisierenden Myons beruhen, unterscheidet sich das Energiespektrum der so ausgewählten Ereignisse stark vom ursprünglichen Neutrinospektrum. Auch die Zenitwinkelverteilung entspricht nicht mehr der ursprünglichen Verteilung neutrinoinduzierter Myonen. In Abbildung 6.13 sind die effektiven Flächen des NT-96 in Abhängigkeit vom Zenitwinkel und von der Energie des Myons gezeigt. Während die effektive Fläche für getriggerte Myonen oberhalb etwa 50 GeV proportional zur Quadratwurzel aus der Energie zunimmt, ändert sich die effektive Fläche der nach den Qualitätskriterien verbleibenden

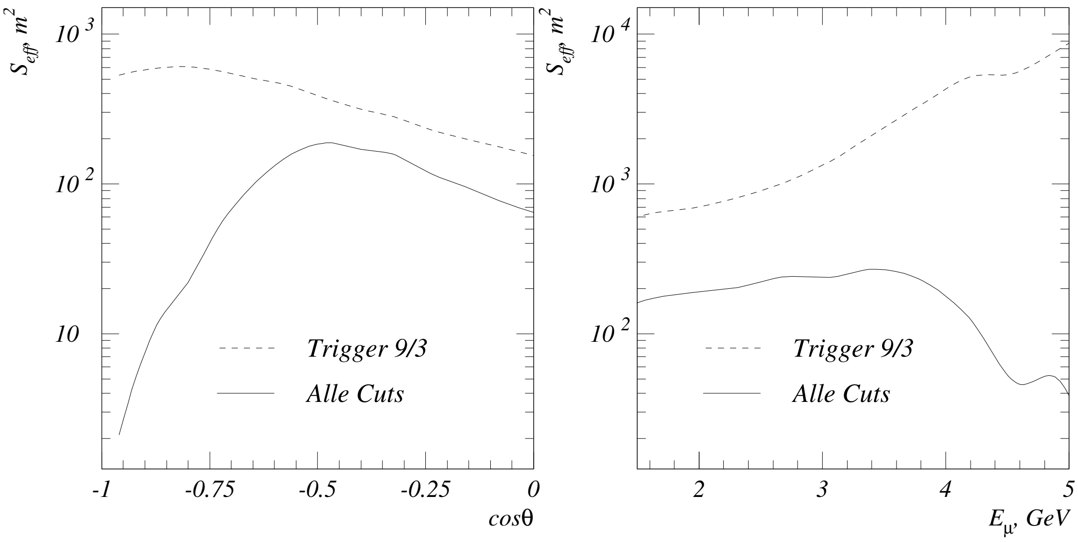

Abbildung 6.13: a) Zenitwinkelabhängigkeit der effektiven Fläche des NT-96 für voll rekonstruierte Myonen mit einem Zenitwinkel größer als 90 Grad (Simulation). b) Effektive Fläche des Detektors in Abhängigkeit von der Myonenergie für neutrinoinduzierte Myonen (Simulation).

Myonen nur wenig. Eine Anpassung der Qualitätskriterien an hochenergetische Myonen kann hier noch Verbesserungen bewirken.

Die zweite Methode wurde entwickelt, um primär nach fast senkrechten Myonen zu suchen [11]. Solche Ereignisse werden bei Neutralino-Annihilationen im Zentrum der Erde erwartet. Natürlich gibt es auch Myonen aus atmosphärischen Neutrinos, die fast senkrechte Spuren besitzen.

Im Unterschied zur ersten Methode findet hier keine vollständige räumliche Rekonstruktion der Myonspur statt. Stattdessen werden mit einigen Kriterien Ereignisse mit einer speziellen Signatur gesucht:

- Mindestens vier der sechs Kanäle eines Strings müssen angesprochen haben.
- Die Ereignislänge („Hebelarm“) darf einen bestimmten Wert nicht unterschreiten.

- Die Differenzen der gemessenen Ankunftszeit des Lichts an jedem einzelnen String muss kompatibel zu einem vertikal hochlaufenden Teilchen sein.
- Die maximale Amplitude jedes Kanals darf einen bestimmten Wert nicht übersteigen.
- Der amplitudengewichtete Schwerpunkt der getroffenen Kanäle darf nicht am unteren Ende des Detektors liegen.
- Die Zeitdifferenzen an verschiedenen Strings müssen ebenfalls einem vertikal nach oben laufenden Teilchen entsprechen.
- Die Zeitdifferenz zwischen dem untersten und obersten Hit muss größer als ein bestimmter minimaler Wert sein.

Abbildung 6.13 zeigt auch für diese Kriterien die Abhängigkeit der effektiven Fläche vom Zenitwinkel und der Energie.

Obwohl eine vollständige Spurrekonstruktion nicht möglich ist, lassen sich den mit dieser Methode ausgewählten Ereignissen wahrscheinliche Spuren zuordnen. Diese Zuordnung ist nicht immer eindeutig, die Mehrdeutigkeiten beziehen sich jedoch auf Symmetrien in der Messung (beispielsweise Spiegelsymmetrie bei Ereignissen mit nur zwei getroffenen Strings), sie beeinflussen jedoch nicht die Abstände und Orientierungen der einzelnen Photomultiplier zu der rekonstruierten Spur. Eine Energierekonstruktion dieser Ereignisse ist deshalb möglich.

6.3.2 Energierekonstruktion der neutrinoinduzierten Myonen

Für die gefundenen Myonen wurde mit der in dieser Arbeit vorgestellten Rekonstruktionsmethode die Energie bestimmt. In der Tabelle 6.2 sind wesentliche Parameter der gefundenen Neutrinos angegeben.

Die rekonstruierte Energie ist in Abbildung 6.14 im Vergleich zum erwarteten Spektrum der rekonstruierten Energie dargestellt. Die rekonstruierte Energie der Myonen stellt keinen Widerspruch zu diesem Spektrum dar. Leider ist die vorhandene Statistik von neutrinoinduzierten Myonen bei weitem nicht

Run	Ereignis	Datum	Zeit	n_{ch}	n_{str}	R	θ_{rec}	ϕ_{rec}	χ^2_t	E_{rec}
		UTC				m	Grad	Grad		TeV
Volle Rekonstruktion										
80	514008	17.04.1996	09:00:21	14	4	10,9	135	232	0,32	2,82
(*) 86	305402	18.04.1996	19:18:28	19	4	2,1	152	254	0,44	4,87
105	253589	24.04.1996	15:34:08	10	3	8,1	120	156	0,28	2,25
117	422976	29.04.1996	02:57:20	16	4	7,5	145	269	1,2	2,07
158	159950	12.05.1996	12:13:18	11	4	13,4	122	128	2,1	7,07
209	193156	02.06.1996	17:49:10	9	4	8,6	139	205	0,53	0,96
336	72215	06.07.1996	12:21:45	9	3	6,7	133	217	0,28	0,83
484	265718	14.08.1996	09:48:25	11	4	5,4	137	230	0,97	2,41
542	302834	27.08.1996	22:00:17	9	4	10,7	125	232	1,3	1,98
Neutralinosuche										
(*) 86	305402	18.04.1996	19:18:28	19	4	2,1	152	254	0,44	4,87
159	241818	13.05.1996	00:42:21	10	3	14,0	161	338	0,02	4,33
379	308044	15.07.1996	20:49:30	10	2	14,9	162	17	0,15	3,08
394	384532	20.07.1996	00:20:32	7	2	9,3	170	271	0,43	0,15

Tabelle 6.2: Rekonstruierte Energie der mit dem NT-96 gefundenen Neutrinokandidaten. Das mit einem Stern gekennzeichnete Ereignis aus Run 86 ist in beiden Mengen enthalten. Bei Mehrfachlösungen bei der räumlichen Rekonstruktion (Azimut) wurde eine mögliche angegeben.

ausreichend für die Bestimmung eines Spektrums. Es lässt sich lediglich eine obere Grenze für den Fluss hochenergetischer Neutrinos (mit einer Energie $> 10\,\text{TeV}$) angeben, der im Folgenden berechnet wird.

Aus der Tatsache, dass oberhalb von 10 TeV keine neutrinoinduzierten Myonen beobachtet wurden, ergibt sich bei 90 % Konfidenzniveau eine obere Grenze für die mittlere Anzahl von 2,3 Ereignissen in diesem Zeitraum, was einer maximalen Ereignisrate von $N_d = 6 \cdot 10^{-8}\,\text{sr}^{-1}\text{s}^{-1}$ im NT-96 entspricht. Die effektive Fläche des Detektors beträgt $S_{\text{eff}} = 2 \cdot 10^6\,\text{cm}^2$ bei einer Myonenergie $E_\mu = 10\,\text{TeV}$ und nimmt aufgrund der auf atmosphärischen Neutrinos ausgerichteten Filter bei höheren Energien umgekehrt proportional zur Myonenergie ab.

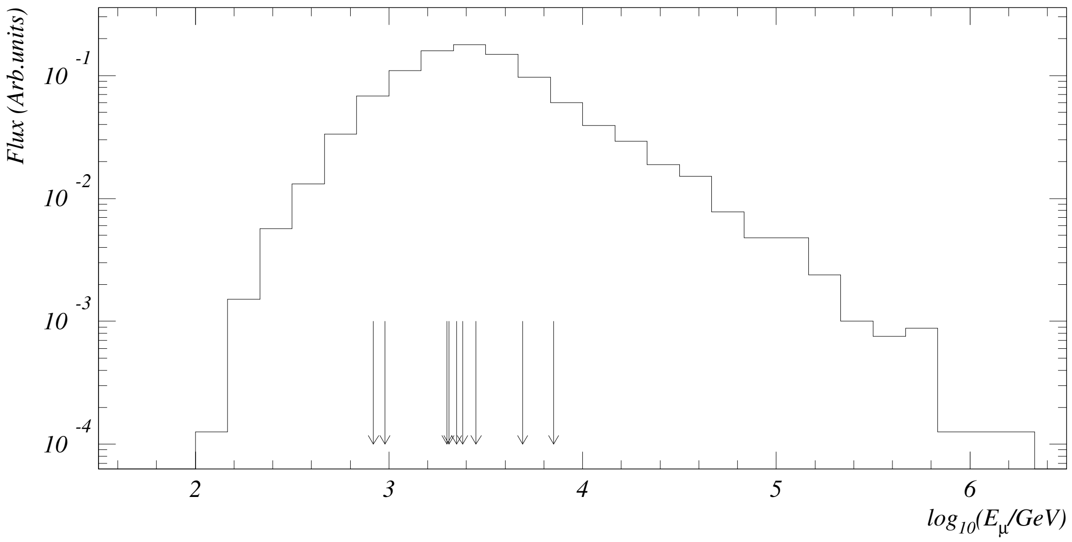

Abbildung 6.14: Rekonstruierte Energie der mit dem NT-96 gefundenen neutrinoinduzierten Myonen (volle Rekonstruktion). Im Vergleich ist das erwartete rekonstruierte Energiespektrum gezeigt.

Die weitere Rechnung folgt im Wesentlichen der Herleitung in [33], wobei hier zusätzlich die Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche des Detektors berücksichtigt wird.

Bei hochenergetischen Myonen wächst der Energieverlust linear zur Myonenergie, also

$$-\frac{dE_\mu}{dx} = a + bE_\mu$$

woraus für die Reichweite eines Myons mit der Energie E_μ die Beziehung

$$R(E_\mu) = \frac{1}{b} \ln \frac{a + bE_\mu}{a + bE_\mu^{\min}}$$

folgt. a und b sind näherungsweise konstant und können mit $a = 2,0 \cdot 10^{-3}\,\text{GeV}\,\text{cm}^{-1}$ und $b = 3,9 \cdot 10^{-6}\,\text{cm}^{-1}$ angesetzt werden. Für Myonenergien oberhalb der hier gesetzten Energieschwelle $E_\mu^{\min} = 10\,\text{TeV}$ im Detektor ist die Größe a vernachlässigbar und die Reichweitenbeziehung vereinfacht sich zu

$$R(E_\mu) \approx \frac{1}{b} \ln \frac{E_\mu}{E_\mu^{\min}}$$

Das effektive Volumen des Detektors für den Nachweis eines neutrinoinduzierten Myons, das mit der Energie E_μ erzeugt wurde, ergibt sich durch die Gleichung

$$V_{\text{eff}}(E_\mu) = \int_0^R S_{\text{eff}}(E_\mu(x))dx$$

wobei $E_\mu(x) \approx E_\mu \cdot e^{-bx}$ die Energie des Myons in der Entfernung x von seinem Entstehungsort ist. Einsetzen dieser Beziehung sowie der Energieabhängigkeit der effektiven Fläche des NT-96 ($S_{\text{eff}}(E_\mu) = S_0 \cdot E_\mu^{\min}/E_\mu$ für Myonenergien größer als 10TeV, siehe Abschnitt 6.3.1) ergibt

$$V_{\text{eff}}(E_\mu) = S_0 \cdot \frac{1}{b} \cdot \left(1 - \frac{E_\mu^{\min}}{E_\mu}\right)$$

Für Myonenergien deutlich oberhalb der Schwelle von 10 TeV nähert sich das effektive Volumen also einem konstanten Wert von $V_{\text{eff}} = 5 \cdot 10^{11}\ cm^3$.

Die Rate der registrierten Myonen oberhalb der Schwelle ergibt sich aus der Gleichung

$$N_d = \int V_{\text{eff}}(E_\mu) \cdot \sigma_{cc}(E_\nu) \cdot \Phi_\nu(E_\nu) \cdot A(E_\nu) dE_\nu$$

$\sigma_{cc}(E_\nu)$ ist der totale Wirkungsquerschnitt des geladenen Stroms für Neutrinos bei einer bestimmten Neutrinoenergie. Vereinfacht wird hier die Stochastik der geladenen Wechselwirkung vernachlässigt und direkt $E_\mu = \langle y_{cc}(E_\nu) \rangle \cdot E_\nu$ gesetzt. Der mittlere Inelastizitätsparameter der geladenen Wechselwirkung beträgt $\langle y_{cc} \rangle = 0,25 - 0,4$ für Neutrinoenergien im Bereich von 30 TeV bis 30 PeV.

Die Abschattung der Neutrinos durch die Erde wird durch den Faktor $A(E_\nu)$ beschrieben, wobei

$$A(E_\nu) = \int_{-1}^{0} d\cos\theta \frac{S_{\text{eff}}(\cos\theta, E_\mu)}{S_{\text{eff}}(E_\mu)} \cdot e^{-\frac{z(\cos\theta)}{\mathcal{L}(E_\nu)}}$$

gilt. $S_{\text{eff}}(\cos\theta, E_\mu)/S_{\text{eff}}(E_\mu)$ ist hier die die normierte Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche des Detektors. $\mathcal{L}(E_\nu)$ ist die Wechselwirkungslänge der Neutrinos und $z(\cos\theta)$ ist die Erddicke (jeweils in Zentimetern Wasseräquivalent).

θ ist der Zenitwinkel des registrierten Myons ($90 < \theta < 180°$ für die neutrinoinduzierten Myonen). Die Zenitwinkelabhängigkeit der Erddicke wurde ebenfalls [34] entnommen und basiert auf dem in [30] vorgestellten Modell der Aufbaus des Erdinnern.

Setzt man für den Fluss extraterrestrischer Neutrinos ein Potenzspektrum $\Phi(E_\nu) = \Phi_0 \cdot E_\nu^{-\gamma}$ mit einem Spektralindex $\gamma = 2$, ergibt sich durch Einsetzen eine obere Grenze für den Fluss astrophysikalischer Neutrinos

$$\Phi_0 = \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \cdot E^2 = 1,7 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sr}^{-1}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{GeV}$$

AMANDA ist in der Lage, ein Limit für die obere Grenze des Flussen zu ermitteln, das etwa eine Größenordung unterhalb des hier ermittelten liegt [3]. Allerdings besitzt der Detektor AMANDA B-10 mit etwa $20000\,\mathrm{m}^2$ bei der Energie von 1 TeV die zwanzigfache effektive Triggerfläche des Detektors Baikal NT-96 und die doppelte effektive Lebensdauer (138 Tage bei Amanda-B10 gegenüber 70 Tagen bei Baikal NT-96). Das bisher für das NT-96 ermittelte Limit [13] liegt bei $1,4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sr}^{-1}\mathrm{s}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{GeV}$ und damit etwas unterhalb dem hier gefundenen. In [13] ging es allerdings nicht um die klare Identifikation von neutrinoinduzierten Ereignissen, sondern lediglich um die Ableitung einer oberen Grenze. Daher fehlten dort die Qualitätsfilter, die in der vorliegenden Analyse einerseits eine klare Neutrinoseparation ermöglichen, andererseits aber hochenergetische Myonen systematisch unterdrücken. Die Filteralgorithmen wurden hier nicht an hochenergetische Ereignisse angepasst und die effektive Fläche für hochenergetische Myonen ist relativ gering im Vergleich zur Triggerfläche ist: bereits bei $E_\mu = 10\,\mathrm{TeV}$ erfüllen nur 4 % aller getriggerten Myonen (mindestens 9 angesprochene Kanäle) die Filterbedingungen; bei 30 TeV sogar weniger als 1 %. Bei einer Optimierung der Filter ist darum ein wesentlich besseres Resultat zu erwarten.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Methode entwickelt, die Energie von hochenergetischen Myonen, die in Unterwasserteleskopen registriert werden, zu bestimmen. Als Detektor wurde hier das Neutrinoteleskop NT-96 verwendet, das 1996 im Baikalsee installiert wurde. Die Methode basiert im Gegensatz zu den bisherigen Ansätzen nicht auf einer einfachen Parametrisierung von Messgrößen mit einem Detektorsimulationsprogramm, sondern auf einer möglichst genauen Analyse und Tabellierung der im Detektor ablaufenden Prozesse. Dadurch ist es möglich, das Verfahren einfach an andere Detektoren gleichen Prinzips (Antares, Nestor) anzupassen, sowie den Einfluss einzelner Parameter des Detektors auf die Rekonstruktion der Energie zu untersuchen. Viele Parameter (wie die Abschwächungslänge des Cherenkovlichts im Wasser) sind bei der Rekonstruktion frei wählbar und können so schnell veränderten Bedingungen angepasst werden.

Die erreichbare Genauigkeit der Energierekonstruktion im NT-96 beträgt für Myonenergien größer als 3 TeV etwa 0,4 bis 0,5 Größenordnungen. Dieser Wert wird bestimmt durch die Stochastik der Energieverlustprozesse beim Durchgang des Myons durch den Detektor und kann auch durch spezielle Filter nicht weiter verringert werden. Demgegenüber spielt die begrenzte Genauigkeit der Detektorparameter eine untergeordnete Rolle. Den größten Einfluss hier hat noch die Abschwächungslänge des Cherenkovlichts im Wasser, deren jährliche Schwankung um 10 % einen Fehler in der Energiebestimmung von 0,15–0,2 Größenordnungen hervorruft. Eine grundlegende Verbesserung der Auflösung ist jedoch nur mit weitaus größeren Detektoren zu erwarten, wie einer beispielsweise als Nachfolger des Amanda-Projektes am Südpol geplant ist.

Die Kalibration des Detektors NT-96 wurde im Hinblick auf für die Energierekonstruktion relevante Parameter überprüft. Die Kalibration der Zeitmessungen geht nur indirekt über ihren Einfluss auf die Rekonstruktion der Myonspur in die Energierekonstruktion ein. Da eine gute räumliche Rekonstruktion aber grundlegend für die Rekonstruktion der Energie ist, wurde eine Korrektur der Kalibration aufgrund der Daten atmosphärischer Myonen durchgeführt. Trotzdem können noch nicht alle Differenzen zwischen den experimentellen Daten und der Rekonstruktion simulierter atmosphärischer Myonen ausgeräumt werden. Die vermutliche Ursache liegt im verwendeten Simulationsprogramm zur Erzeugung der atmosphärischen Myonen aus der primären kosmischen Strahlung (BASIEV).

Allerdings entsprechen die Verteilungen des registrierten Lichtes im NT-96 den Erwartungen, wenn eine Korrektur der Kalibration entsprechend der Simulation atmosphärischer Myonen durchgeführt wird. Da die registrierte Lichtmenge jedoch wichtigste Eingangsgröße bei der Rekonstruktion der Energie ist, wurde diese Korrektur nicht durchgeführt, sondern diente lediglich der Abschätzung des durch die Kalibration entstehenden Fehlers. Dieser Fehler ist für Myonenergien größer als 1 TeV nicht messbar.

Das rekonstruierte Spektrum atmosphärischer Myonen weicht für rekonstruierte Energien größer als 1 TeV nur unwesentlich von dem aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten ab. Abweichungen ergeben sich im Energiebereich unter einem TeV sowie bei der Rekonstruktion von Multi-Myon-Ereignissen. Dies stützt die Vermutung, dass die Simulation der atmosphärischen Myonen in bestimmten Bereichen (Ereignisse mit mehr als einem Myon) fehlerhaft ist.

Das rekonstruierte Myonspektrum wurde mit Hilfe der aus der Monte-Carlo-Simulation erhaltenen Fehlermatrix entfaltet. Bedingt durch die relativ großen Fehler in der Energierekonstruktion ergeben sich starke statistische Fluktuationen im entfalteten Energiespektrum. Jedoch stimmt der entfaltete rekonstruierte Fluss atmosphärischer Myonen im Energiebereich $> 1\,\mathrm{TeV}$ mit dem erwarteten überein. Für derartige Myonen wurde die Zeitabhängigkeit des Flusses untersucht; es ergibt sich keine statistisch signifikante Veränderung des Flusses von Myonen verschiedener Energien im Verlaufe von 100 Tagen der Datennahme im Jahre 1996.

Als abschließende Anwendung wurde die Energie der zwölf Ereignisse rekonstruiert, die mit einer großen Wahrscheinlichkeit aus Neutrinowechselwirkungen stammen. Die Verteilung der rekonstruierten Energie dieser Ereignisse ist mit der rekonstruierten Energie simulierter Myonen aus der Wechselwirkung atmosphärischer Neutrinos verträglich. Aus dem Fehlen von Ereignissen mit Energien höher als 10 TeV lässt sich eine obere Grenze für den Fluss hochenergetischer Neutrinos ableiten. Unter der Annahme eines Spektralindixes von $\gamma = 2$ beträgt die obere Grenze des Flusses $E^2 \cdot d\Phi_\nu/dE = 1,7 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}GeV}$ bei einem Konfidenzniveau von 90 % und liegt damit in etwas oberhalb des mit alternativen Methoden gewonnenen Grenzwerts für den gleichen Detektor. Ursache für die etwas schlechtere obere Grenze ist die Tatsache, dass die Filter auf die Separation von atmosphärischen, niederenergetischen Neutrinos optimiert wurden.

Mit einer Optimierung der Neutrinofilter auf hochenergetische Myonereignisse ist eine deutliche Verbesserung dieser Grenze zu erwarten.

Anhang A

Vergleich mit der Myon- und Detektorsimulation DADA

Ursprünglich wurde als Basis der in dieser Arbeit vorgestellten Energierekonstruktion das Programm DADA [68] verwendet. Die Herstellung der Amplitudentabellen (siehe Abschnitt 4.2.2) erfolgte im Wesentlichen in den gleichen Schritten. Beim Vergleich der Verteilung der rekonstruierten Energien in den experimentellen Daten ergeben sich jedoch deutliche Unterschiede zur Simulation. Abbildung A.1a zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energie im Vergleich von Daten und Simulation, analog zu Abbildung 6.3. Die Abweichungen – gerade bei hohen Energien ($E_{\mathrm{rec}} > 3\,\mathrm{TeV}$) betragen hier bis zu einem Faktor zwei, gegenüber einem maximalen Unterschied von 10 % bei Verwendung der Standardsimulation. Außerdem kann DADA keine Ereignisse mit mehr als 100 TeV Myonenergie erzeugen. Da die Rekonstruktion prinzipiell nur im tabellierbaren Bereich erfolgt, ist das Spektrum der rekonstruierten Myonen auf das Intervall 50 GeV bis 100 TeV beschränkt (die mit MUSIC erzeugten Tabellen reichen bis etwa 3 PeV). Vergleicht man von DADA simulierte Ereignisse mit auf der Basis der „neuen" (mit der Standardsimulation erzeugten) rekonstruierten experimentellen Daten, ergibt sich eine noch weitaus größere Diskrepanz (siehe Abbildung A.1b). Eine Untersuchung spezieller Myonklassen analog den beiden vorigen Abschnitten (Zenitwinkel, Abstand, Multiplizität) zeigt ergibt keinerlei Abhängigkeit der Unterschiede von anderen Myonparametern. Damit ist DADA leider für den Test der Myonenergierekonstruktion nicht verwendbar. Eine mögliche Ursache ist die inkorrekte

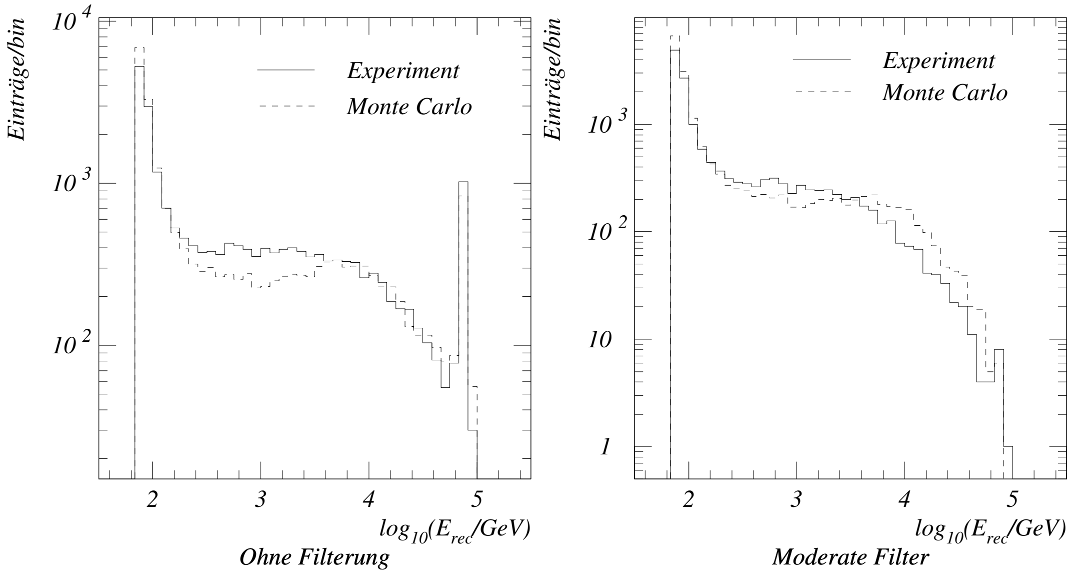

Abbildung A.1: Rekonstruierte Energie von Ereignissen des Runs J0096 vom 16. April 1996 im Vergleich mit der gleichen Anzahl von Monte-Carlo-Ereignissen (DADA). a) Ohne Filterung. b) einfache Qualitätsfilter.

Beschreibung der Energieverlustprozesse in GEANT (das die Erzeugung der sekundären Schauer simuliert), wie auch in Abschnitt 4.2.3 beschrieben. Da DADA jedoch andererseits andere Detektorparameter (Zeitdifferenzen, Ereignisraten) ausreichend beschreibt [68] ist der Grund für die Unterschiede wahrscheinlich weitaus komplexer.

Anhang B

Tabellen

B.1 Kalibration

B.1.1 Bei der Simulation verwendete Quanteneffektivitäten

Kanal	Quanten-effektivität aus [16]		Trigger-schwelle aus [16]		Vereinfachte Quanteneffektivität	Rekonstruierte Quanteneffektivität
1	22,9	16,8	0,39	0,17	16,3	15,9
2	19,8	15,1	0,22	0,43	14,1	15,3
3	19,4	20,5	0,26	0,65	15,3	14,9
4	21,1	22,4	0,38	0,56	16.7	16,7
5	24,1	18,1	0,48	0,37	16,4	17,0
6	16,8	13,4	0,74	0,56	10,4	10,3
7	17,2	19,4	0,56	0,52	13,5	13,7
8	20,3	19,8	0,37	0,46	15,8	15,5
9	15,5	19,0	0,38	0,37	13,8	13,5
10	19,0	15,1	0,43	0,05	14,3	13,8
11	16,8	19,8	0,28	0,55	14,3	14,3
12	21,1	15,1	0,26	0,25	15,0	16,2
13	15,5	14,7	0,64	0,55	10,8	11,5
14	18,5	13,0	0,27	0,70	11,4	12,5
15	21,1	15,1	0,55	0,43	13,5	13,5
16	18,5	22,0	0,14	0,25	17,4	17,8

Kanal	Quanten-effektivität aus [16]		Trigger-schwelle aus [16]		Vereinfachte Quanteneffektivität	Rekonstruierte Quanteneffektivität
17	23,3	23,7	0,53	0,65	16,9	17,9
18	15,5	15,1	0,44	0,44	11,9	12,5
19	22,0	16,0	0,51	0,29	14,9	15,9
20	20,9	16,0	0,76	0,58	12,5	12,6
21	16,0	23,3	0,30	0,30	15,9	16,3
22	12,9	18,1	0,42	0,10	12,6	13,0
23	16,0	18,5	0,47	0,71	12,3	12,0
24	18,5	18,5	0,16	0,65	14,4	16,6
25	16,4	22,9	0,78	0,44	13,4	13,4
26	24,6	22,0	0,60	0,49	17,2	18,9
27	20,3	20,7	0,60	0,74	14,0	13,9
28	18,5	21,1	0,59	0,62	14,1	14,1
29	17,9	24,6	0,66	0,45	15,2	15,2
30	16,0	16,4	0,23	0,45	13,2	13,2
31	20,0	19,0	0,46	0,40	15,3	15,2
32	20,9	18,5	0,50	0,61	14,4	14,7
33	16,0	19,0	0,56	0,27	13,6	13,6
34	23,3	15,5	0,62	0,62	13,3	13,7
35	19,8	13,0	0,70	0,69	10,7	10,5
36	18,5	16,4	0,63	0,32	13,3	15,5
37	0,0	0,0	0,30	0,30	0,0	0,0
38	19,4	22,9	3,50	5,50	0,7	0,0
39	21,1	22,4	3,00	8,77	0,9	0,0
40	24,1	15,5	0,55	0,65	13,6	14,4
41	16,8	21,1	0,58	0,29	14,5	15,0
42	22,0	19,0	0,23	0,20	17,5	18,6
43	16,8	15,1	0,45	0,51	12,2	12,2
44	16,0	17,2	0,41	0,41	13,1	12,9
45	22,4	22,0	0,57	0,56	16,2	17,0
46	23,7	20,3	0,45	0,35	17,4	17,8
47	21,6	18,5	0,61	0,23	15,6	15,4
48	16,4	18,1	0,06	0,57	13,9	15,4

B.1.2 Experimentell ermittelte Quanteneffektivitäten

Run	79	123	172	206	248	299	379	440	487	550
Datum	16.4.	1.5.	15.5.	1.6.	15.6.	1.7.	15.7.	1.8.	15.8.	28.8.
Tag	1	16	30	47	61	77	91	108	122	135
1	10,7	11,9	12,7	11,1	12,3	13,2	14,3	11,4	11,1	15,2
2	18,3	19,3	16,1	14,3	10,9	10,8	10,8	9,4	8,3	4,9
3	14,9	14,7	13,6	13,0	13,2	16,1	16,0	13,1	13,1	13,2
4	15,9	16,7	14,6	15,3	14,7	16,3	16,2	15,9	18,2	18,9
5	16,0	17,7	15,6	14,7	14,7	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
6	12,2	13,2	11,7	9,8	10,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
7	15,9	18,6	15,2	13,7	15,7	16,3	15,2	15,2	16,8	17,2
8	17,8	17,9	18,1	16,0	15,8	16,2	15,5	15,9	18,3	17,4
9	15,2	15,0	12,5	15,0	15,4	15,2	16,7	15,3	15,7	15,0
10	12,6	14,1	0,0	11,2	13,0	12,3	11,4	15,5	14,6	13,7
11	18,8	16,5	14,5	11,6	10,2	8,4	7,9	6,1	4,8	3,7
12	11,6	12,2	12,5	15,5	13,3	16,8	16,0	9,9	12,1	17,3
13	9,5	9,3	8,9	8,8	10,7	11,0	10,7	11,1	10,4	12,6
14	14,8	14,3	12,6	10,5	9,2	8,5	8,4	7,6	5,7	5,5
15	11,5	10,5	12,5	9,3	9,7	8,6	11,6	11,2	10,5	8,2
16	15,1	16,6	14,0	16,2	17,0	17,3	16,9	18,5	17,4	17,4
17	10,1	10,8	9,2	8,8	8,8	9,8	9,7	10,0	9,4	10,5
18	14,6	12,8	12,0	12,3	10,2	9,9	1,3	1,1	1,0	0,0
19	13,4	13,2	13,5	12,5	14,6	14,2	13,9	12,7	14,6	14,4
20	11,8	11,4	11,4	10,3	10,9	10,8	11,0	10,3	11,9	11,2
21	12,2	12,4	13,8	13,2	13,0	12,5	13,2	13,4	14,5	14,7
22	12,4	13,4	14,2	13,7	12,7	12,6	18,9	15,2	15,8	14,7
23	21,0	18,1	16,4	12,7	10,7	10,2	9,0	7,5	5,7	4,4
24	13,0	31,4	34,9	16,0	21,3	19,4	14,0	19,0	9,4	17,0
25	5,6	5,8	5,5	5,2	5,5	5,3	5,6	6,0	5,5	5,0
26	14,7	14,6	11,9	10,3	9,1	8,4	7,0	5,9	5,4	4,2
27	14,5	15,5	15,4	13,8	13,5	14,2	11,9	13,1	14,3	13,6
28	15,1	18,6	17,4	15,6	16,4	16,6	16,5	16,6	17,4	16,4
29	14,6	14,8	12,8	11,4	12,3	13,5	12,9	12,1	13,2	13,0
30	18,2	19,9	18,3	18,0	18,9	19,5	18,7	17,2	19,0	19,3
31	14,0	15,9	14,7	13,2	0,0	0,0	8,0	7,5	8,0	8,6

Run	79	123	172	206	248	299	379	440	487	550
Datum	16.4.	1.5.	15.5.	1.6.	15.6.	1.7.	15.7.	1.8.	15.8.	28.8.
Tag	1	16	30	47	61	77	91	108	122	135
32	9,7	12,9	12,3	11,6	11,6	12,0	11,2	12,1	11,6	11,8
33	11,6	11,0	10,4	11,5	10,6	10,6	13,1	9,7	10,9	12,5
34	10,2	10,7	11,7	12,3	12,7	13,2	13,5	12,1	12,1	12,7
35	13,1	11,3	9,7	8,4	7,3	6,0	5,8	4,7	4,0	3,3
36	17,5	18,5	19,0	20,0	19,2	20,5	21,3	22,8	22,6	22,7
37	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
38	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
39	2,4	2,1	0,0	2,6	2,6	2,7	4,8	5,6	0,0	0,0
40	17,4	13,8	6,5	14,8	17,1	18,1	14,9	19,1	0,0	0,0
41	7,2	9,6	8,3	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
42	15,2	14,4	14,2	14,2	14,5	15,1	15,9	1,9	0,0	0,0
43	14,2	13,9	13,2	13,0	13,5	13,6	13,7	14,3	14,8	14,4
44	13,9	14,0	13,3	13,3	13,1	12,6	13,4	10,7	11,6	12,0
45	14,0	14,7	13,7	14,6	13,3	15,1	14,6	16,3	14,4	15,3
46	17,1	16,6	16,7	16,8	18,1	18,5	20,3	20,1	21,8	21,1
47	13,9	12,9	11,8	12,9	11,6	9,8	10,3	10,2	11,0	11,2
48	16,3	19,5	18,9	0,0	17,2	5,4	0,0	1,6	0,0	0,0

B.1.3 Korrekturen des Kalibrationskoeffizienten und des Pedestals für die Amplituden

Kanal	OM	β_A		Pedestal	
	im Kanal	gemessen I0079	korrigiert	gemessen I0079	korrigiert
1	1	1,29	1,41	41,64	41,0
2	1	0,75	0,81	41,63	41,8
3	1	0,88	0,92	19,78	19,6
4	2	1,09	1,26	30,97	31,1
5	1	1,38	1,44	52,64	52,9
6	2	1,07	1,41	51,88	50,8
7	1	0,69	1,04	67,84	66,9

Kanal	OM im Kanal	β_A gemessen I0079	β_A korrigiert	Pedestal gemessen I0079	Pedestal korrigiert
8	2	1,17	1,16	122,54	124,3
9	2	0,82	0,94	37,58	34,7
10	1	0,83	0,95	41,72	38,6
11	1	1,31	1,48	23,37	23,7
12	2	1,30	1,20	23,06	27,4
13	2	1,77	2,16	40,57	43,1
14	2	1,37	1,58	34,53	32,1
15	1	1,86	1,58	33,53	35,3
16	2	1,54	1,55	44,47	46,2
17	2	1,39	1,49	30,41	33,0
18	2	1,26	1,61	21,32	19,3
19	2	0,94	0,91	48,49	48,7
20	2	0,51	0,62	64,21	64,6
21	2	1,00	2,76	51,30	61,1
22	2	0,85	0,95	48,00	47,8
23	2	0,62	0,78	36,53	34,8
24	2	1,19	2,34	30,88	38,4
25	2	0,94	0,93	30,90	28,1
26	1	2,69	2,47	23,64	25,7
27	2	0,66	0,96	37,15	37,4
28	2	1,68	1,75	33,06	28,6
29	2	1,06	1,46	31,80	29,1
30	1	0,92	0,89	34,69	34,4
31	1	1,44	1,87	43,98	42,0
32	1	1,47	1,57	35,01	34,0
33	1	1,41	1,49	31,46	31,5
34	1	1,57	1,57	22,62	22,6
35	1	3,28	3,94	43,84	45,6
36	1	0,98	1,33	34,40	31,6
37	2	0,00	0,00	0,00	0,00
38	2	0,11	0,00	41,24	0,00
39	2	3,08	3,30	18,19	16,3

Kanal	OM im Kanal	β_A gemessen I0079	β_A korrigiert	Pedestal gemessen I0079	Pedestal korrigiert
40	1	0,88	1,09	23,32	23,9
41	1	1,34	1,17	21,48	20,1
42	2	1,79	1,84	22,47	23,2
43	1	1,78	1,92	26,03	25,7
44	2	1,07	1,34	48,09	46,7
45	1	1,11	1,21	38,34	37,0
46	2	1,10	1,39	43,85	43,5
47	1	1,18	1,49	48,12	47,7
48	2	0,91	1,23	29,12	28,4

Anhang C

Glossar

AGN Active Galactic Nucleus, Zentrum einer aktiven Galaxie, mögliche Quelle hochenergetischer kosmischer Strahlung.

AMANDA Antarctic Muon And Neutrino Detector Array, ein Myonteleskop in der Antarktis.

CERN Europäisches Kernforschungszentrum in Genf.

Event Registriertes oder simuliertes Ereignis.

GPS Global Positioning System, ein Satellitennavigationssystem.

HV Hochspannung.

Kanal Elementare Messeinheit, bei Baikal bestehend aus zwei optischen Modulen.

LED Lichtemittierende Diode.

OM Optischer Modul.

PMT Photoelektronenvervielfacher.

Run Zusammenhängende Datennahmeperiode des Detektors.

String Eine Anzahl vor Unterwassermodulen, die an einer senkrechten Stahltrosse befestigt sind.

Svjaska Zusammenfassung von vier optischen Modulen (2 Kanälen) im Baikal-Experiment.

Anhang D

Die Baikal-Kollaboration 1996

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences (Moscow, Russia): V. A. Balkanov, L. B. Bezrukov, I. A. Danilchenko, Zh.-A. M. Djilkibaev, G. V. Domogatsky, A. A. Doroshenko, A. A. Garus, A. M. Klabukov, S. I. Klimushin, A. P. Koshechkin, B. K. Lubsandorzhiev, V. A. Netikov, A. I. Panfilov, P. G. Pokhil, E. N. Pliskovsky, I. A. Sokalski

Irkutsk State University (Irkutsk, Russia): N. M. Budnev, A. G. Chensky, O. N. Gaponenko, T. I. Gress, S. V. Lovzov, R. R. Mirgazov, A. V. Moroz, S. A. Nikiforov, Yu. V. Parfenov, A. A. Pavlov, P. A. Pokolev, V. Yu. Rubzov, B. A. Tarashansky

Moscow State University (Moscow, Russia): L. A. Kuzmichev, N. I. Moseiko, E. A. Osipova, E. G. Popova, I. V. Yashin

Nizhni Novgorod State Technical University (Nizhni Novgorod, Russia): S. V. Fialkovsky, V. F. Kulepov, M. B. Milenin

St.Petersburg State Marine Technical University (St.Petersburg, Russia): M. I. Rozanov

Kurchatov Institute (Moscow, Russia): A. I. Klimov

Joint Institute for Nuclear Research (Dubna, Russia): I. A. Belolaptikov

DESY Institute for High Energy Physics (Zeuthen, Germany): A. Karle, Th. Mikolajski, Ch. Spiering, O. Streicher, T. Thon, Ch. Wiebusch, R. Wischnewski

Literaturverzeichnis

[1] Amanda home page, 2000. http://amanda.lbl.gov.

[2] M. Ambrosio et al. The observation of up-going charged particles produced by high energy muons in underground detectors. *Astropart. Phys.*, 9:105–117, 1998.

[3] E. Andres et al. Observation of high-energy neutrinos using cerenkov detectors embedded deep in antarctic ice. *Nature*, 410:441–443, 2001.

[4] Antares home page, 2000. http://antares.in2p3.fr.

[5] P. Antonioli, C. Ghetti, E. V. Korolkova, V. A. Kudryavtsev, and G. Sartorelli. A three-dimensional code for muon propagation through the rock: Music. *Astropart. Phys.*, 7:357–368, 1997.

[6] E. Aslanides et al. A deep sea telescope for high energy neutrinos. 1999.

[7] R. I. Bagduev et al. The optical sensor for the Lake Baikal project. Given at 2nd International Conference on Trends in Astroparticle Physics, Aachen, Germany, 10-12 Oct 1991.

[8] R. I. Bagduev et al. The optical module of the Baikal deep underwater neutrino telescope. *Nucl. Instrum. Meth.*, A420:138–154, 1999.

[9] Baikal home page, 2000. http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html.

[10] V. Balkanov et al. In situ measurements of optical parameters in Lake Baikal with the help of a neutrino telescope. *Appl. Optics*, 33:6818, 1999.

[11] V. A. Balkanov et al. Registration of atmospheric neutrinos with the BAIKAL neutrino telescope NT-96. *Astropart. Phys.*, 12:75–86, 1999.

[12] V. A. Balkanov et al. The Lake Baikal neutrino experiment. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 87:405–407, 2000.

[13] V. A. Balkanov et al. The Lake Baikal neutrino experiment: Selected results. *Phys. Atom. Nucl.*, 63:951, 2000.

[14] I. A. Belolaptikov et al. A sonar triangulation system for position monitoring of the Baikal underwater array. Preprint - Belolaptikov, I.A. (95,rec.May) 4 p.

[15] I.A. Belolaptikov. Korrektur der Zeitkalibration mit atmosphärischen Myonen. Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[16] I.A. Belolaptikov and E. Osipova. Standard Baikal simulation program, Quelltext. 1996.

[17] I.A. Belolaptikov and I.A. Sokalski. Verarbeitung der Runs des Detektors NT-96. Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[18] I.A. Belolaptikov and Ch. Spiering. Optimization of the effective area of the Baikal muon and neutrino detector NT-200. 1990. PHE 90-02.

[19] A. Biron et al. Upgrade of AMANDA-B towards AMANDA-II. 1997. PRC97/05.

[20] V. Blobel. The RUN manual. Regularized unfolding for high-energy physics experiments. Technical Note TN361, OPAL, 1996.

[21] P. Bosetti et al. Dumand-II: Proposal to construct a deep ocean laboratory for the study of high-energy neutrino astrophysics and particle physics. 1988. HDC-2-88.

[22] S. Bottai and L. Perrone. Simulation of uhe muons propagation for geant3. *Nucl. Instrum. Meth.*, A459:319–325, 2001.

[23] S. N. Boziev, A. V. Voevodsky, and A. E. Chudakov. Use of superposition model in analyzing muon groups generated by high-energy nuclei of the primary cosmic rays. *JETP Lett.*, 50:5–9, 1989.

[24] A.W. Budkevitsh. Geologie des südlichen Baikals (russ.). private communication.

[25] E. V. Bugaev et al. Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater. *Phys. Rev.*, D58:054001, 1998.

[26] S. Cecchini and M. Sioli. Cosmic ray muon physics. 1998.

[27] CERN Program library. *GEANT, Detector Description and Simulation Tool*, 1993. W5013 Version 3.16.

[28] G. D'Agostini. A multidimensional unfolding method based on bayes' theorem. Report 94-099, DESY, 1994.

[29] Dumand home page, 1997. http://www.phys.washington.edu/ dumand.

[30] A. Dziewonski. *The Enceclopedia of Solid Earth Geophysics*, chapter Preliminary Reference Earth Model, page 331. New Yorck, 1989.

[31] T. K. Gaisser and Todor Stanev. Neutrino induced muon flux deep underground and search for neutrino oscillations. *Phys. Rev.*, D30:985, 1984.

[32] T.K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.

[33] R. Gandhi, Ch. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic. Ultrahigh-energy neutrino interactions. *Astropart. Phys.*, 5:81–110, 1996.

[34] R. Gandhi, Ch. Quigg, M. H. Reno, and I. Sarcevic. Ultrahigh-energy neutrino interactions and neutrino telescope event rates. 1996.

[35] Hamamatsu photomultiplier tube R5912, data sheet. Technical report, Hamamatsu Photonics K.K., 1998.

[36] G. Hill. private communication.

[37] F. Hubaut. *Optimisation etcaracterisation des performandes f'un telescope sous-marin a neutrinos pour le projet ANTARES*. Dissertation, Marseille, 1999.

[38] S. Hundertmark. *Simulation und Analyse von Myonereignissen im AMANDA-B-4-Neutrinoteleskop*. Dissertation, HU-Berlin, 1999.

[39] S. Hundertmark et al. *Das Programmpaket SiEGMuND 2.2, Dokumentation*, 1999. http://www.ifh.de/nuastro/software/siegmund/siegmund.html.

[40] J. R. Klein and A. K. Mann. Prototype detector for ultrahigh energy neutrino detection. *Astropart. Phys.*, 10:321, 1999.

[41] S. Klimushin. Triggerschwellen des NT-96. Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[42] S. Klimushin. Zustand des detektors NT-96. Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[43] S. I. Klimushin. Calibration procedures and the system of data acquisition and monitoring for the Baikal neutrino telescope NT-200. Prepared for International Workshop on Simulations and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes, Zeuthen, Germany, 6-9 Jul 1998.

[44] J. Krabi. *Suche nach hochenergetischen Neutrinos kosmischen Ursprungs mit dem Baikal-Neutrino-Teleskop*. Dissertation, HU-Berlin, 1995.

[45] L. A. Kuzmichev. On the velocity of light signals in the deep underwater neutrino experiments. 2000.

[46] J. Learned and K. Mannheim. High-energy neutrino astrophysics. *Phys.Rev.D*, 2000.

[47] S. Lem. *Die Stimme des Herrn*. Warschau, 1969.

[48] P. Lipari and T. Stanev. Propagation of multi - TeV muons. *Phys. Rev.*, D44:3543–3554, 1991.

[49] W. Lohmann, R. Kopp, and R. Voss. Energy loss of muons in the energy range 1 GeV to 10000 GeV. CERN-85-03.

[50] B. Lubsandorshiev. *Photodetector QUASAR-370 for Neutrino Telescopes at Lake Baikal (russ.)*. Dissertation, INR Moscow, 1993.

[51] B. Lubsandorshiev. Messung der Quanteneffektivitäten der Photomultipliers des NT-96. Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[52] Th. Mikolajski. *Methodische Untersuchungen und Entwickling eines Kalibrationssystems für das Neutrinoteleskop NT-200 im Baikalsee*. Dissertation, HU-Berlin, 1994.

[53] Th. Mikolajski et al. Plane wave response of the optical modules used in the Lake Baikal neutrino telescope. Note 93-13, Baikal, 1993.

[54] A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi. Expected muon energy spectra and zenithal distributions deep underwater. 1999.

[55] V. A. Naumov and L. Perrone. Neutrino propagation through matter. *Astropart. Phys.*, 10:239–252, 1999.

[56] Nestor home page, 1999. http://abyss.hepl.uoa.ariadne-t.gr.

[57] E. Osipova. Energierekonstruktion in Detektoren des Typs DUMAND (russ.). Note, Baikal, 1992.

[58] E. Osipova. Der Schatten des Ufers (nach den Daten des NT-96). Vortrag Baikal-Meeting, Dubna, 1996.

[59] D. Pandel. *Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myonen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrinoteleskop NT-72*. Diplomarbeit, HU-Berlin, 1996.

[60] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, and B.P. Flannery. *Numerical Recipes in FORTRAN*. Cambridge, 2 edition, 1992.

[61] The Baikal neutrino telescope NT-200: Project description, 1992. Preprint - Sokalski, I. (92/11,rec.Mar.93) 132 p.

[62] I. A. Sokalski, E. V. Bugaev, and S. I. Klimushin. Mum: Flexible precise monte carlo code for muon propagation through thick layers of matter. 2000.

[63] I.A. Sokalski. private communication.

[64] V.J. Stenger. Track fitting for the DUMAND II octogon array. 1990. HDC 1-90.

[65] O. Streicher. *Nachweis von Myonen aus Wechselwirkungen atmosphärischer Neutrinos in Unterwasser-Neutrino-Teleskopen*. Diplomarbeit, HU-Berlin, 1994.

[66] O. Streicher. Comparison of different muon propagation programs for energy reconstruction. 1999.

[67] C. Wiebusch. Muon reconstruction with AMANDA. Prepared for International Workshop on Simulations and Analysis Methods for Large Neutrino Telescopes, Zeuthen, Germany, 6-9 Jul 1998.

[68] Ch. Wiebusch. *The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes*. Dissertation, RWTH-Aachen, 1995.

[69] G. Zech. Comparing statistical data to monte carlo simulation - parameter fitting and unfolding. Report 95-113, DESY, 1995.

[70] V. Zhukov. private communication.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich allen danken, die durch ihre HIlfsbereitschaft, ihre freundliche Zusammenarbeit und Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben.

In erster Line möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken. Ohne ihre vielfältige Hilfe über all die Jahre meiner Ausbildung, ohne ihren moralischen und auch finanziellen Beistand wäre die Arbeit wohl nicht zustande gekommen. Geholfen haben sie auch durch das Korrekturlesen der Arbeit auf Rechtschreibfehler.

Einen sehr wichtigen Anteil daran, dass diese Arbeit fertiggestellt wurde, haben auch meine Freunde Lise Fechner und Onni Bock. Sie haben mir in vielen Situationen Unterstützung gewährt und mir über viele schwierige Augenblicke während der Arbeit an der Dissertation geholfen. Ich verdanke ihnen auch einige stilistische Anregungen zu dieser Arbeit.

Wichtig sind aber auch die vielen Anregungen und Informationen, die ich von meinen Kommilitonen und Kollegen erhalten habe. In erster Linie sind das die heutigen und ehemaligen Mitglieder der Zeuthener Gruppe, aber natürlich auch die russischen Kollegen der BAIKAL-Kollaboration aus Moskau und Dubna. Vieles in dieser Arbeit basiert direkt auf Untersuchungen, die von Mitgliedern der BAIKAL-Kollaboration durchgeführt wurden, viele Ideen sind aus Diskussionen in der Zeuthener Gruppe und in der BAIKAL-Kollaboration entstanden. Konkret möchte ich Markus Gaug, Stephan Hundertmark, Matthias Leuthold, Peter Steffen und Christian Spiering aus der Zeuthener Gruppe für ihre Hinweise zu dieser Arbeit danken. Von den russischen Kollegen haben mir Igor Belolaptikov, Jan Djilkibaev, Eleonora Osipova und Igor Sokalski sehr geholfen.

Lebenslauf

Name:	Ole Streicher
geboren:	2. Dezember 1966 in Berlin
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Wohnort:	Karl-Liebknecht-Straße 19, 10178 Berlin

Werdegang:

9/1973 – 7/1975	Botschaftsschule Warschau
9/1975 – 7/1983	38. Polytechnische Oberschule Berlin-Lichtenberg
9/1983 – 8/1985	Lehre als Elektronikfacharbeiter an der Betriebsberufsschule NARVA Berlin
9/1985 – 8/1986	Arbeiter- und Bauernfakultät Halle. Abschluss: Abitur
11/1986 – 5/1988	Armeedienst
7/1988 – 7/1990	Studium der Radiophysik und Elektronik an der Staatlichen Universität Minsk/Weißrußland
9/1990 – 1/1995	Studium der Physik an der Hunboldt-Universität Berlin, Abschluss mit Diplom
2/1995 – 4/1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am DESY Zeuthen
seit 6/2000	Softwareentwickler bei Ernst Basler & Partner, Potsdam

Erklärung

Hiermit erkläre ich, die Dissertation selbständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt zu haben. Ich habe mich anderwärts nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze einen entsprechenden Doktorgrad nicht. Ich erkläre die Kenntnisnahme der dem Verfahren zugrunde liegenden Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin.