

Simulation und Analyse von Myonereignissen  
im  
AMANDA-B4-Neutrinooteleskop



**Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

**doctor rerum naturalium**  
(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl.-Physiker Stephan Hundertmark  
geb. am 4.5.1968 in Rüsselsheim

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin  
Prof. Dr. Dr. hc. H. Meyer

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Prof. Dr. J. Rabe

Gutachter: 1. Prof. Dr. T. Hebekker  
2. Prof. Dr. L. Köpke  
3. Prof. Dr. P. Söding





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Abstract</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Quellen von Myonen</b>	<b>7</b>
3.1	Erzeugung hochenergetischer Myonen und Neutrinos . . . . .	7
3.2	Beschleunigung kosmischer Strahlung . . . . .	8
3.3	Astrophysikalische Quellen hochenergetischer Neutrinos . . . . .	9
3.3.1	Aktive galaktische Kerne . . . . .	10
3.3.2	Gamma Ray Bursts . . . . .	10
3.3.3	Galaktische Quellen . . . . .	10
3.3.4	Exotische Quellen . . . . .	11
3.4	Atmosphärische Myonen . . . . .	11
3.5	Atmosphärische Neutrinos . . . . .	14
3.5.1	Abschätzung des Myonenflusses aus den atmosphärischen Neutrinos	14
<b>4</b>	<b>Energieverlust der Myonen</b>	<b>22</b>
4.1	Der Cherenkoeffekt . . . . .	22
4.2	Myonpropagation im Eis . . . . .	23
4.3	Myontransport mit <i>mudedx</i> . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Der <i>AMANDA</i>-Detektor</b>	<b>30</b>
5.1	Der <i>AMANDA-B4</i> Detektor . . . . .	30
5.2	Das optische Modul . . . . .	34
5.3	Die Eiseigenschaften in der Tiefe von <i>AMANDA-B4</i> . . . . .	39
<b>6</b>	<b>Ereigniserzeugung</b>	<b>43</b>
6.1	Die Erzeugung atmosphärischer Myonenereignisse . . . . .	44
6.1.1	Überprüfung der mit <i>basiev</i> generierten Myonenintensität . . . . .	46
6.2	Die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos . . . . .	47
<b>7</b>	<b>Das effektive Detektorvolumen</b>	<b>51</b>
<b>8</b>	<b>Die Simulation der <i>AMANDA</i>-Detektoren mit <i>AMASIM</i></b>	<b>54</b>
8.1	Die Tabellen für die Lichtstreuung im Eis . . . . .	54
8.1.1	Die Myonentabellen . . . . .	55
8.1.2	Die stochastischen Energieverlustprozesse . . . . .	57
8.2	Vom Myon zum Detektorsignal . . . . .	58
8.2.1	Die Simulation des Signals des optischen Moduls . . . . .	59
8.2.2	Transport des Signals an die Oberfläche . . . . .	60
8.2.3	Simulation des PADCs und des TDCs . . . . .	61
8.2.4	Der Trigger . . . . .	64

<b>9</b>	<b>Simulation von <i>AMANDA-B4</i> mit <i>AMASIM</i></b>	<b>65</b>
9.1	Ermittlung der Rausraten . . . . .	65
9.2	Überprüfung der simulierten Rausraten . . . . .	66
9.3	Bestimmung der Schwellen . . . . .	68
9.4	Bestimmung der Nachpulswahrscheinlichkeiten . . . . .	69
9.5	Bestimmung der Monte-Carlo-Rate des <i>AMANDA-B4</i> -Detektors . . . . .	72
9.6	Vergleich der Simulation mit dem Experiment . . . . .	73
<b>10</b>	<b>Die Kalibration und die Rekonstruktion</b>	<b>78</b>
10.1	Die Kalibration . . . . .	78
10.1.1	Zeitkalibration . . . . .	78
10.1.2	Amplitudenkalibration . . . . .	81
10.2	Die Rekonstruktion . . . . .	82
10.2.1	Likelihood-Rekonstruktion . . . . .	83
10.2.2	Startwert . . . . .	85
10.2.3	Trefferfilterung . . . . .	85
10.3	Ergebnisse der Rekonstruktion . . . . .	86
<b>11</b>	<b>Berechnung der Trigger aus atmosphärischen Neutrinos über die effektiven Triggerflächen</b>	<b>90</b>
11.1	Die Datensätze . . . . .	90
11.2	Die erwartete Anzahl der Trigger aus atmosphärischen Neutrinos . . . . .	92
<b>12</b>	<b>Auswertung der Monte-Carlo-Datensätze für Neutrinos</b>	<b>96</b>
12.1	Die effektiven Volumina und Triggerflächen . . . . .	96
12.1.1	Vergleich der analytischen Rechnung und der Simulation . . . . .	100
<b>13</b>	<b>Die Messung des vertikalen Myonflusses mit <i>AMANDA-B4</i></b>	<b>103</b>
13.1	Das Winkelspektrum der atmosphärischen Myonen . . . . .	103
13.1.1	Die Laufzeit . . . . .	106
13.1.2	Die Totzeit . . . . .	107
13.1.3	Die Entfaltung . . . . .	108
13.1.4	Bestimmung der effektiven Triggerfläche . . . . .	111
13.1.5	Die Myonmultiplizität . . . . .	114
13.1.6	Die Triggertiefe . . . . .	114
13.1.7	Die systematischen Fehler . . . . .	116
13.1.8	Die Umwandlung des gemessenen Winkelspektrums in den vertikalen Fluß . . . . .	116
13.1.9	Vergleich mit dem Bugaev-Naumov-Modell . . . . .	119
13.1.10	Fit der Exponentialfunktion . . . . .	123
13.1.11	Fit der Fréjusfunktion . . . . .	124
13.1.12	Fit der Macروفunktion . . . . .	126
13.1.13	Überprüfung der Stabilität . . . . .	128
13.1.14	Bestimmung des Energieverlustparameters $b_{eff}$ . . . . .	131
13.1.15	Bestimmung der Detektortiefe . . . . .	133
13.1.16	Zusammenfassung . . . . .	134

<b>14 Bestimmung des Signal- zu Untergrund-Verhältnisses für atmosphärische Neutrinos</b>	<b>138</b>
14.1 Die Anwendung von Schnitten . . . . .	139
14.2 Der zweite Satz Schnitte . . . . .	145
<b>15 Zusammenfassung</b>	<b>149</b>
<b>A Anhang</b>	<b>156</b>
A.1 Parameter der <i>AMANDA-B4</i> -Simulation . . . . .	156
A.2 Parameter zur Kalibration der experimentellen Daten . . . . .	158
A.3 Die Neutrino-Kandidaten . . . . .	160
<b>Selbständigkeitserklärung</b>	<b>163</b>
<b>Danksagung</b>	<b>164</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>165</b>
<b>Publikationsliste</b>	<b>167</b>

## 1 Abstract

Für das Neutrino-Teleskop *AMANDA* wurde ein Detektorsimulationsprogramm *AMASIM* erstellt. Mit diesem Programm wurde die Detektorantwort des 1995/96 installierten Vier-String-Detektors auf atmosphärische Myonen und atmosphärische Neutrinos erzeugt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt eine Übereinstimmung innerhalb der systematischen Unsicherheiten. Dies zeigt sich insbesondere bei der Bestimmung des vertikalen Myonflusses. Innerhalb von  $\sim 20\%$  stimmen die gemessenen Werte mit der theoretischen Erwartung nach Bugaev-Naumov [19] überein.

Bei der durchgeführten Suche nach atmosphärischen Neutrinos konnte ein Signal- zu Untergrund-Verhältnis von  $\geq 5\%$  angegeben werden. Insbesondere zeigte sich, wie wichtig eine korrekte Berücksichtigung der Energiedeposition am Myonproduktionspunkt für die Neutrinosuche ist. Simulationen ohne diese Energiedeposition zeigen eine um die Hälfte reduzierte Anzahl von Triggern. Aufgrund dieser Erfolge befindet sich *AMASIM* momentan in der kollaborationsweiten Erprobung.

## 2 Einleitung

Die Suche nach den Quellen der kosmischen Strahlung höchster Energien ist eines der spannendsten Themen der heutigen Astrophysik. Da geladene Teilchen mit Energien unterhalb  $10^{19}$  eV von kosmischen Magnetfeldern abgelenkt werden, ist eine Identifizierung der Quellen nur mit Photonen oder Neutrinos möglich. Neutrinos haben dabei den Vorteil, nicht durch intergalaktischen Staub oder durch die kosmische Hintergrundstrahlung absorbiert zu werden. So haben 100 TeV Photonen eine Reichweite von etwa 100 Mpc, die höchstenergetischen Protonen sogar noch weniger. Hierbei sind die geplanten und in Prototypen existierenden Hochenergie-Neutrinooteleskope in ihrer Bauweise gänzlich unterschiedlich zu existierenden Untergrund-Neutrinooteleskopen, wie z. B. Superkamiokande und Fréjus. Statt auf eine niedrige Schwelle, werden diese neuen Neutrinooteleskope auf eine hohe Detektionsfläche hin optimiert. Sie werden im Wasser eines Ozeans, eines Sees oder im polaren Eis installiert, und bestehen aus einem dreidimensionalen Gitter aus Photomultipliern. Diese registrieren das Cherenkovlicht, das von einem in einer schwachen Wechselwirkung aus einem Myoneneutrino entstandenen Myon ausgesandt wird. Dieses folgt ab einer Energie von etwa 1 TeV der Richtung des Neutrinos innerhalb eines Grades. Durch die Detektion des Myons wird eine Richtungsbestimmung des Neutrinos und somit eine Identifizierung der Quelle möglich. Die wichtigsten Aufgaben und Ziele der Hochenergie-Neutrinoastrophysik sind hierbei:

- die Suche nach den Quellen der hochenergetischen kosmischen Strahlung
- die Untersuchung der Beschleunigungsmechanismen für hochenergetische Hadronen
- die Suche nach WIMPs<sup>1</sup>, den Kandidaten für die sogenannte Dunkle Materie im Universum
- die Suche nach den Ursachen für die beobachteten GRBs<sup>2</sup>
- die Monitorierung der Galaxis auf Supernovae
- die Suche nach exotischen Teilchen
- die Suche nach unerwarteten Phänomenen.

Die *AMANDA*-Kollaboration baut momentan im Eis des antarktischen Kontinents ein solches Neutrinooteleskop. Unmittelbar am geographischen Südpol befindet sich die amerikanische Amundsen-Scott-Station, die als Basis beim Bau des Teleskops dient.

In der Saison 1993/94 wurde in einer Tiefe von  $\sim 800$ – $1000$  m der Detektor *AMANDA-A* mit 80 optischen Modulen installiert. Im Jahre 1995/96 folgte der *AMANDA-B4* genannte Detektor in einer Tiefe von  $\sim 1500$ – $2000$  m mit 86 optischen Modulen an vier sogenannten Strings<sup>3</sup>. Dieser wurde 1996/97 und 1997/98 mit weiteren neun Strings zu *AMANDA-B13* mit insgesamt 424 optischen Modulen ausgebaut. Die vorliegende Arbeit bezieht sich auf den Detektor *AMANDA-B4*.

---

<sup>1</sup>Weakly Interacting Massive Particles

<sup>2</sup>Gamma Ray Burst

<sup>3</sup>Ein String ist ein Kabel, an welchem die optischen Module befestigt sind.



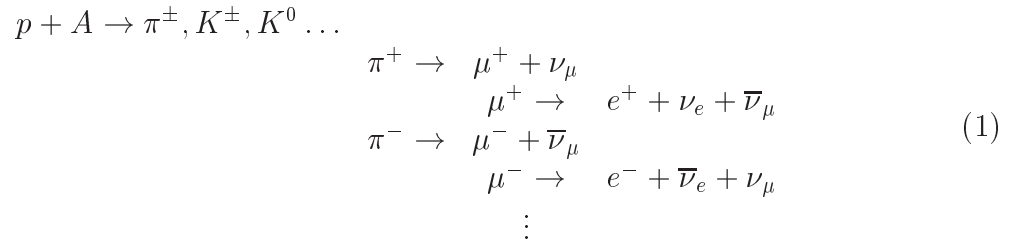
Andere eng verwandte Detektoren sind *DUMAND*, *Baikal*, *NESTOR*, und *ANTARES*. Das inzwischen beendete Projekt *DUMAND* studierte die Möglichkeit des Baus eines solchen Detektors in der Tiefsee vor Hawaii. Die Baikal-Kollaboration betreibt einen Detektor mit  $\sim 200$  PMTs im sibirischen Baikalsee in einer Tiefe von 1.1 km. Hier gelang es zum ersten Mal mit einem Hochenergie-Neutrino-Teleskop den Nachweis von atmosphärischen Neutrinos zu führen [8]. Der *NESTOR*-Detektor soll im Mittelmeer vor der griechischen Küste in einer Tiefe von  $\sim 4$  km seinen Betrieb aufnehmen [55]. Die *ANTARES*-Kollaboration plant, im Jahre 1999 einen Demonstrationsdetektor im Mittelmeer vor Toulon (Frankreich) zu installieren [6].

### 3 Quellen von Myonen

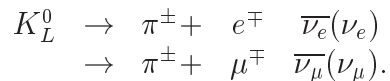
Die Myonen im Eis um den Detektor haben unterschiedliche Quellen. Die Quelle mit dem stärksten Fluß sind die atmosphärischen Luftschauer. Hierbei entstehen Myonen durch Zerfälle von Hadronen. Diese durchdringen anschließend das Eis und erreichen bei ausreichender Energie die Umgebung des Detektors. Neben diesen Myonen gibt es auch neutrinoinduzierte Myonen: Neutrinos wandeln sich über den geladenen schwachen Strom in Myonen um. Quellen dieser Neutrinos sind zum einen ebenfalls die atmosphärischen Luftschauer, zum anderen astrophysikalische Quellen. Im folgenden wird auf den Erzeugungsprozeß sowohl der Myonen als auch der Neutrinos, auf einen möglichen Beschleunigungsprozeß für hohe Energie und auf verschiedene andere mögliche Quellen eingegangen.

#### 3.1 Erzeugung hochenergetischer Myonen und Neutrinos

Der Prozeß, in dem die Myonen oder die Neutrinos erzeugt werden, ist, unabhängig von der Quelle, immer der gleiche. So kann ein hochenergetisches Myon oder Neutrino durch Stöße eines Protons in der Erde, der Erdatmosphäre, der interstellaren Materie oder dem Beam-Dump<sup>4</sup> einer Supernova oder aktiven Galaxie entstehen. Dabei kollidiert ein Teilchen der kosmischen Strahlung (z. B. ein Proton) auf seinem Weg durch den Raum mit einem anderen Teilchen und erzeugt dabei Pionen und Kaonen. Die Reaktionskette ist im nachfolgenden Schema gezeigt [42]:



Die gleichen Kanäle gibt es für das geladene Kaon. Das ungeladene Kaon zerfällt mit 38 % und 27 % über die beiden folgenden Kanäle:



Haben die entstehenden Myonen auf ihrem Weg genügend Zeit zum zerfallen, so entsteht mit der Reaktion (1) ein Verhältnis von [29]:

$$\nu_e(\bar{\nu}_e)/\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \approx 1/2.$$

In Gegenden hoher Targetdichten ist der Zerfall der Myonen in der Reaktionskette (1) unterdrückt, so daß sich das Verhältnis zugunsten der Myonneutrinos verschiebt. Diese Situation ist z. B. in der Erdatmosphäre gegeben. Eine weitere Reaktionskette wird durch die Streuung von Protonen an Photonen z. B. der kosmischen Hintergrundstrahlung erzeugt [66]:

---

<sup>4</sup>Als Beam-Dump bezeichnet man hier eine Ansammlung von Materie im Raum, mit der beschleunigte Protonen kollidieren.

$$p + \gamma \rightarrow p(n) + \pi^0(\pi^+) + \dots \quad (2)$$

### 3.2 Beschleunigung kosmischer Strahlung

Das Modell der Beschleunigung für die kosmische Strahlung muß fähig sein, die gemessenen Energien und deren Verteilung zu beschreiben. Hierbei mißt man für die kosmische Strahlung ein Abfallen der Häufigkeit  $\propto E^{-\gamma}$ . Die in der Literatur [29] diskutierte Beschleunigung durch Schockwellen oder durch bewegte magnetische Plasmen (Fermimechanismus der 1. und 2. Ordnung) ergibt in natürlicher Weise ein Potenzspektrum.

Die Grundidee ist dabei, daß ein Teilchen bei jeder Beschleunigung einen zu seiner Energie proportionalen Energiegewinn erhält, d.h.  $\Delta E = \epsilon E$ . Durchläuft es  $n$ -mal hintereinander einen solchen Beschleunigungsprozeß, so ist seine Energie  $E_n$  gegeben durch:

$$E_n = E_0(1 + \epsilon)^n, \quad (3)$$

somit ist die Anzahl der Beschleunigungen, die man braucht um eine Energie  $E$  zu erreichen:

$$n = \ln\left(\frac{E}{E_0}\right) / \ln(1 + \epsilon). \quad (4)$$

Ist  $P_e$  die Entweichwahrscheinlichkeit für ein Teilchen aus dem Beschleunigungsgebiet, so ist der Anteil der Teilchen mit einer Energie über einer Mindestenergie also:

$$N(> E) \sim \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_e)^m = \frac{(1 - P_e)^n}{P_e}. \quad (5)$$

Setzt man die Gleichung (4) in die Gleichung (5) ein, so kann man mit  $\gamma = \ln(1/(1 - P_e))/\ln(1 + \epsilon)$  die Gleichung umschreiben zu:

$$N(> E) \sim \frac{1}{P_e} \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\gamma}. \quad (6)$$

Die Bedingungen für eine derartige Beschleunigung von relativistischen Teilchen könnten z. B. in der Schockwelle einer abgestoßenen Supernovahülle gegeben sein. Diese Beschleunigung heißt Fermimechanismus 1. Ordnung. Dabei bewegt sich die Schockfront mit der Geschwindigkeit  $u_1$ , während das Gas hinter der Front mit  $u_2$  in die andere Richtung strömt. Der Nettoenergiegewinn ist dann unabhängig von der absoluten Geschwindigkeit der Schockfront und nur von der Differenz der Geschwindigkeiten abhängig (siehe auch Abbildung 1):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4 u_1 - u_2}{3 c}. \quad (7)$$

Die dabei zu erzielende Maximalenergie beträgt etwa 100 TeV. Interessant ist, daß die Maximalenergie für diese Art von Beschleunigung von der Zeit, in der das Teilchen beschleunigt werden kann, abhängt. Somit geht für den Fall einer Beschleunigung in einer Supernova deren Lebensdauer mit  $\sim 1000$  Jahren als beschränkender Faktor ein. Dieser

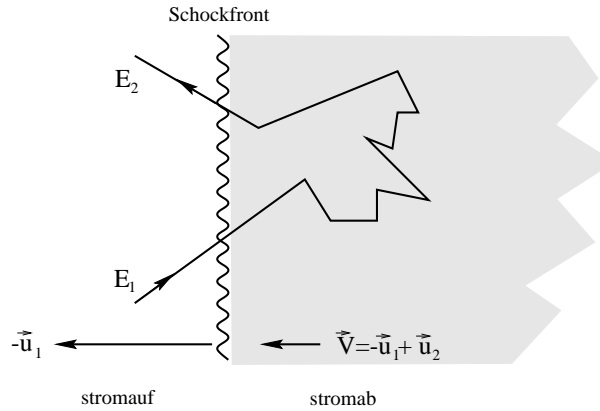


Abbildung 1: Dargestellt ist die Fermi-Beschleunigung an einer geraden Schockfront mit der Geschwindigkeit  $\vec{u}_1$ . Ein Teilchen mit der Energie  $E_1$  kommt in den Bereich der geschockten Materie (grau) hinter der Schockfront und wird, ähnlich einem Ping-Pong-Ball, mit einem Energiegewinn proportional zu  $\vec{u}_1 - \vec{u}_2$  zurückgeworfen. Dabei ist  $\vec{u}_2$  die Geschwindigkeit stromabwärts. (Abbildung entnommen aus [29].)

Mechanismus ist, in Verbindung mit explodierenden Supernovaereignissen, eine mögliche Erklärung für einen Großteil der kosmischen Strahlung. Erklärungsbedarf besteht aber für die höheren Energien. Hier ist der Mechanismus noch ungeklärt.

### 3.3 Astrophysikalische Quellen hochenergetischer Neutrinos

Die eigentlich interessanten Quellen für hochenergetische Neutrinos können sowohl innerhalb, als auch außerhalb unserer Galaxis liegen. Im wesentlichen spielt dabei die Energie der kosmischen Strahlung eine Rolle. In [12] wird ein Modell vorgestellt, welches mit drei Arten von Quellen die kosmische Strahlung zu erklären versucht. Danach sind Supernovaexplosionen die Ursache für die kosmische Strahlung bis  $\sim 100$  TeV. Supernovae, die in Gegenden mit stellarem Wind explodieren erzeugen Energien bis zu  $\sim 100$  PeV. Die in dem stellaren Wind angereicherten schweren Elemente dominieren dann die hochenergetische kosmische Strahlung. Die dritte Quelle bis zu  $\sim 100$  EeV sind sogenannte “hot spots”, wie z. B. aktive Galaxienkerne.

Sollten die beobachteten Ereignisse mit einer Energie über  $10^{20}$  eV von Protonen verursacht worden sein, so kann man für die Entfernung ein oberes Limit angeben. Da diese Protonen mit den Photonen der 3-K-Hintergrundstrahlung reagieren, können die Quellen nicht weiter als etwa 50 Mpc entfernt sein [43].

Galaxien, die in ihrem Kern ein supermassives Schwarzes Loch als Generator besitzen, oder kompakte sich umrundende Sternpaare, sind die Ziele, die durch ein Neutrino-teleskop entdeckt werden können. Das Auffinden dieser Quellen kann den bislang noch unklaren Mechanismus der Beschleunigung von Materie bis hin zu höchsten Energien entschlüsseln helfen. Selbst bei der Suche nach SUSY-Teilchen, wie WIMPs<sup>5</sup>, kann ein Neutrino-teleskop substantielle Beiträge leisten.

<sup>5</sup>Weakly Interacting Massive Particle

### 3.3.1 Aktive galaktische Kerne

Unter aktiven galaktischen Kernen (AGN<sup>6</sup>) versteht man Galaxien, in deren Kern sich ein supermassives Schwarzes Loch befindet. Dieses erzeugt, durch auf es einströmende Materie aus einer Akkretionsscheibe, sogenannte Jets. In diesen Jets werden Protonen und Elektronen beschleunigt. Der Energieverlust der Elektronen durch Synchrotronstrahlung beschränkt die maximal erreichbare Energie der Elektronen. Protonen dagegen können auch zu Energien über  $10^{17}$  eV beschleunigt werden. Für solch hochenergetische Protonen sind die AGNs der wahrscheinlichste Entstehungsort. Ein Nachweis eines AGN mit einem Neutrino-Teleskop würde die Bestätigung für die Beschleunigung von Protonen liefern. Die vorhergesagten Flüsse erfordern Neutrino-Teleskope der Größenordnung  $10^5$ – $10^6$  m<sup>2</sup> [37]. Beispiele für aktive galaktische Kerne sind die Galaxien Markarian 421 und 501; von beiden Quellen wurden  $\gamma$ -Ereignisse von einigen zehn TeV beobachtet.

### 3.3.2 Gamma Ray Bursts

Mit einer Rate von etwa einem Gamma Ray Burst pro Tag hat das GRO<sup>7</sup> inzwischen mehr als 1000 dieser Objekte gefunden. Es handelt sich hierbei um Ausbrüche im Gammabereich mit einer Zeitskala von einigen Millisekunden bis zu mehreren Sekunden. Die Verteilung dieser Objekte ist isotrop über den Himmel. Ein Erklärungsmodell ist hier ein Neutronenstern, der Materie von einem Begleiter absaugt. Ein Modell besagt, daß diese Materie in einer thermonuklearen Reaktion Gammas aussendet [43]. Ein anderes, im Moment favorisiertes Modell, nimmt zwei sich vereinigende Neutronensterne an. Nur ein kleiner Teil der freiwerdenden Energie müßte als Photonen ausgesandt werden, um die gemessenen Intensitäten zu erklären. Ein großer Anteil verläßt als Neutrinos das System [60]. Bestimmten Modellen zufolge ist die Beschleunigung von Protonen bis zu 100 TeV möglich [39],[35]. Die vorhergesagten Flüsse schwanken um viele Größenordnungen. Einige der optimistischeren Modelle lassen eine Detektion mit der nächsten Generation von Neutrino-Teleskopen zu. Dabei könnten diese Quellen sowohl kosmologisch oder aber auch im Halo unserer Galaxie verteilt sein.

### 3.3.3 Galaktische Quellen

Innerhalb unserer Galaxis sind binäre Sternensysteme oder Supernovaresten mögliche Quellen zur Erzeugung hochenergetischer Neutrinos. Deren erwartete Rate liegt am unteren Ende des mit einem km<sup>3</sup>-Teleskop zu sehenden Flusses.

Außerdem gibt es einen garantierten Fluß von Neutrinos aus der Kollision von hochenergetischen kosmischen Strahlen mit dem in der galaktischen Scheibe angesammelten Staub. Dieser isotrope Fluß kann nach [35] mit etwa zehn Ereignissen pro Jahr und km<sup>3</sup> abgeschätzt werden. Eine spektakuläre Quelle wäre eine explodierende Supernova in unserer Galaxis. Die im Magnetfeld des Neutronensternes oder in den Schockwellen der Hülle beschleunigten Protonen lösen nach [9] innerhalb weniger Monate bis zu 10 hochenergetische Ereignisse pro 1000 m<sup>2</sup> aus.

---

<sup>6</sup>Active Galactic Nuclei

<sup>7</sup>Gamma Ray Observatory

### 3.3.4 Exotische Quellen

Eine populäre “exotische” Quelle für Neutrinos ist das Neutralino. Dieses gehört zu der Klasse der WIMPs. Diese supersymmetrischen Teilchen können aufgrund ihrer hohen Masse in der Sonne oder der Erde angereichert werden. Annihiliert ein WIMP-Pärchen, so entstehen als Folgeprodukte hochenergetische Neutrinos. Schon ein Detektor der Größenordnung  $10^4$ – $10^5$  m<sup>2</sup> könnte hier bessere Limits setzen als z. B. *Baksan* oder *Kamiokande* [11].

Eine andere Art Teilchen, die man mit einem Neutrino teleskop nachweisen könnte, sind die magnetischen Monopole. Diese erzeugen zwar keine Neutrinos, können aber selbst Quelle von Cherenkovphotonen sein, bzw. eine Lichterzeugung entlang ihres Weges katalysieren. Wenn es eine Vereinheitlichung gibt, so kann man zeigen, daß daraus zwangsläufig folgt, daß magnetische Monopole existieren [43]. Die Masse der Monopole läge für die SU(5)-Theorie bei ca.  $10^{17}$  eV. Dabei haben die Monopole eine magnetische Ladung von  $g_0 = 68.5e$  oder ein Vielfaches davon. Für einen relativistischen Monopol führt dies zu einer Abstrahlung von Cherenkovlicht, welches einem 15-PeV-Myon entsprechen würde. Durch diese Signatur haben Neutrino teleskope für diese Art von Monopolen eine große Detektionsfläche. Da die Monopole aber wahrscheinlich von den galaktischen Magnetfeldern beschleunigt werden, sind solche hohen Geschwindigkeiten unwahrscheinlich, statt dessen erwartet man typische Geschwindigkeiten von einigen Prozent der Lichtgeschwindigkeit. Selbst dann produzieren sie immer noch, verglichen mit einem minimalionisierenden Myon, mindestens die doppelte Menge an Photonen. Zudem können langsame GUT-Monopole über den Rubakov-Effekt auf ihrem Weg durch das Medium Protonenzerfälle induzieren, was ebenfalls zu einer Erhöhung der Lichtproduktion entlang der Spur führen würde.

## 3.4 Atmosphärische Myonen

Betrachtet man die in der Atmosphäre entstehenden Myonen, so ist das Energiespektrum der eingehenden kosmischen Strahlung wichtig [77]:

$$I(E) \approx 1.8 E^{-(\gamma+1)} \frac{\text{Teilchen}}{\text{cm}^2 \text{ sr s GeV/A}}.$$

Dabei beschreibt  $\gamma = 1.7$  die gemessenen Spektren bis zu Energien von  $10^{15}$  eV sehr gut, danach wechselt der Index zu  $\gamma = 2.0$  bis zu Energien von  $10^{20}$  eV, was den höchsten heutzutage gemessenen Ereignissen entspricht. Dabei sind ca. 96 % der Teilchen Protonen. Der Rest teilt sich in Heliumkerne und schwerere Teilchen auf. Die Grenze bei  $10^{15}$  eV ist das bekannte Knie, welches als Anzeichen interpretiert werden kann, daß einige, aber nicht alle Beschleuniger, ihre obere Energiegrenze eben da erreicht haben. Eine andere mögliche Erklärung ist, daß unsere Galaxie Protonen mit noch höherer Energie nicht halten kann, diese Protonen also fliehen. Gemäß der Reaktionskette (1) entstehen Pionen und Kaonen. Zerfallen diese, so entstehen die Myonen und Myonneutrinos. Dem Zerfall der Pionen und Kaonen wirkt der Prozeß der Absorption durch Stöße mit Teilchen der Atmosphäre entgegen. Hierbei kann man eine kritische Energie definieren, ab der der Zerfall gegenüber der Absorption unerheblich wird. Die Materialtiefe, die ein Teilchen in der Atmosphäre der Höhe  $h$  zurückgelegt hat, läßt sich in einer isothermen Atmosphäre angeben mit:

$$X = X_0 \cdot e^{-h/h_0}, \quad (8)$$

$X_0 \cong 1030 \text{ g/cm}^2$ . Dabei ist  $h_0$  die Skalenhöhe. Sie ist auf Meereshöhe  $\cong 8.4 \text{ km}$  und für  $X \geq 200 \text{ g/cm}^2$  gilt  $h_0 \cong 6.4 \text{ km}$  [29].

Über

$$E_i \cong \frac{h_0}{\cos(\theta)} \left( \frac{m_i c^2}{\tau_i c} \right), i = \pi, K \quad (9)$$

kann man die kritischen Energien, bei denen der Pionen- oder Kaonenzerfall unwichtig wird, berechnen. Da die meisten Pionen und Kaonen schon in der obersten Atmosphärenschicht entstehen, ist  $h_0$  hier  $6.4 \text{ km}$ . Damit ergibt sich für Pionen  $\epsilon_\pi \cong 110 \text{ GeV}$  und für Kaonen  $\epsilon_K \cong 850 \text{ GeV}$  ( $\cos(\theta) = 1$ ). Diese kritischen Energien werden mit wachsendem Zenitwinkel größer. Im Verhältnis zu vertikalen Myonen, haben horizontale Myonen eine ungleich längere Wegstrecke zurückzulegen. Dies bewirkt, daß der Anteil der Myonen die zerfallen horizontal höher ist als vertikal. Dadurch ergibt sich ein zum Horizont hin abnehmender Myonenfluß. Der Zerfall der Myonen spielt in der Erdatmosphäre nur für niedrige Myonenenergien eine Rolle, die kritische Energie liegt hier bei  $1 \text{ GeV}$ . Betrachtet man die Abbildung 2, so erkennt man, daß die Pionen ihr Flußmaximum bei etwa  $140 \text{ g/cm}^2$  haben, danach fällt ihr Fluß mit der Absorptionslänge von etwa  $160 \text{ g/cm}^2$ . Für Kaonen erhält man einen Wert von  $180 \text{ g/cm}^2$  [29].

An Hand der Abbildung 2 läßt sich abschätzen, wie groß der Unterschied im Myonenfluß auf der Erdoberfläche zwischen dem Südpol ( $X \sim 720 \text{ g/cm}^2$ ) und dem Meeresniveau ( $X \sim 1030 \text{ g/cm}^2$ ) ist. Zunächst sieht man, daß der Pionenfluß bei  $600 \text{ g cm}^{-2}$  schon auf  $10 \%$  des Maximalflusses bei etwa  $150 \text{ g cm}^{-2}$  zurückgegangen ist.

Dies bedeutet, daß der Fluß der Myonen, die in der Schicht zwischen etwa  $700 \text{ g cm}^{-2}$  und  $1030 \text{ g cm}^{-2}$  produziert werden, deutlich unter  $10 \%$  des Gesamtflusses liegt. Dies deckt sich mit der Aussage von [36], der diesen Anteil auf maximal einige Prozent abschätzt. Betrachtet man den Myonenfluß, so erwartet man einen um den Faktor  $\sim 2$  höheren Myonenfluß an der Oberfläche des Südpols. Hier spielt jedoch hauptsächlich der Zerfall der niederenergetischen Myonen in der Atmosphäre zwischen  $700$  und  $1030 \text{ g cm}^{-2}$  eine Rolle, so daß diese Differenz für Myonen über einigen hundert  $\text{GeV}$  klein ist. Von daher wird sich der Myonenfluß in der für den Detektor relevanten Tiefe kaum zwischen Südpol und einem anderen Ort auf Meeresniveau unterscheiden.

Im Verhältnis zur Luft ist Eis dichter, daher ist dort der Energieverlust der Myonen stärker. Der Myonenfluß nimmt im Eis schnell mit der Tiefe ab.

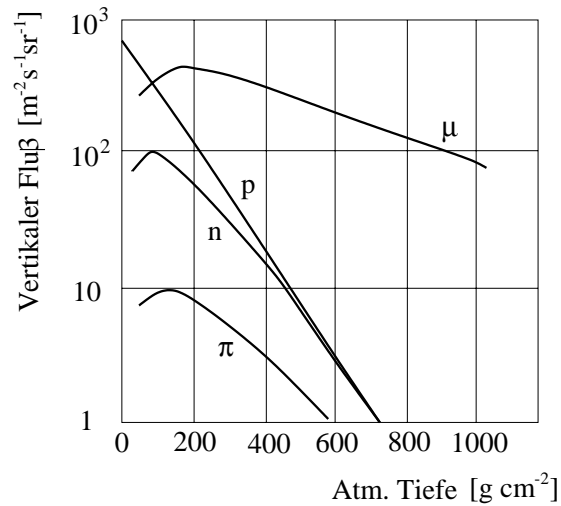


Abbildung 2: Ausgehend vom kosmischen Teilchenfluß auf die Atmosphäre, gibt diese Abbildung eine Abschätzung des vertikalen Flusses für verschiedenen Komponenten der Luftschauer als Funktion der Atmosphärentiefe an. Protonen und Neutronen haben dabei eine Energie über 3 GeV, Pionen über 400 MeV und Myonen über 200 MeV. (Abbildung entnommen aus [50]).

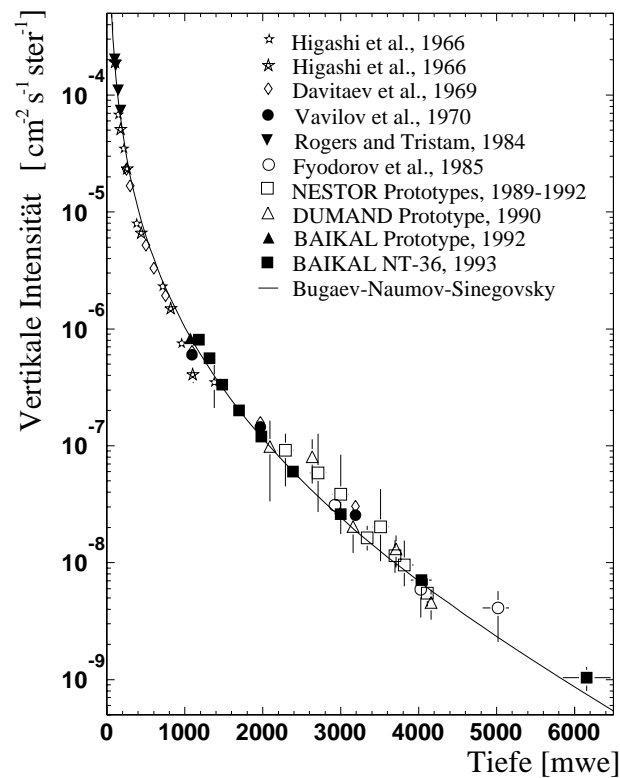


Abbildung 3: Der vertikale Fluß der atmosphärischen Myonen als Funktion der Tiefe nach [19]. Ebenfalls eingetragen sind die Messungen verschiedener Experimente, die das Modell von Bugaev-Naumov bestätigen.

Die Abbildung 3 zeigt die vertikale Myonenintensität als Funktion der Tiefe. Das Zentrum



von *AMANDA-B4* liegt bei einer Eistiefe von etwa 1755 m. Dies entspricht bei einer Dichte von  $\rho = 0.92 \text{ g/cm}^3$  einer Wassertiefe von 1615 m. Hier herrscht ein vertikaler Myonenfluß von  $\approx 2.5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{ster}^{-1}$ .

Mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren (*basiev* [16], *Corsika* [22], ...) läßt sich die Schauerentwicklung nachvollziehen. Nach der Simulation der Teilchenkaskaden in der Atmosphäre und der Myonenpropagation in Eis oder Wasser, steht anschließend der am Detektorort sichtbare Myonenfluß zur Verfügung. Dieser kann dann in der Detektor-Simulation, z. B. zur Bestimmung der Triggerrate, herangezogen werden.

### 3.5 Atmosphärische Neutrinos

Ebenso wie Myonen, entstehen in den Schauern der kosmischen Teilchen auch Neutrinos (siehe Reaktionskette (1)). Hier interessieren insbesondere die Myonneutrinos, da diese die Möglichkeit haben, durch eine schwache Wechselwirkung in der Nähe des Detektors Myonen zu erzeugen, die den Detektor auslösen. Der Fluß dieser Neutrinos erreicht ein Maximum zum Horizont hin. Dies spiegelt den länger werdenden Weg durch die Atmosphäre und die damit verbundene erhöhte Wahrscheinlichkeit des Myonzerfalls zum Horizont hin wieder. Der Fluß der Neutrinos folgt dem der primären kosmischen Strahlung bis etwa zur kritischen Energie der Pionen, um anschließend steiler zu fallen.

Der Fluß der Myonneutrinos wurde von Volkova [83] berechnet und dabei folgendermaßen parametrisiert (in  $\text{GeV}^{-1}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{cm}^{-2}$ ):

$$\begin{aligned} & \frac{dN_{(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}^{\pi, K, \mu}}{dE}(E, \theta) = \\ & = \begin{cases} 2.8 \cdot 10^{-2} E^{-2.69} \cdot \left( \frac{1}{1+6 \cdot E/E_\pi(\theta)} + \frac{0.213}{1+1.44 \cdot E/E_K(\theta)} \right), & 10^2 \leq E < 5.4 \cdot 10^5 \text{ GeV} \\ 0.48 \cdot E^{-4.04} \cdot (E_\pi(\theta) + 0.89 \cdot E_K(\theta)), & E \geq 5.4 \cdot 10^5 \text{ GeV} \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

Dabei sind die Energien  $E_\pi$  und  $E_K$  die sogenannten kritischen Energien für Pionen und Kaonen, wie in der Gleichung (9) definiert. Wie im vorigen Kapitel gezeigt, sind diese Energien für senkrechte Spuren  $E_\pi \approx 110 \text{ GeV}$  und  $E_K \approx 850 \text{ GeV}$ . Dies in die Parametrisierung des Neutrinoflusses (10) eingesetzt, ergibt die Abbildung 4 für vertikale ( $\theta = 0^\circ$ ) und horizontale ( $\theta = 90^\circ$ ) Neutrinos.

#### 3.5.1 Abschätzung des Myonenflusses aus den atmosphärischen Neutrinos

Gemäß dem Prozeß:



entstehen aus den Neutrinos Myonen. Diese Myonen werden dann, falls sie den Detektor erreichen und dessen Triggerschwelle überschreiten, von diesem registriert. Die Parameter, die in obige Reaktion eingehen, sind die Wahrscheinlichkeit, für das Neutrino einen Kern zu sehen, und der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion. Wieviel der entstandenen Myonen den Raum um den Detektor durchsetzen ist abhängig von der Reichweite des

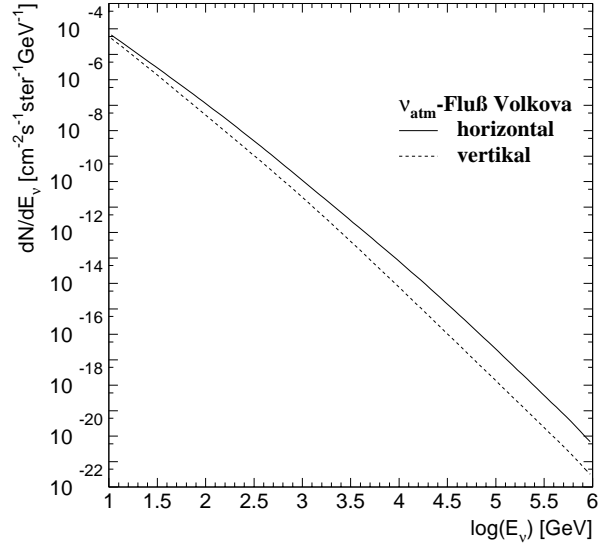


Abbildung 4: Der Fluß der atmosphärischen Neutrinos auf der Erdoberfläche nach der Parametrisierung von Volkova für vertikale und horizontale Neutrinos [83].

entstandenen Myons. Hierzu gibt es in der Literatur mehrere Rechnungen [32], [33], [34] und [42].

Im folgenden wird die Ableitung, wie in [30] gezeigt, benutzt. Die wichtigsten Schritte werden hier angeführt. Die differentielle Luminosität der Erde für Myonen der Energie  $E_\mu$  unter dem Zenitwinkel  $\theta$  ist:

$$\int S(E_\nu, E_\mu, \Theta) dE_\nu = N_A \int \frac{d\sigma}{dE_\nu} \frac{dN}{dE_\nu} dE_\nu, \quad (12)$$

wobei  $N_A$  die Avogadrozahl,  $d\sigma/dE_\nu$  der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes für die Reaktion (11) und  $dN/dE_\nu$  das differentielle Spektrum in der Energie der (atmosphärischen) Neutrinos ist. Der tief-inelastische Wirkungsquerschnitt ist dabei unterschiedlich für Neutrinos und Antineutrinos. Für Neutrinos kann man ihn nach der obigen Quelle mit:

$$\frac{d\sigma_\nu}{dE_\mu} \cong \left[ 0.72 + 0.06 \left( \frac{E_\mu}{E_\nu} \right)^2 \right] \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} \quad (13)$$

angeben. Für Antineutrinos erhält man:

$$\frac{d\sigma_{\bar{\nu}}}{dE_\mu} \cong \left[ 0.09 + 0.69 \left( \frac{E_\mu}{E_\nu} \right)^2 \right] \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1}. \quad (14)$$

Setzt man die Gleichungen (13) und (14) in die Formel (12) ein, so ergibt sich:

$$S(E_\nu, E_\mu, \Theta) = N_A \sigma(R) \frac{dN}{dE_\nu} \left[ 1 + A(R) \left( \frac{E_\mu}{E_\nu} \right)^2 \right], \quad (15)$$

hierbei ist  $R = 1.2 + 0.69 \ln(E_\nu)$  das Verhältnis von Neutrinos zu Antineutrinos. Der Wirkungsquerschnitt ist:

$$\sigma(R) = \frac{0.72R + 0.09}{1 + R} \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-1} \quad (16)$$

und  $A(R)$  ist definiert als:

$$A(R) = \frac{0.69 + 0.06R}{0.09 + 0.72R}. \quad (17)$$

Bis zu einer Energie von etwa 5 TeV folgt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  linear der Neutrinoenergie, um danach etwas langsamer zu steigen (siehe Abbildung 5).

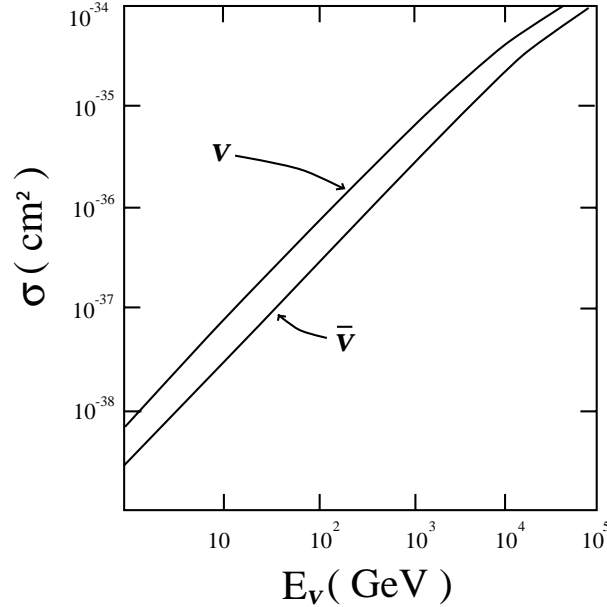


Abbildung 5: Der Wirkungsquerschnitt des geladenen Stromes für Neutrinos und Antineutrinos. Dieser ist bis zu einer Energie von etwa 5 TeV proportional zur Neutrinoenergie. Danach macht sich der Einfluß des W-Propagators bemerkbar.

Damit ist der Myonenfluß durch ein Detektorelement bestimmt, indem man über alle Entfernungen  $X$  vom Detektorelement integriert und dabei den Energieverlust der Myonen in dem jeweiligen Medium beachtet.

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = \int_0^{E_{\nu max}} \left[ \int_0^\infty dX \int_{E_\mu}^{E_\nu} dE'_\mu g(X, E_\mu, E'_\mu) \times S(E_\nu, E'_\mu, \Theta) \right] dE_\nu. \quad (18)$$

Hierbei ist  $g(X, E_\mu, E'_\mu)$  die Wahrscheinlichkeit, daß nach der Wegstrecke  $X$  ein Myon der Anfangsenergie  $E'_\mu$  die Energie  $E_\mu$  besitzt. Dieser Term beschreibt die Eigenschaften des den Detektor umgebenden Materials und damit, wieviele erzeugte Myonen des jeweiligen Energiebereichs überhaupt vom Detektor gesehen werden können. Diese Wahrscheinlichkeitsverteilung läßt sich mit Monte-Carlo-Methoden bestimmen, wobei verschiedene Materialkompositionen als Funktion des Zenitwinkels eingehen können. Hier wird aber, wie auch in [30], die analytische Näherung benutzt. Diese approximiert eine genaue Berechnung mit einer für unsere Zwecke ausreichender Genauigkeit von  $\approx 10\%$  [30].

Wird der Energieverlust als kontinuierlich entsprechend der Formel:

$$dE/dx = -\alpha - \beta E \quad (19)$$

angenommen, so besteht eine eindeutige Energie-Reichweitebeziehung. Hier sind  $\alpha \cong 2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^{-2})$  und  $\beta \cong 2.96 \cdot 10^{-6} (\text{g cm}^{-2})^{-1}$ , wie in Kapitel 13.1.14 bestimmt. Somit ist  $\epsilon = \alpha/\beta \sim 675 \text{ GeV}$ . Die Näherung besteht nun in der Annahme für:

$$g(X, E_\mu, E'_\mu) = \delta(E_\mu - F(X)) = \frac{\delta(X - X_0)}{\alpha + \beta E_\mu}. \quad (20)$$

Dabei ist  $F(X)$  die Energie, die ein Myon der Energie  $E'_\mu$  hat, nachdem es die Strecke  $X$  zurückgelegt hat.  $X_0$  ist die gesamte Reichweite.

Die komplette Formel des Myonflusses wird damit nach der Integration über  $dE'_\mu$  und  $dX$  zu [30]:

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu dE_\nu} = \frac{N_A \sigma(R)}{\alpha} \frac{dN}{dE_\nu} \times \frac{1}{1 + E_\mu/\epsilon} \left[ E_\nu - E_\mu + \frac{A(R)}{3} \frac{E_\nu^3 - E_\mu^3}{E_\nu^2} \right]. \quad (21)$$

Mit Hilfe der Formel (21) kann aus einem Neutrinofluß  $dN/dE_\nu$  der resultierende Myonenfluß berechnet werden. Weiterhin ist zu beachten, daß zwischen dem Detektionswinkel  $\theta$  am Detektorort und dem Produktionswinkel  $\theta^*$  der Neutrinos in der Atmosphäre ein Unterschied besteht, wie aus Abbildung 6 ersichtlich ist. Dies ist beim Benutzen der Parametrisierung nach Volkova zu beachten. Der Winkel  $\theta^*$  ergibt sich zu [64]:

$$\cos(\theta^*) = \text{sqrt}(1 - \sin^2 \theta (h_{det} + R_\oplus)^2 / (h_0 + R_\oplus)^2) \quad (22)$$

mit  $h_{det} = 3000 \text{ m} - 1700 \text{ m} = 1300 \text{ m}$ ,  $R_\oplus = 6371 \text{ km}$  und  $h_0 = 32 \text{ km}$ .

Außerdem wird die Abschwächung der Neutrinos durch die Erde berücksichtigt. Der ursprüngliche Neutrinofluß  $dN(\cos(\theta^*))/dE_\nu$  wird auf seinem Weg durch die Erde abgeschwächt und läßt sich beschreiben als:

$$\frac{dN'}{dE_\nu} = \frac{dN(\cos(\theta^*))}{dE_\nu} \cdot K(\theta) \quad (23)$$

$$K(\theta) = \exp\left(-\frac{\rho_{Erde} D_{Erde} \cos(\theta)}{(A/N_A \sigma)}\right) \quad (24)$$

wobei  $\rho_{Erde}$  und  $D_{Erde}$  die mittlere Dichte ( $5.52 \text{ g/cm}^3$ ) und der Durchmesser der Erde sind. Dabei ist  $A$  die mittlere Massenzahl (hier wurde 25 benutzt) und  $N_A$  die Avogadrozahl. Das Verwenden einer mittleren Dichte für die Erde ist eine Vereinfachung, da in Wirklichkeit hier ein feineres Dichteprofil benutzt werden müßte. Aufgrund der relativen Geringfügigkeit dieser Korrektur ist der Einfluß hier allerdings klein. In der folgenden Abbildung 7 sieht man, daß diese Korrektur erst für Energien über  $10^4 \text{ GeV}$  eine Rolle spielt.

Entsprechendes Einsetzen in obige Formel (21) und Integration über  $\phi$  und  $E_\nu$  ergibt die Verteilung  $dN_\mu/dE_\mu (\text{GeV s cm}^2)^{-1}$ , wie in Abbildung 8 gezeigt.

Summiert man die aus der Formel (21) resultierende, korrigierte Verteilung für alle Energien  $E_\mu \geq E_{threshold}$ , so erhält man den integralen Myonenfluß oberhalb einer Energie

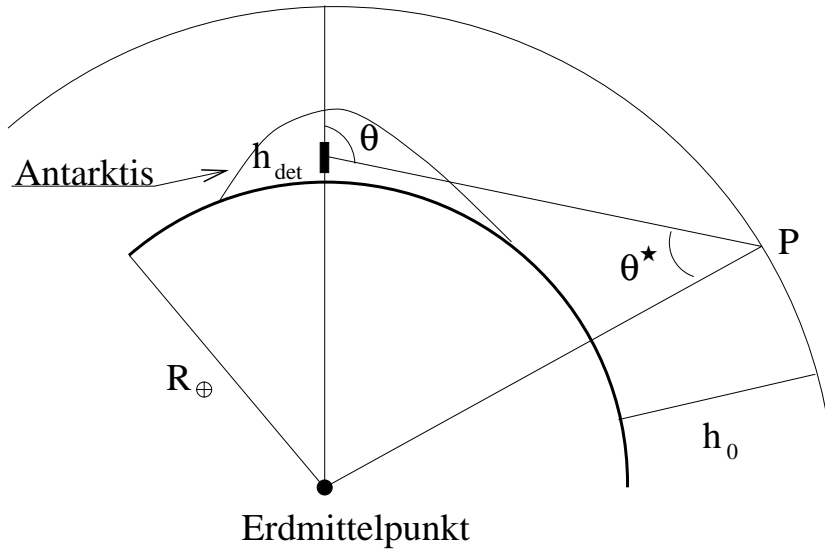


Abbildung 6: Illustration des Unterschiedes zwischen dem Produktionswinkel  $\theta^*$ , unter dem ein Neutrino oder Myon am Ort P produziert wird, und dem Winkel  $\theta$ , unter dem der Nachweis im Detektor erfolgt. Hierbei ist zu beachten, daß der *AMANDA*-Detektor nicht unterhalb der Erdoberfläche, sondern im Eis der Antarktis, welches sich bis zu 3 km über die Erdoberfläche wölbt, vergraben ist. Effektiv liegt der *AMANDA*-Detektor also in einem Berg.

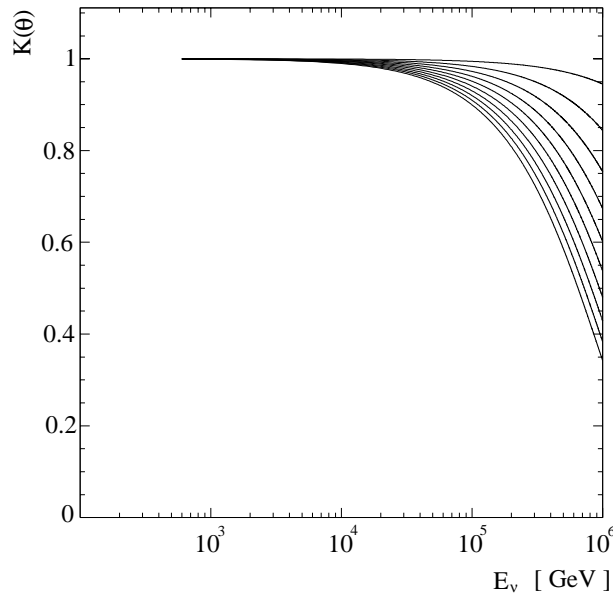


Abbildung 7: Der Korrekturfaktor  $K(\theta)$  nach der Formel (24). Er beschreibt die Absorption der Neutrinos in der Erde als Funktion der Neutrinoenergie. Die obere Kurve entspricht dem Bereich  $\cos(\Theta) = [0, -1]$ , die untere  $\cos(\Theta) = [-0.9, -1]$ . Deutlich sichtbar ist die Vernachlässigbarkeit dieses Faktors für Energien unterhalb  $10^4$  GeV.

$E_{threshold}$  wie in Abbildung 9 gezeigt. Hier kann für eine Schwellenenergie  $E_{threshold}$  der integrale Myonenfluß pro Sekunde und Quadratcentimeter abgelesen werden. Vergleicht man diese Werte mit den in [31] angegebenen Werten, so ergibt sich eine Übereinstim-

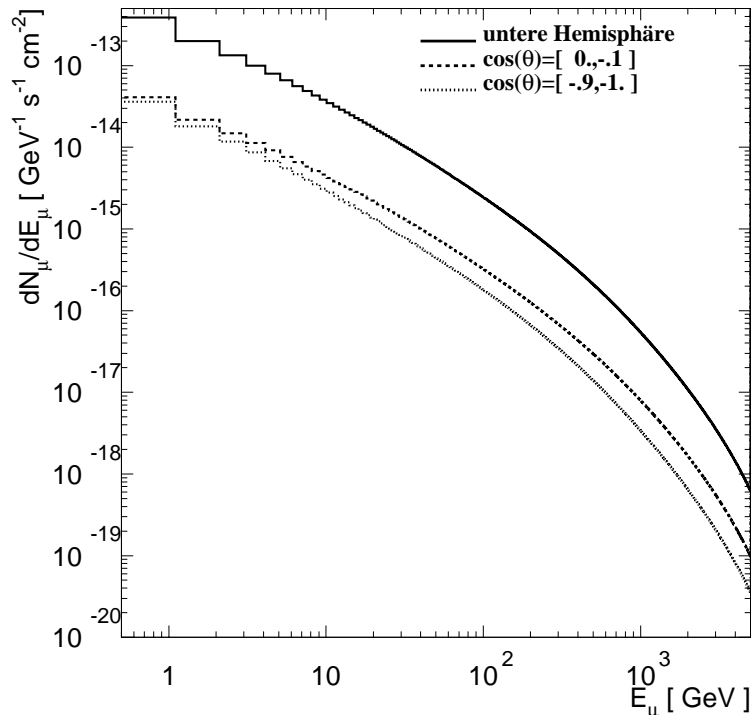


Abbildung 8: Der aus den atmosphärischen Neutrinos folgende Myonenfluß, differenziell nach der Myonenenergie  $E_\mu$  [GeV] für die untere Hemisphäre. Die Rechnung erfolgte unter der Annahme, daß der Detektor überall von Eis umgeben ist.

mung, welche in folgender Tabelle 1 gezeigt wird.

$E_{\mu,min}$ [GeV]	.5	1.	2.	4.	7.	10.
Gaisser[31]	21.8	19.4	17.0	14.5	12.5	11.3
mit Volkova	22.5	18.6	16.6	14.3	12.3	11.0
mit Lipari	22.0	17.9	15.9	13.7	11.8	10.6

Tabelle 1: Die Flüsse für die aus atmosphärischen Neutrinos entstehenden Myonen oberhalb der angegebenen Schwelle in ( $10^{-13}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Die erste Zeile gibt die in [31] gegebenen Werte, während die anderen beiden Zeilen die hier errechneten Raten, ausgehend von dem Volkova- und Liparineutrinofluß, zeigen. Die Abweichung liegt jeweils bei  $\sim 5\%$ .

Interessant ist nun der Vergleich dieser so erhaltenen Werte mit den gemessenen Flüssen verschiedener Experimente. Die Tabelle 2 gibt Meßwerte verschiedener Experimente wieder. Da sich die hier berechneten Werte alle auf eine Hemisphäre beziehen, wurden die Werte in der zweiten Spalte mit  $2\pi$  multipliziert. Diese vergleichen sich mit den Werten in obiger Tabelle 1 für die jeweilige Schwelle. Gemeinsam ist allen, bis auf die Meßwerte von Baksan, daß sie etwa 20 % unterhalb der Erwartung liegen, was aber völlig im Rahmen der theoretischen Unsicherheiten sowohl in den Neutrinoströmen als auch im Wirkungsquerschnitt liegt. Insgesamt wird diese Unsicherheit nach [29] mit etwa 25 % veranschlagt.

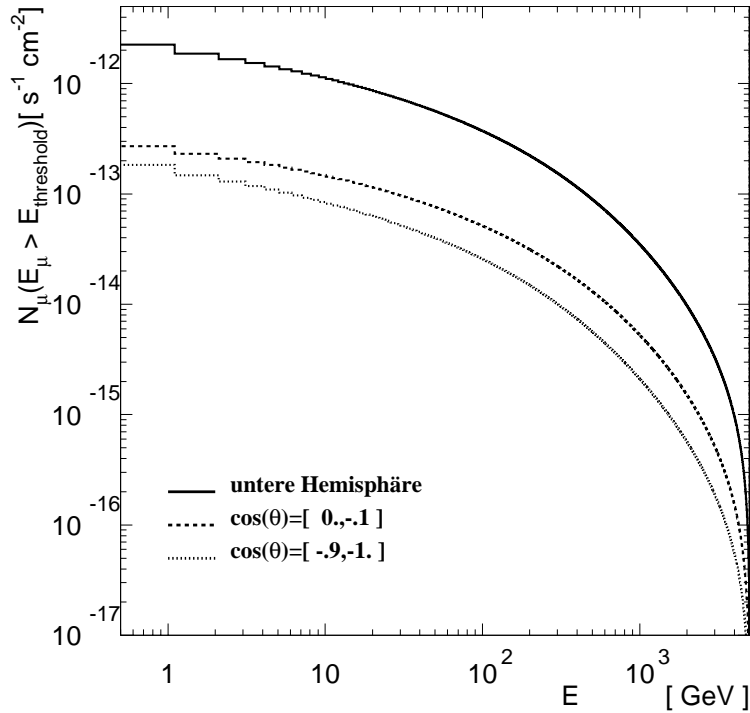


Abbildung 9: Der integrale Myonenfluß aus atmosphärischen Neutrinos als Funktion der Schwellenenergie. Eingezeichnet sind sowohl die Gesamterwartung für die untere Hemisphäre als auch die Erwartung für vertikale und horizontale Myonen. Erkennbar ist, daß horizontal ein größerer Anteil von Myonen entsteht als vertikal.

Vergleicht man somit den erwarteten Myonenfluß von etwa  $2.2 \cdot 10^{-12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  aus atmosphärischen Neutrinos mit dem von oben auf den Detektor eintreffenden atmosphärischen Myonenfluß von etwa  $2.5 \cdot 10^{-7} \cdot 2\pi \cdot K_{\theta} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , so erkennt man, daß auch nach der Rekonstruktion von  $\sim 10^5$ – $10^6$  atmosphärischen Myonen keine Fehlrekonstruktion vorhanden sein darf, um atmosphärische Neutrinos sehen zu können. Dies ist um so mehr eine hohe Anforderung, als die auf die Ereignisse angewandten Kriterien, die dazu dienen, Fehlrekonstruktionen auszuschließen, immer auch einen Teil des Signals wegschneiden. In Kapitel 14 wird gezeigt, daß es zwar gelingt die etwa 10 % fehlrekonstruierten atmosphärischen Myonen völlig wegzuschneiden, jedoch reduziert sich bei diesem Vorgang das Signal auf etwa 1 %. Was bedeutet, daß mit dem *AMANDA-B4*-Detektor der atmosphärische Myonenfluß um den Faktor 50–100 zu klein ist, um nachgewiesen werden zu können. Interessant ist in diesem Zusammenhang auch der Fluß, der von einer Punktquelle zu erwarten ist. Für Cygnus X-3 mit einer Deklination von  $41^\circ$  gibt [29] einen aus Neutrinos resultierenden Myonenfluß von  $4 \cdot 10^{-15} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  an. Dieser wird, obwohl von einer Punktquelle kommend, trotzdem zu klein sein, als daß man hoffen könnte, ihn mit *AMANDA-B4* zu sehen.

$E_{\mu min}[\text{GeV}]$	1.	1.	1.	2.	3.
Experiment	CWI	Baksan	Macro	IMB	Kamiokande
$F_{\mu}$	$2.17 \pm .21$	$2.77 \pm .17$	$2.48 \pm .27$	$2.26 \pm .11$	$2.04 \pm .13$
$F_{\mu} \cdot 2\pi$	$13.6 \pm 1.32$	$17.4 \pm 1.1$	$15.5 \pm 1.7$	$14.2 \pm 0.7$	$12.8 \pm 0.8$

Tabelle 2: Die gemessenen neutrinoinduzierten Myonenflüsse ( $10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$ ) verschiedener Experimente (aus [77]) sowie der sich daraus ergebende Fluß für eine Hemisphäre in ( $10^{-13} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). Tendenziell sind alle gemessenen Werte kleiner als die entsprechenden Werte in Tabelle 1.



## 4 Energieverlust der Myonen

Aufgrund der großen Wegstrecke, die die Myonen zum Detektor laufen, und der großen Dimensionen des Detektors selbst, spielt der Energieverlust der Myonen eine entscheidende Rolle. Das Material über dem Detektor dient als Abschirmung gegen einen Großteil der atmosphärischen Myonen. Man benutzt aber auch eben dieses Material als Radiator, um das Licht, das als Folgeprodukt der Energieverlustprozesse entsteht, einzufangen. Diese Prozesse sind der Cherenkoeffekt, die Ionisation des umgebenden Materials, das Herausschlagen von Deltaelektronen, die Paarerzeugung von Elektronen und Myonen, die Bremsstrahlung und die photonukleare Reaktion. Da Neutrinooteleskope wie *AMANDA* eine verhältnismäßig hohe Energieschwelle besitzen, kann man Energieverluste unterhalb  $\sim 0.5$  GeV als kontinuierlichen Energieverlust betrachten. Da insbesondere einzelne große Energieverluste spezielle Muster im Detektor auslösen können, ist es wichtig, eine volle stochastische Simulation des Myontransportes am Detektorort durchzuführen.

### 4.1 Der Cherenkoeffekt

Im Jahre 1934 von P.Cherenkov und S.Vavilov erstmalig beobachtet, besteht der Cherenkoeffekt darin, daß ein Teilchen in einem durchsichtigen Medium mit dem Brechungsindex  $n$  immer dann Licht aussendet, wenn seine Geschwindigkeit über der Lichtgeschwindigkeit in diesem Medium liegt [77]. Der Cherenkoeffekt ist ein Schwelleneffekt, der dann einsetzt, wenn:

$$v = \beta c_{vac} \geq c_{medium} = c_{vac}/n \quad (25)$$

oder

$$\beta \geq \frac{1}{n}. \quad (26)$$

Überschreitet ein Teilchen diese Geschwindigkeit, so emittiert es kohärente Photonen unter einem typischen Cherenkovwinkel. Dabei ist der Brechungsindex eine Funktion der Frequenz der Photonen, also  $n = n(\nu)$ . Für Eis und Wasser kann in dem Wellenlängenbereich des optischen Lichtes ( $400 \text{ nm} \leq \lambda \leq 700 \text{ nm}$ ) der Brechungsindex als konstant mit dem Wert  $n \approx 1.33$  angenommen werden. Der Cherenkovwinkel ist gegeben über:

$$\cos \theta_c = \frac{c_{vac}/n}{\beta c_{vac}} = \frac{1}{\beta n}. \quad (27)$$

Betrachtet man relativistische Teilchen mit  $\beta \approx 1$  in Eis oder Wasser, so ist der Cherenkovwinkel fest und keine Funktion der Energie mehr ( $\theta_c = 41.2^\circ$ ). Eine Darstellung der Geometrie des Cherenkoeffektes ist in Abbildung 10 zu sehen.

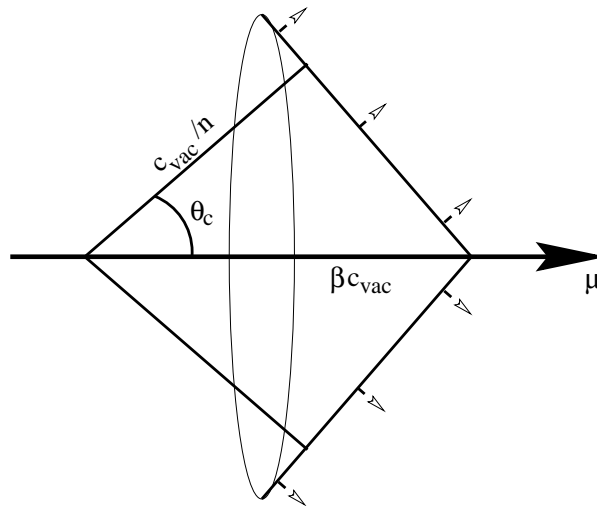


Abbildung 10: Die Geometrie des Cherenkoveffektes. Cherenkov-Photonen werden nur unter dem Cherenkovwinkel emittiert. Daher wird die gesamte Energie dieses Effektes senkrecht zum eingezeichneten Kegelmantel abgestrahlt [79].

Interessant ist die Anzahl der Photonen eines bestimmten Energieintervalls, die pro Wegstück emittiert werden:

$$\frac{d^2 N}{dE dx} = \frac{\alpha z^2}{hc} \sin^2 \theta_c \approx 370 \sin^2 \theta_c \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (28)$$

oder

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right). \quad (29)$$

Dabei gilt für Myonen  $z = 1$ . Integriert man die obige Formel (29) und setzt die oben genannten Grenzen für das optische Spektrum ein, so erhält man 214 Photonen/cm. Dies entspricht einer Energie von etwa  $400 \text{ eV cm}^{-1}$ , was wesentlich geringer ist als die  $\sim 2 \text{ MeV cm}^{-1}$ , die ein Myon durch Ionisation verliert. Andererseits emittiert ein Myon, welches durch den gesamten *AMANDA*-Detektor mit 400 m Höhe läuft, allein durch diesen Prozeß bereits  $\mathcal{O}(10^6)$  Photonen. Die Energie, die ein Teilchen besitzen muß, um Cherenkovlicht auszusenden, läßt sich mit:

$$E_c > \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}}. \quad (30)$$

berechnen und ist für Myonen und Eis  $E_c \approx 160 \text{ MeV}$ .

## 4.2 Myonpropagation im Eis

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, verlieren die Myonen nur einen Bruchteil ihrer Energie durch Cherenkovlicht, wesentlich wichtiger sind die Prozesse Ionisation, Paarzeugung, Bremsstrahlung und photonukleare Reaktionen.

Der gesamte Energieverlust wird in seiner einfachsten Form durch

$$-\frac{dE}{dx} = a + bE_\mu \quad (31)$$

berechnet, dabei sind  $a \approx 0.002 \text{ GeV g}^{-1} \text{ cm}^2$  der Ionisationsverlust und  $b = b_{brems} + b_{paar} + b_{photonuc} \approx (0.85 + 1.12 + 0.43) \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$  die radiativen Verluste für Wasser [4]. Diese Werte gelten für eine Myonenergie von etwa 100 GeV.

Mit  $\epsilon = a/b \approx 675 \text{ GeV}$  wird die kritische Energie für Wasser (Eis) bezeichnet, ab der stochastische Energieverluste wichtiger werden als der kontinuierliche Verlust durch Ionisation. Dieser Energieverlust durch Ionisation ( $a$ ) wird durch die bekannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben [78]:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right]. \quad (32)$$

Hierbei ist  $T_{max}$  der maximal mögliche Energieübertrag auf ein Elektron und  $I$  ist die materialspezifische Ionisationsenergie. Der Energieverlust durch Ionisation hat für  $\beta\gamma = 3 - 3.5$  ein Minimum. Teilchen dieser Energie werden als minimalionisierende Teilchen bezeichnet. Bei höherer Energie steigt der Ionisationsverlust leicht an, bis er ein Plateau erreicht hat. Dieses Plateau beginnt für Myonen bei ca. 10 GeV.

Integriert man die obige Gleichung (31), so erhält man für die Energie  $E_\mu$ , die ein Myon der Anfangsenergie  $E_0$  nach dem Durchlaufen der Wegstrecke  $x$  [29] besitzt:

$$E_\mu = \left( E_0 + \frac{a}{b} \right) e^{-bx} - \frac{a}{b}. \quad (33)$$

Hieraus ergibt sich die mittlere Wegstrecke  $R$ , die ein Myon mit der Energie  $E_0$  läuft:

$$R = \frac{1}{b} \ln \left( \frac{b}{a} E_0 + 1 \right). \quad (34)$$

Ebenso kann man die minimale Energie berechnen, die ein Myon benötigt, um eine bestimmte Materialdicke  $x$  zu durchdringen:

$$E_{\mu,min} = \frac{a}{b} (e^{bx} - 1). \quad (35)$$

Die Formel (35) ist nützlich, um die Mindestenergie von Myonen an der Eisoberfläche zu berechnen, die gerade noch den Detektor erreichen können.

Tatsächlich sind die Koeffizienten  $a$  und  $b$  in Gleichung (31) Funktionen der momentanen Myonenergie, also:

$$-\frac{dE}{dx} = a(E_\mu) + (b_{paar}(E_\mu) + b_{brems}(E_\mu) + b_{photonuc}(E_\mu))E_\mu. \quad (36)$$

Die Abhängigkeit der Energieverlustparameter für die Prozesse Paarerzeugung, Bremsstrahlung und Photo-nukleare Reaktion und ihre Summe sind in Abbildung 11 dargestellt. Der Energieverlust durch Paarproduktion und Bremsstrahlung erreicht bei etwa  $\sim 10 \text{ TeV}$  ein Plateau. Der Energieverlust durch photonukleare Reaktionen hingegen steigt weiter an.

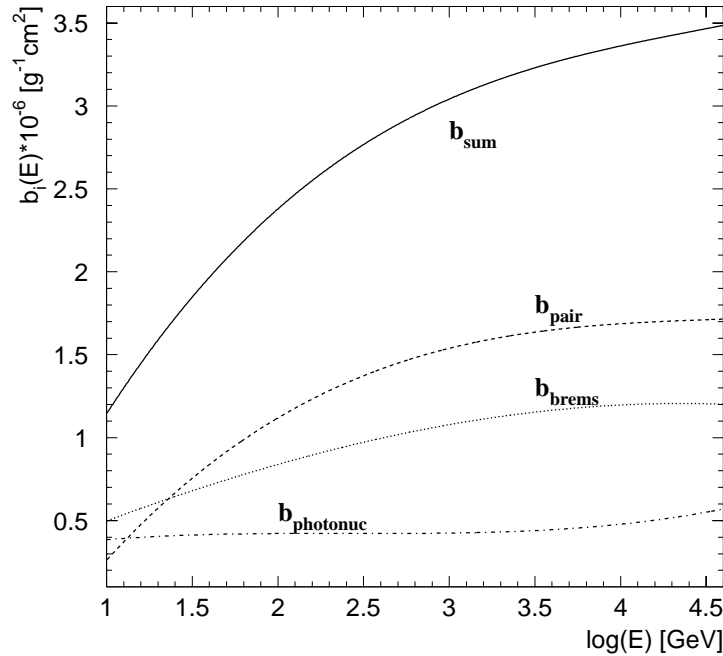


Abbildung 11: Die berechneten Energieverlustparameter als Funktion der Myonenenergie für Wasser [4]. Dargestellt ist auch die Summe der drei Prozesse photonukleare Reaktion, Bremsstrahlung und Paarproduktion.

Neben der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie sind diese auch eine Funktion des Anteils der übertragenen Energie  $\nu$ . Während der Wirkungsquerschnitt für die Bremsstrahlung sich ungefähr wie  $1/\nu$  verhält, ist er für die Paarproduktion eher  $1/\nu^2$ . Harte, große Energieverluste sind daher für Bremsstrahlungsverluste wahrscheinlicher als für Paarproduktionsprozesse. Der Wirkungsquerschnitt für die photonukleare Reaktion ist deutlich kleiner als die anderen beiden und erzeugt ein hartes Energieverlustspektrum. Eine detaillierte Berücksichtigung dieses Sachverhalts beim Myonentransport bieten Monte-Carlo-Algorithmen, die die generierten Myonen schrittweise durch ein Medium transportieren. Zu diesen gehört *Propmu* [48], *mudedx* [49], oder *Music* [7].

### 4.3 Myontransport mit *mudedx*

Mit den von W.Lohmann [49] zur Verfügung gestellten Routinen wurde ein Myonentransportprogramm für *AMANDA* erstellt. Dieses transportiert ein Myon mit einer Anfangsenergie, einem Generationsvertex und noch unbestimmter Länge durch das Medium (Wasser oder Eis). Hierbei erhält es eine Anzahl von Sekundärvertices (katastrophale Energieverluste) und eine definierte Länge. Programmintern werden dabei alle Energieverluste berechnet, jedoch extern für die weitere Simulation nur stochastische Energieverluste oberhalb einer bestimmten Schwelle ( $E_{\text{min}} = 0.5 \text{ GeV}$ ) als sekundäre Vertices mit ihrer Koordinate, der Prozeßart, ihrer Energie und Zeit relativ zum Myongenerationszeitpunkt festgehalten. Während die mittlere Energie-Reichweitebeziehung für eine feste

Myonenergie immer auch eine feste Länge desselben impliziert, variiert bei Beachtung der stochastischen Natur der Energieverlustprozesse, wie in Abbildung 12 zu sehen, die Länge der Myonen beträchtlich.

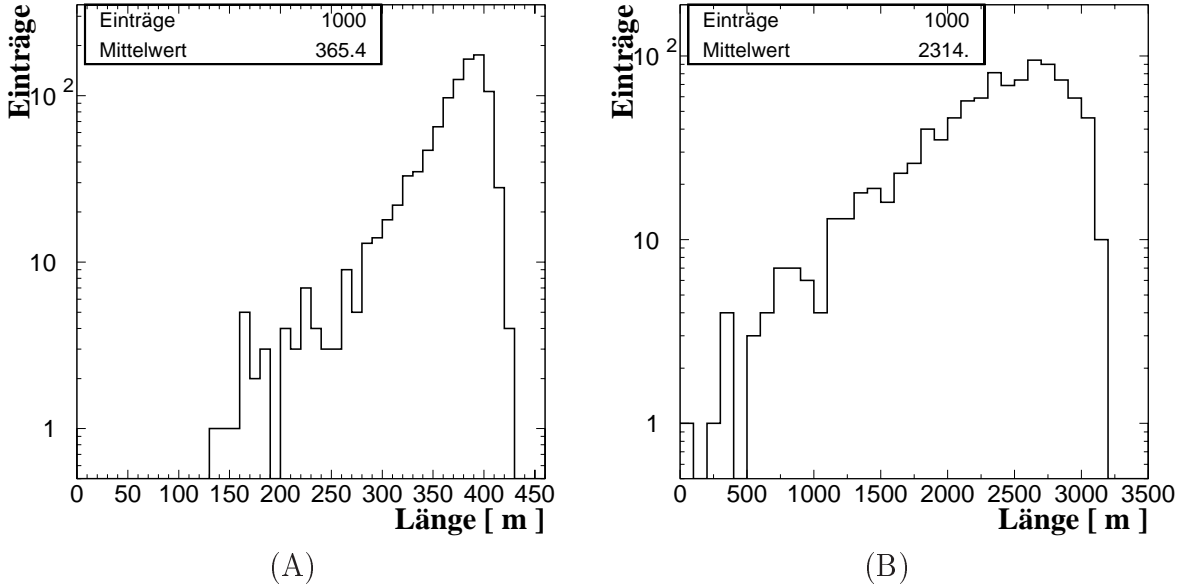


Abbildung 12: Die Länge von 100 GeV-Myonen (A) und 1 TeV-Myonen (B) nach dem Transport durch *mudedx*. Deutlich zu sehen ist, wie die Länge der Myonen fluktuiert; diese wird offensichtlich mit einer festen mittleren Reichweite nicht gut beschrieben.

In [48] wird die Funktionsweise eines solchen Monte-Carlo-Programms erklärt. Danach unterscheidet man zunächst zwischen der Ionisation und den Energieverlusten durch Bremsstrahlung, Paarproduktion und photonukleare Reaktion. Die Ionisation tritt ohne große Fluktuationen auf, und wird daher als kontinuierlich behandelt. Sie wird durch die Bethe-Bloch-Formel (32) beschrieben. Die anderen drei Prozesse fluktuieren dagegen stark. Sie werden durch ihre differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben:

$$\frac{d\sigma_i(\nu, E)}{d\nu}, i = \text{brems, paar, photonuc.} \quad (37)$$

Dabei ist  $\nu$  der Anteil der vom Myon auf das Photon übertragenen Energie. Ist  $E_\mu$  die Energie des Myons vor der Reaktion und  $E'_\mu$  die Energie nach der Reaktion, so ist  $\nu = (E_\mu - E'_\mu)/E_\mu$ . Die Fluktuationen des Energieübertrags werden dabei durch die Form der Verteilung  $d\sigma(\nu, E)/d\nu$  bestimmt. Der mittlere Energieverlust durch diese Prozesse bestimmt sich dann durch Integration:

$$\left\langle \frac{dE}{dx}(E) \right\rangle = \frac{N_A}{A} E \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \nu \left( \frac{d\sigma(\nu, E)}{d\nu} \right) d\nu, \quad (38)$$

mit  $N_A$  der Avogadrozahl und  $A$  der Massenzahl des Materials. Bei der Berechnung ergibt sich nun das Problem der divergenten Wirkungsquerschnitte für kleine Energieüberträge. Dies löst man, indem man den Energieverlust in einen weichen Teil (mit  $\nu < \nu_{cut}$ ) und in

einen harten Teil (mit  $\nu \geq \nu_{cut}$ ) aufteilt. Anschließend wird der weiche Teil als kontinuierlich, und der harte als stochastisch behandelt. Der Energieverlust wird zu:

$$\begin{aligned} \langle \frac{dE}{dx} \rangle &= \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{weich} + \langle \frac{dE}{dx} \rangle_{hart} \\ &= \frac{N_A}{A} E \left[ \int_0^{\nu_{cut}} \nu \left( \frac{d\sigma(\nu, E)}{d\nu} \right) d\nu + \int_{\nu_{cut}}^1 \nu \left( \frac{d\sigma(\nu, E)}{d\nu} \right) d\nu \right]. \end{aligned} \quad (39)$$

Hierbei ist der Term, der den harten Energieverlust beschreibt, immer endlich. Ein Myon verliert somit auf einer Wegstrecke  $dx$  durch Ionisation und weiche Prozesse “kontinuierlich” die Energie  $dE_{weich} = \langle \alpha(E_\mu) + (dE/dx)_{weich} \rangle dx$ . Die Wahrscheinlichkeit für einen harten Prozeß mit  $\nu \geq \nu_{cut}$  ist  $dx/\lambda_{hart}$ , wobei  $\lambda_{hart} = (\sigma_{hart} N_A/A)^{-1}$  ist. Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon mit der Energie  $\nu E_\mu$  zu emittieren, ist proportional zum Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\nu$ .

Im Programm *mudedx* wird gegenüber dem obigen Schema eine Vereinfachung vorgenommen. Beim Programmstart wird das Programm mit einer wählbaren Energie  $E_{init}$  initialisiert. Hierfür wird  $d\sigma(\nu, E_{init})/d\nu$  berechnet. Dieser differentielle Wirkungsquerschnitt wird anschließend für alle Energien benutzt. Die Größe der Initialisierungsenergie legt den Grad der Fluktuationen fest. Sie sollte daher in etwa in dem Bereich liegen, in dem die zu transportierenden Myonen sich befinden. Wird das Myon über einen großen Bereich transportiert, so addieren sich die Fehler, die man durch diese Vereinfachung macht.

Die Grenzen zwischen hartem und weichem Energieverlust liegen in dem Programm bei 1 % der Energie für die Bremsstrahlung und die photonukleare Reaktion und bei 0.5 % der Energie für die Paarproduktion. Durch diese Beschränkung kann z. B. ein Myon mit einer momentanen Energie von 1 TeV keinen sekundären Schauer unter 5 GeV erzeugen.

Wählbar ist neben der Initialisierungsenergie die Schrittweite, mit der ein Myon durch das Material transportiert wird. Nach jedem Schritt wird berechnet, wieviel Energie in welchem Prozeß verloren wurde. In einem speziellen Lauf wurde hier der Energieverlust pro Schritt berechnet und als  $\langle dE/dx \rangle$  in Histogramme eingetragen. Diese sind in Abbildung 13 dargestellt.

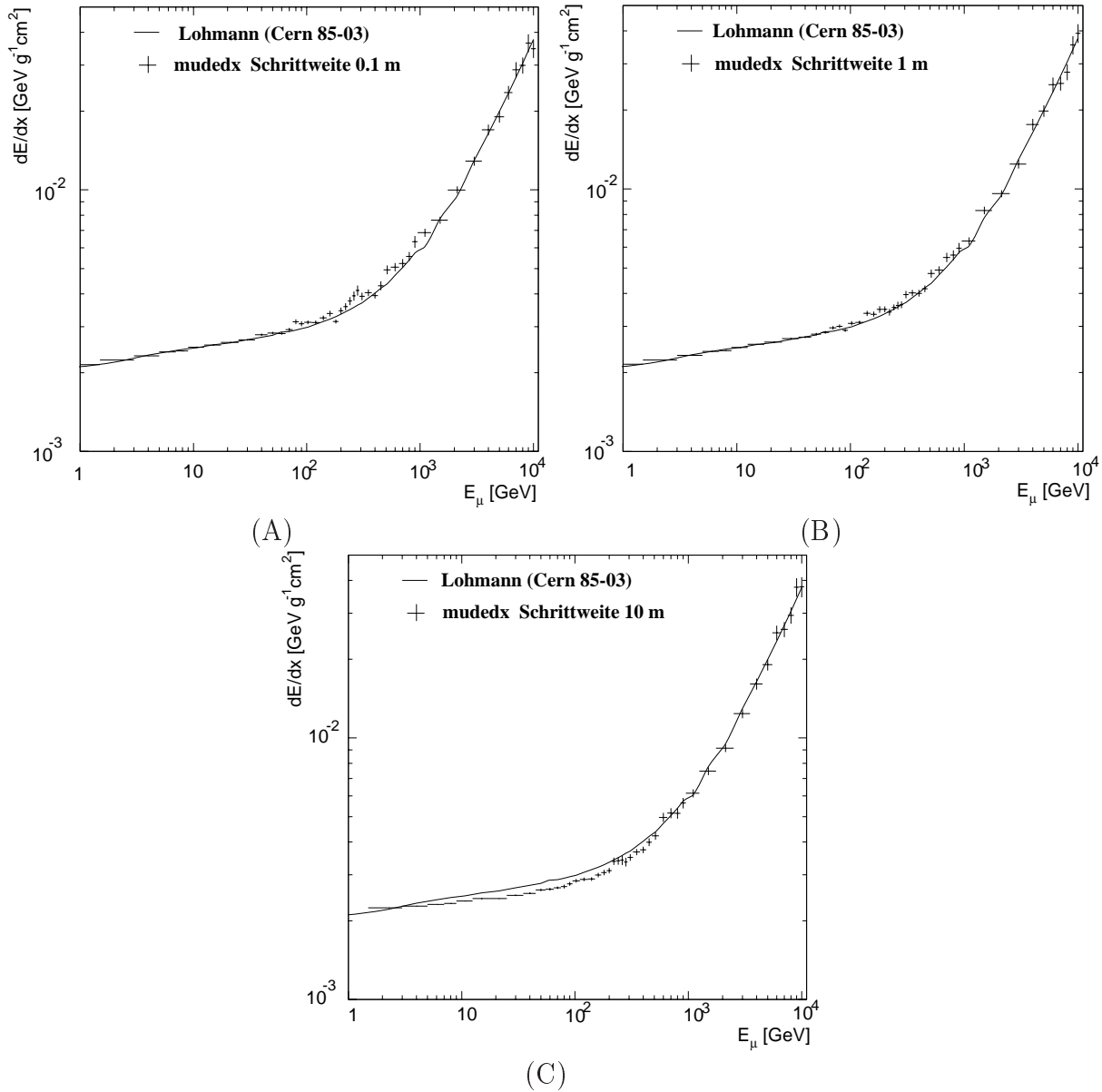


Abbildung 13: Der Energieverlust als Funktion der Myonenergie für drei verschiedene Schrittweiten (0.1, 1, 10 m), wie er von *mudedx* ausgespielt wird. Zum Vergleich sind die Werte aus [49] als durchgezogene Kurve eingetragen.

Verglichen werden die so erhaltenen Werte mit den in [49] tabellierten Werten. Für eine Schrittweite von 10 cm (Abbildung 13 (A)) und 1 m (Abbildung 13 (B)) sind keine wesentliche Abweichung von der Erwartung zu sehen. Lediglich bei einer Schrittweite von 10 m (Abbildung 13 (C)) liegt der Energieverlust, für Energien unter  $\sim 300$  GeV, signifikant unterhalb der Erwartung. Da die Schrittweite umgekehrt proportional zur Simulationsgeschwindigkeit ist, ist man hier an einer möglichst großen Schrittweite interessiert. Andererseits müssen bei der Auflösungsgenauigkeit der Sekundärprozesse auch die Detektordimensionen beachtet werden. Da ein optisches Modul als sensitive Einheit 0.3 m Durchmesser hat, sollte nicht wesentlich über diese Größe hinausgegangen werden. Auf-

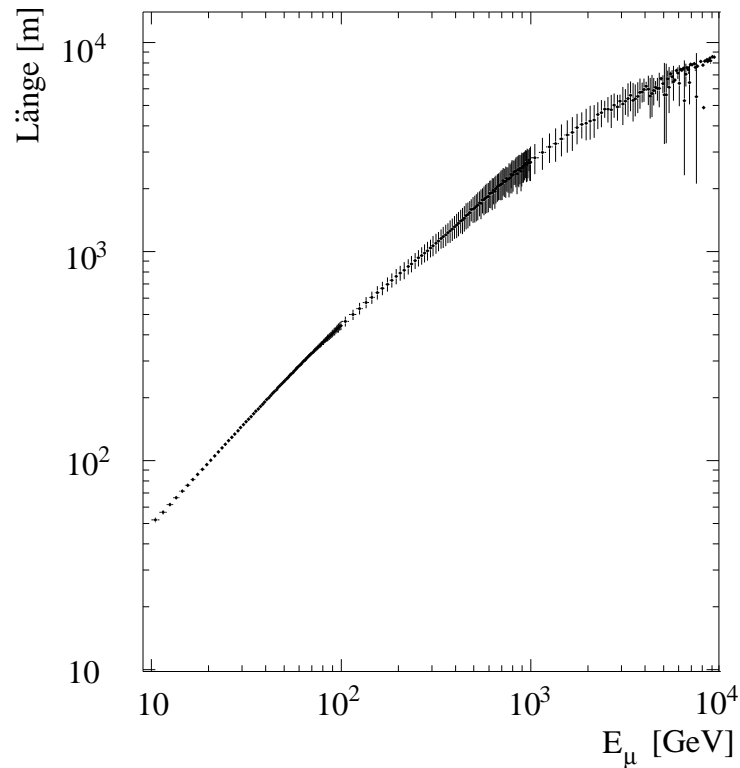


Abbildung 14: Die mit *mudedx* ermittelte Länge von Myonen bei einer Energie zwischen 10 GeV und 10 TeV. Die Weite der Verteilung gibt die Streuung der Myonreichweiten durch die stochastischen Energieverluste im jeweiligen Energiebereich an.

grund dieser Überlegungen wurde für die Simulation eine Schrittweite von 1 m gewählt. In Abbildung 14 ist die Länge von Myonen nach dem Transport durch *mudedx* dargestellt. Mit steigender Energie nimmt auch die Streuung der Myonreichweite zu. Bei Energien unter 100 GeV ist die Abweichung vom Mittelwert noch nicht allzu groß. Ab etwa 100 GeV liegt die Streuung der Reichweite dann über dem Abstand der optischen Module und wird somit wichtig für die Simulation. Hier gibt es im Vergleich zum mittleren Energieverlust zwei Effekte, die zu einem anderen Verhalten im Detektor führen. Zum einen wird die Energieverlustverteilung entlang der Myonspur ungleichmäßiger und zum anderem schwankt auch die Länge der Myonspur.

Durch die Deposition von teilweise großen Energiemengen in einzelnen Sekundärprozessen wird die Beachtung der stochastischen Energieverlustprozesse sehr wichtig, da diese Auswirkungen auf die Triggerwahrscheinlichkeit dieser Myonen haben. Des weiteren zerstört das Cherenkovlicht dieser Energiedepositionen den Cherenkovlichtkegel, was die Rekonstruktion in ihrer Spurrekonstruktionsfähigkeit beeinflusst. Zwar wird ein Großteil dieser Photonen in die Cherenkovrichtung abgestrahlt, jedoch zeigen Simulationen in [69] eine breite herzförmige Lichtintensitätsverteilung um das Schauerzentrum entlang der Myonspur.



## 5 Der *AMANDA*-Detektor

Für ein Neutrino-teleskop, das eine Größe im Bereich eines Kubikkilometers erreichen will, gibt es auf der Erde prinzipiell nur wenige Medien, die in ausreichender Menge kostengünstig vorhanden sind. Am ehesten bieten sich hier Luft und Wasser oder Eis an. Für ein Cherenkovteleskop haben sowohl Wasser als auch Eis den Vorteil des größeren Brechungsindex und, als Radiatoren, den der größeren Dichte. Beide kann man relativ einfach mit 3-dimensionalen Gittern aus Photosensoren bestücken. Während die Ozeane den Vorteil haben, daß man den Detektor auch in große Tiefen (typischerweise 3 km, aber auch 6 km sind möglich) bringen kann und Platz für Detektoren nahezu beliebiger Größe ist, haben sie doch den Nachteil, daß die Bau- und Wartungstätigkeiten von einer schwimmenden Plattform ausgehen müssen. Zudem wird meist ein Manipulator unter Wasser benötigt, um Verbindungen zu lösen oder zu stecken. Die Baikal-Kollaboration löste diesen prinzipiellen Nachteil, indem sie die in den Wintermonaten vorhandene Eisdecke auf dem Baikalsee zur Montage nutzt. Allerdings ist der Baikalsee trotz seiner riesigen Ausmaße maximal etwa 1.7 km tief. Man kann somit eine Expansion im wesentlichen nur in der Horizontalen, nicht in der Vertikalen durchführen.

Die *AMANDA*-Kollaboration wählte das Eis der Antarktis, welches an der Stelle des geographischen Südpols etwa 3 km dick ist und auf der kontinentalen Platte aufliegt, um einen Detektor aufzubauen. Durch die Dicke des Eispanzers ist die Ausdehnung nach unten von vornherein beschränkt, jedoch bietet dieser Teil der Antarktis den Vorteil, daß er logistisch durch die dort vorhandene Südpolstation der Amerikaner im dortigen Sommer voll erschlossen ist. Zusätzlich ist die Betreuung des Experimentes während der Wintermonate durch eigene Überwinterer gesichert. Ein weiterer wesentlicher Vorteil ist die Begehrbarkeit des Detektorgeländes und das Vorhandensein von schwerem Gerät wie einem Kran, mehrerer Bagger sowie diverser Ketten- und Radfahrzeuge. Selbstverständlich gehört zu dieser Station auch eine voll ausgerüstete mechanische Werkstatt mit dem entsprechenden Personal. Unterstützung erfährt die *AMANDA*-Kollaboration auch von den vollständig aufgebauten Logistikstrukturen der ASA<sup>8</sup>. Ein weiterer Standortvorteil ist die Anwesenheit von anderen Experimenten mit ihrem Personal und Material (CARA, SPIREX, ASTRO...). Obwohl fernab jeglicher Zivilisation (der ganze Kontinent Antarktis ist während der Sommermonate nur von einigen tausend Menschen bevölkert und im achtmonatigen Winter nahezu menschenleer), besteht doch durch die Flüge der US-Air Force oder US-Navy mit Hercules Transportmaschinen eine schnelle Verbindung nach Christchurch (Neuseeland). Somit ist das Eis der Antarktis am Südpol eine von den Rahmenbedingungen hervorragend geeignete Stelle, um relativ einfach, schnell und kostengünstig das größte Neutrino-teleskop der Welt aufzubauen.

### 5.1 Der *AMANDA-B4* Detektor

In der Sommersaison zum Jahreswechsel 1995/96 wurden am Südpol in einer Tiefe von 1520 m bis 2010 m 86 optische Module an vier Strings installiert. Dieser *AMANDA-B4* genannte Detektor ähnelt von oben betrachtet einem Mercedes-Stern, dessen Mittelstring zentral unterhalb des 1994/95 installierten *AMANDA-A*-Detektors liegt.

---

<sup>8</sup>Antarctic Support Associates

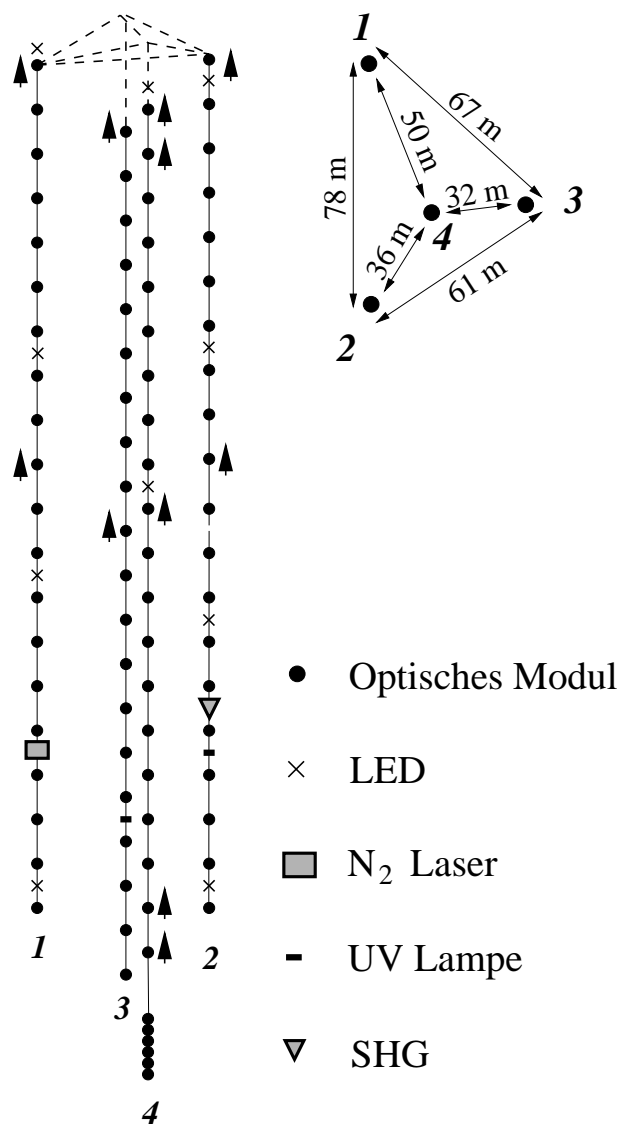


Abbildung 15: Eine schematische Darstellung des *AMANDA-B4*-Detektors, die die Lage der Zusatzgeräte zeigt.

Die Installation eines Strings im Eis verläuft nach dem folgenden Schema: Mit 80° Grad heißem Wasser werden von PICO<sup>9</sup> Löcher von ca. 60 cm Durchmesser bis zu der gewünschten Tiefe gebohrt. Das im Bohrloch entstehende Schmelzwasser wird dabei in einem Kreislauf zum weiteren Bohren benutzt. Hierdurch gelangen nur wenige zusätzliche Fremdstoffe in das Bohrloch. An Heizleistung stehen ca. 2 MW zur Verfügung. Zur Erzeugung dieser Leistung werden mehrere ( $\sim 20$ ) industrielle mit Flugbenzin betriebene Warmwasserbereiter in Reihe geschaltet. Der Bohrer besteht aus einem faustdicken flexiblen Wasser-schlauch und einem schweren Bohrkopf, versehen mit Wasserdüsen, Abstandsmessern, Flußmetern und Inclinometern. Das Eigengewicht des Bohrers bewirkt bei sorgfältigem Bohren automatisch ein gerades Bohrloch. Die Zeit, die zum Bohren eines Loches benötigt

<sup>9</sup>Polar Ice Coring Office

wird, beträgt, bei einer Bohrgeschwindigkeit von bis zu 1 cm/s, ungefähr drei Tage. Dabei muß in regelmäßigen Abständen der Bohrer wieder nach oben geführt werden, um Unregelmäßigkeiten in der Energiedeposition im Loch auszugleichen oder einen Wechsel der Schläuche durchzuführen. Nach dem Bohren verbleiben etwa 30-35 Stunden für das Installieren des Strings, wofür typischerweise ein Tag benötigt wird. Jeder der vier installierten Strings besteht aus einem Hauptkabel, einem weiteren Kabel mit optischen Fasern sowie jeweils 20 optischen Modulen. Zusätzlich tragen die Strings weitere Module zum Vermessen des Drucks und der optischen Eigenschaften des Eises. Das Hauptkabel besteht aus 20 Koaxkabeln und hat eine Länge von etwa 2 km. Auf den unteren 380 m befinden sich im Abstand von jeweils 20 m Kabelausführungen für den Anschluß der optischen Module. Über das Koaxkabel wird die Hochspannung zum optischen Modul und das Signal des Photomultipliers zur Datennahme geführt. Über die optischen Kabel wird jeweils eine Einzelmode- und eine Multimodefaser zu einem Diffusorkügelchen, etwa 30 cm unterhalb der optischen Module, geführt. Ein an der Oberfläche installierter YAG-Laser sendet Lichtpulse über die optischen Fasern zu den optischen Modulen, um hiermit den Detektor zu kalibrieren. Zur Erprobung einer neuen Kabeltechnologie trägt der vierte String zusätzlich sechs Module, die über ein Twisted-Pair-Kabel angeschlossen sind. Ein Twisted-Pair-Kabel hat gegenüber einem Koaxkabel den Vorteil der besseren elektrischen Eigenschaften bei gleichzeitig kleinerem Durchmesser. Die Bauweise dieses Kabels ermöglicht es mehr als 20 Module in einem Hauptkabel zusammenzufassen, ohne daß die Transportspule die Ladekapazität der eingesetzten Hercules-Transportmaschinen überschreitet.

Im einzelnen sind die vier Strings mit den folgenden Detektoren ausgerüstet (siehe auch Abbildung 15):

- String 1: 20 optische Module mit Diffusoren; alle bis auf Nummer 1 und 10 sind nach unten orientiert. Des weiteren eine RICE-Antenne<sup>10</sup> bei 250 m, Breitband-LEDs über Modul 1 und unter Modul 7, 12, 19, sowie ein Stickstoff-Laser 10 m unterhalb von Modul 16.
- String 2: 20 optische Module mit Diffusoren; alle bis auf Nummer 1 und 10 sind nach unten orientiert. Eine RICE-Antenne bei 140 m Tiefe, LEDs unter Nummer 1 (450 nm), 7 (380 nm), 13 (450 nm) und 19 (380 nm), eine DC-Lampe unter Nummer 16 (380 nm), sowie einen Second-Harmonic-Generator unter Nummer 14.
- String 3: 20 optische Module, wobei Nummer 1 und 2 EMI-Photomultiplier sind. Die Nummern 1, 2 und 10 sehen nach oben, unter Nummer 16 befindet sich eine DC-Lampe (350 nm und Breitband).
- String 4: 26 optische Module. Nach oben schauen die Nummern 1, 10, 19 und 20. LEDs befinden sich über den Modulen 1 (380 nm) und 10 (450 nm). Die untersten 6 optischen Module sind über Twisted-Pair-Kabel mit der Oberfläche verbunden.

Dreizehn der insgesamt 86 optische Module geben kein Signal. Im einzelnen sind das die Module mit den Nummern 28, 32, 39, 40, 47, 50, 57, 78, 79, 81, 82, 83 und 85. Eine

---

<sup>10</sup>Der Radio-Ice-Detector ist ein Array aus Radioantennen, das Cherenkovstrahlung von Luftschauern und Myonen im Radiobereich detektieren soll.

Übersicht über die Tiefe in der Detektor installiert ist, über die Stringabstände und die Befestigung eines optischen Moduls am String gibt Abbildung 16.

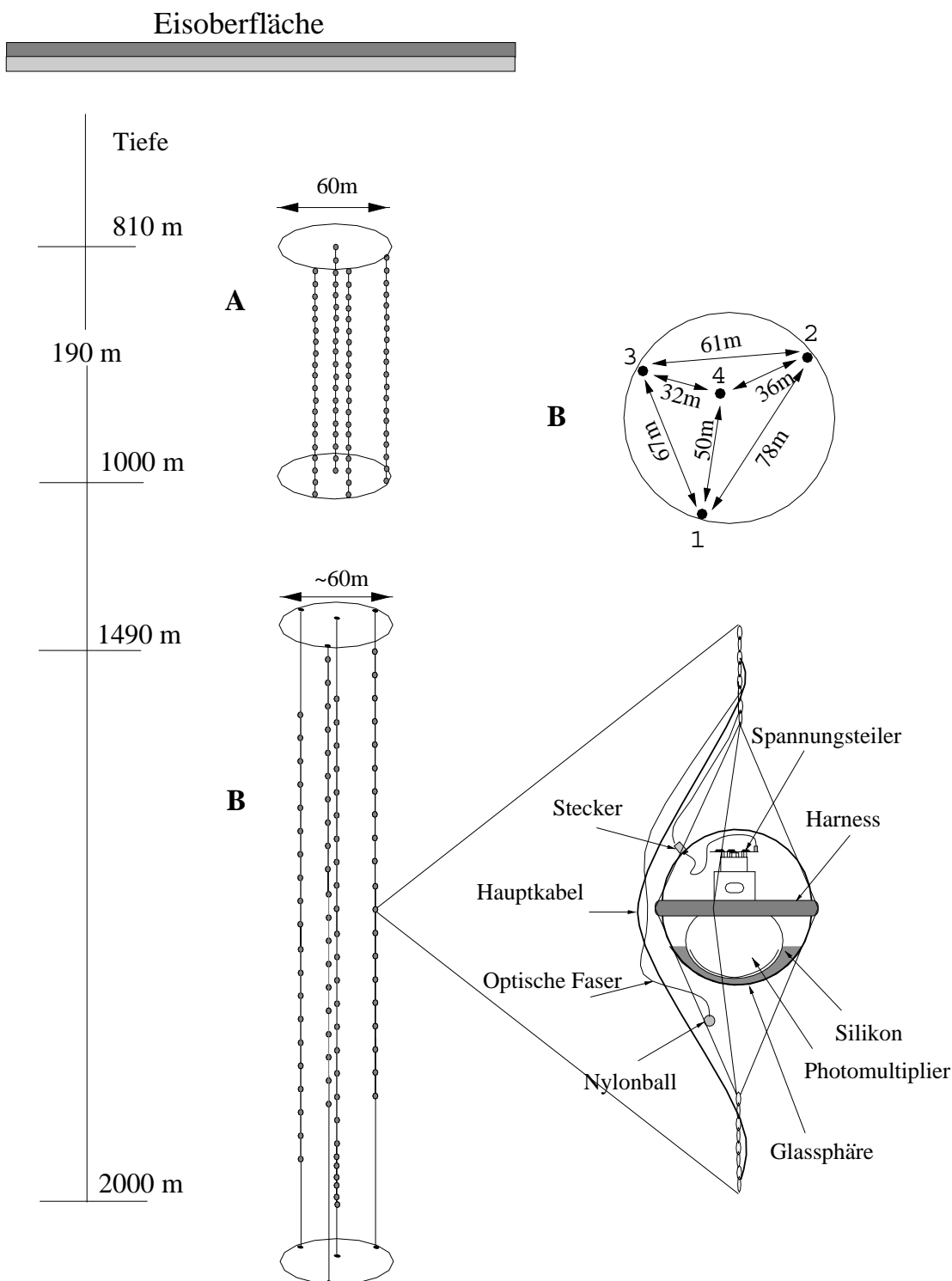


Abbildung 16: In der unteren Bildhälfte ist der *AMANDA-B4*-Detektor gezeigt. Dieser wurde in der Saison 1995/96 installiert. Er besteht aus 86 optischen Modulen an vier sogenannten Strings (Kabeln). Darüber befindet sich der *AMANDA-A*-Detektor, mit 80 optischen Modulen.

## 5.2 Das optische Modul

Im wesentlichen besteht das optische Modul des *AMANDA-B<sub>4</sub>*-Detektors aus einer druckdichten Glaskugel und einem Photomultiplier mit seinem Spannungsteiler. Der Aufbau eines Moduls ist in Abbildung 17 zu sehen. Der Photomultiplier wird schwimmend in transparentem Gel in der unteren Glashalbsphäre fixiert. Nach dem Erstarren des Gels übernimmt es sowohl die mechanische Halterung als auch den optischen Kontakt zwischen Glas und Photomultiplier. Die Basis des PMTs zur Hochspannungsteilung für die Dynoden ist über ein Kabel mit dem druck- und wasserfesten Stecker in der Glassphäre verbunden. Über dieses Kabel wird zum einen die Hochspannung zum optischen Modul geführt und zum anderen das Signal des PMTs an die Oberfläche zur Elektronikhütte mit der Datenerfassung geleitet. Die beiden Halbschalen werden nach der Montage des Photomultipliers mit seiner elektrischen Basis und dem elektrischen Stecker aufeinander gesetzt und auf 0.6 bar evakuiert. Die Fuge zwischen den Halbschalen wird anschließend mit elastischem Klebeband gedichtet und mit zusätzlichen Lagen PVC-Band fixiert. Zur Befestigung am String wird dieses Modul nun mit einem Metallbeschlag versehen, welcher als Träger für drei Drahtseile zur Aufhängung des Moduls dient. So versehen, ist das Modul zum Transport an den Südpol fertig und kann dort direkt aus der Transportbox montiert werden.

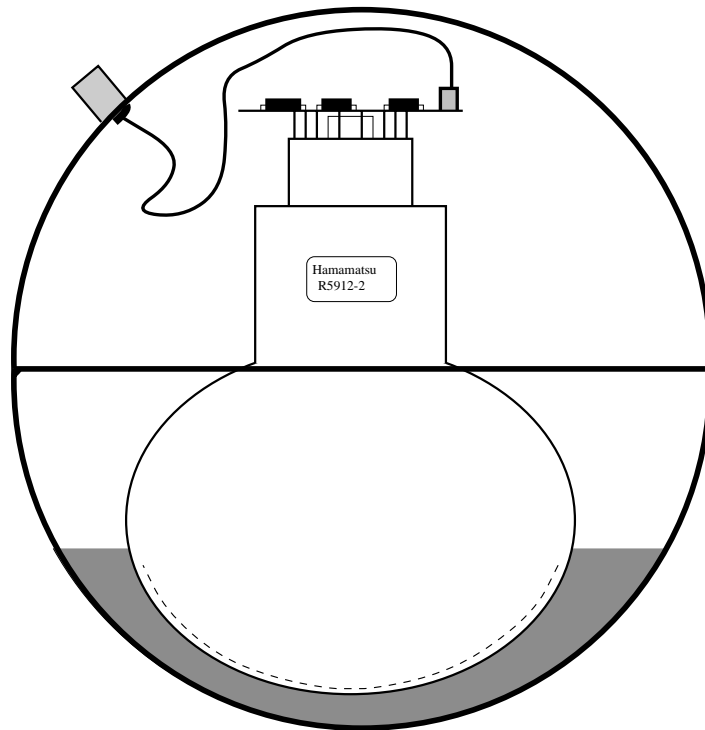


Abbildung 17: Der Aufbau des Standard-Moduls. Zur Sicherung gegen den im Bohrloch herrschenden Druck besteht es aus einer Glassphäre, in der ein *Hamamatsu*-Photomultiplier mit einer Gelschicht fixiert ist. Nach außen führt ein elektrisches Kabel von der Basis des PMTs zum druckfesten Stecker in der Glassphäre.

Der Photomultiplier ist ein 14-stufiger *Hamamatsu*-Photomultiplier mit der Typenbezeich-

nung R5912-02. Er ist eine Weiterentwicklung des 12-stufigen baugleichen Types und auf eine hohe Verstärkung von  $10^9$  ausgelegt. Diese Verstärkung ermöglicht es, ein Signal direkt über 2 km Kabel bis an die Oberfläche zu leiten. Die Bialkalikathode ist sensitiv im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 650 nm und besitzt eine Spitzsensitivität von 23 % bei etwa 400 nm. Der Verlauf der Effizienz ist in Abbildung 18 gezeigt.

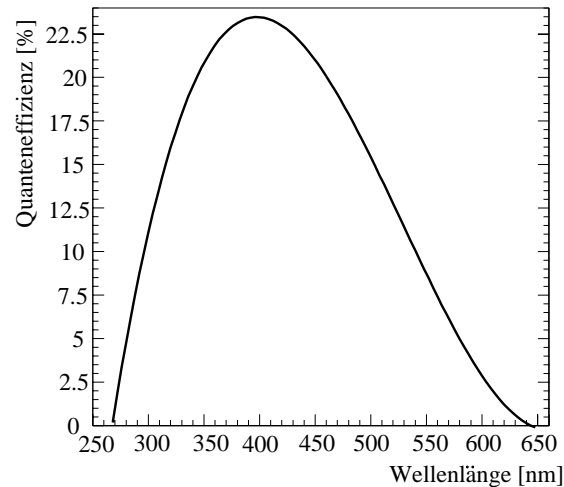


Abbildung 18: Die Quanteneffizienz des *Hamamatsu*-Photomultipliers. Das Maximum dieser Kurve liegt bei  $\sim 400$  nm.

Mit seinem Durchmesser von ca. 20 cm besitzt der Photomultiplier eine recht große Kathodenfläche. Für die Anwendung in einem Neutrino-teleskop ist das eine der Voraussetzungen, um mit wenigen Photomultipliern ein großes Volumen überwachen zu können. Da es teurer ist, zwei PMTs mit der halben Kathodenfläche in das Eis zu bringen, hilft ein großer PMT, Kosten zu optimieren. Trotz seiner Größe hat der PMT ein gutes Zeitauflosungsverhalten. Im Labor wurde mit einem kurzen Kabel ein Jitter von  $\sim 3$  ns FWHM gemessen. Dies wird erreicht, indem die Elektronen nach der Anode, vor dem Auftreffen auf die erste Dynode, durch drei Gitter fokussiert werden. Im experimentellen Einsatz wurde der Jitter nach einer Pulshöhenkorrektur zu 5 ns FWHM bestimmt. Durch das 2 km lange Kabel wird das ursprünglich etwa 1 V große 1-Photoelektronensignal auf wenige Millivolt abgeschwächt. Gleichzeitig wird die ansteigende Flanke auf 180 ns ausgedehnt. Die Zeit, die ein solcher Puls über der Schwelle des Diskriminators liegt, beträgt etwa 550 ns. Dieses Zeitverhalten macht es schwer, Photoelektronen nur aufgrund der Zeitinformation zu zählen, jedoch zeigt sich, daß die Anzahl der Photoelektronen linear mit der Pulshöhe zusammenhängt [56]. Jedoch ist der dynamische Bereich der Röhre durch die hohe Verstärkung auf etwa  $10^9$  beschränkt.

Eine weitere Eigenschaft der in *AMANDA-B4* eingesetzten PMTs ist ihre niedrige Rauschrate. So rauschen diese Photomultiplier im Schnitt mit nur etwa 400 Hz. Dies ist im Eis ein großer Vorteil, da es hier im Gegensatz zu den Ozeanen kein Untergrundrauschen durch radioaktive Kaliumzerfälle gibt. Dieser Untergrund verursacht im Meer eine Rauschrate von einigen 10 kHz, der dann durch spezielle Trigger Rechnung getragen werden muß. Für ein Ereignis in *AMANDA-B4* heißt das, daß in  $32 \mu\text{s}$  im Durchschnitt nur ein durch Rauschen verursachter Treffer auftritt. Um das Verhalten des Photomul-

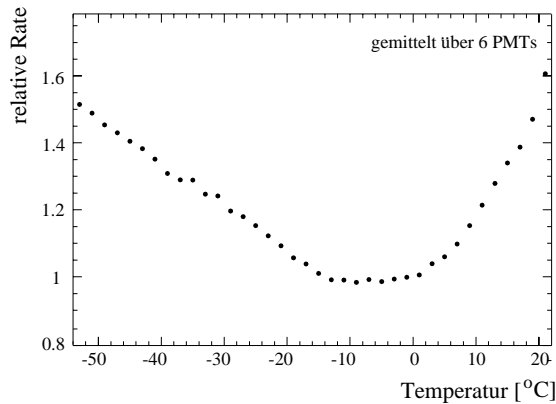


Abbildung 19: Der Verlauf der Rauschrate eines optischen Moduls als Funktion der Temperatur bei fester Schwelle.

Multiplikatoren bei tiefen Temperaturen zu testen, wurden einige Exemplare in einer Tiefkühlmeßbox bezüglich der Rauschrate und der Verstärkung vermessen. Dabei wurde die Verstärkung bei Zimmertemperatur und bei  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  mit festgehaltener Schwelle bestimmt, sowie die Rauschrate als Funktion der Temperatur aufgenommen. Um eine Verfälschung des Rauschverhaltens durch Anregung im Tageslicht weitgehend auszuschließen, wurden die PMTs einen Tag lang in der dunklen Meßbox gelagert. In Abbildung 19 ist der Verlauf der Rate relativ zu  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  als Funktion der Temperatur, gemittelt über 6 PMTs, dargestellt. Wie zunächst erwartet sinkt die Rauschrate deutlich mit der Temperatur, bis sie ein Plateau bei etwa  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  erreicht. Ab  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  steigt die Rauschrate dann allerdings wieder an, bis sie bei  $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$  wieder die Ausgangsrate erreicht. Dies läßt sich teilweise mit einem Anstieg der Verstärkung erklären, die zu:

$$\frac{A_{-50\text{ }^{\circ}\text{C}}}{A_{20\text{ }^{\circ}\text{C}}} = 1.2 \pm .13 \quad (40)$$

gemessen wurde. Hieraus ließ sich folgern, daß diese PMTs durchaus für den Einsatz bei etwa  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  geeignet sind und sich keine wesentlichen Änderungen ihrer Eigenschaften ergeben.

Die Abbildung 20 (A) zeigt ein 1-Photoelektronenspektrum eines typischen Photomultipliers. Diese wurden bei verschiedenen Hochspannungen in 100 V Schritten aufgenommen. Anhand eines Gaußfits wurde die Lage des 1-Photoelektron-Peaks bestimmt. Aus diesem läßt sich dann die Verstärkung des PMTs bei der jeweiligen Hochspannung ermitteln. Diese Abbildung zeigt das Spektrum bei einer Hochspannung von 1600 V, nahe an dem Arbeitspunkt dieses PMTs. Hier wurde ein Peak-Valley Verhältnis von 2.7 bestimmt. Das Ermitteln der Arbeitsspannung, bei der die Verstärkung von  $10^9$  erreicht wird, wurde individuell im Labor für jeden PMT durchgeführt. In Abbildung 20 (B) ist der Verlauf der Verstärkung als Funktion der Hochspannung dargestellt. Der Pfeil kennzeichnet die Lage des Arbeitspunktes für diesen Photomultiplier.

Das Nachpulsverhalten eines Photomultipliers ist in Abbildung 21 zu sehen. Es gibt zwei prominente Beiträge bei  $2\text{ }\mu\text{s}$  und  $5\text{-}7\text{ }\mu\text{s}$ . Im Labor wurde die Nachpulsrate zu etwa 10 % bestimmt, während sie sich in den Myondaten zu etwa 6 % ermitteln läßt. Allerdings sind

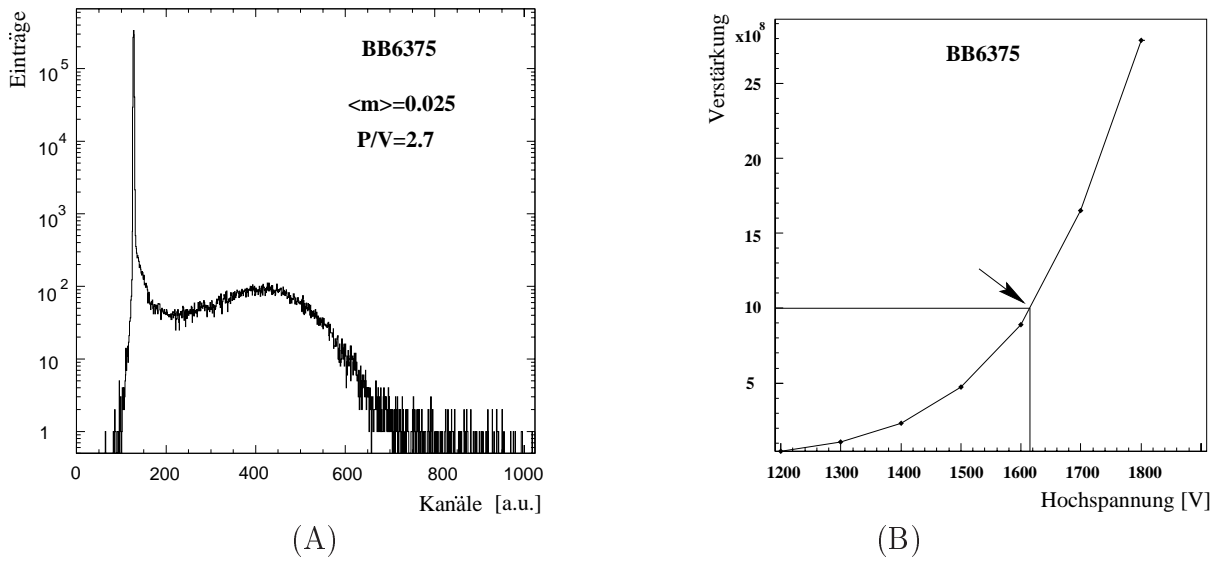


Abbildung 20: In (A) ist ein 1-Photoelektronenspektrum eines PMTs abgebildet. Dieses wurde in einer Meßbox bei einer mittleren Photoelektronenzahl von 0.025 aufgenommen. Der gefittete Peak der Verteilung liefert die Verstärkung des PMTs bei der jeweiligen Versorgungsspannung. In (B) ist das Verhalten der Verstärkung gegen die angelegte Hochspannung aufgetragen. Mit einem Pfeil gekennzeichnet ist die Spannung, bei der eine Verstärkung von  $10^9$  erreicht wird.

die Umweltbedingungen in der Tiefe des antarktischen Eises andere als im Labor, so daß die Unterschiede nicht überraschen.

Um den Photomultiplier gegen den Druck im Eis zu schützen, ist dieser in eine Glassphäre von 30 cm Durchmesser eingebettet. Diese besteht aus etwa 1 cm dickem Glas und kann Druck von über 600 bar widerstehen.

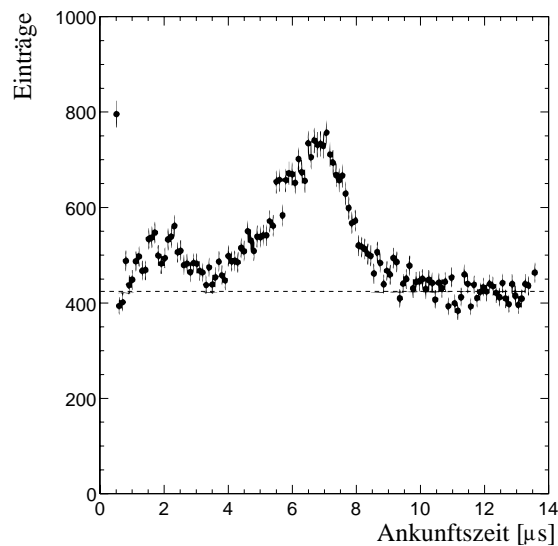


Abbildung 21: Die Verteilung der Ankunftszeiten, relativ zur ersten Ankunftszeit für einen Hamamatsu-PMT im Labor. Der Diskriminator war auf  $1/4$  pe gesetzt. Der erste kleinere Peak liegt bei ca.  $2 \mu\text{s}$ , der zweite, größere, bei etwa  $6-7 \mu\text{s}$ .



In Abbildung 22 (A) ist die Transmissivität von Glas zweier verschiedener Hersteller zu sehen. Die Transmissivität des verwendeten Glas der Firma Billings steigt im Wellenlängenbereich von 300–400 nm steil von 0 % auf 90 %, um dann auf einem Plateau zu verharren.

Da das zu detektierende Cherenkovlicht einem  $1/\lambda^2$  Spektrum folgt und die Sensitivität des PMTs über 300 nm immer noch groß ist, wären die in *AMANDA-A* verwendeten Benthoskugeln eigentlich geeigneter, jedoch waren nur die Kugeln der Firma Billings in der erforderlichen Größe zu erhalten. Hierzu wurden Untersuchungen unternommen, inwieweit der benutzte spektrale Bereich ausgedehnt werden kann. Eine Möglichkeit wäre das Auftragen einer Schicht von Wellenlängenschiebern auf den optischen Modul [65]. Bislang waren die hiermit erzielten Erfolge aus mechanischen Gründen jedoch noch nicht befriedigend, lassen aber durchaus noch Entwicklungsmöglichkeiten offen.

In einem Wassertank wurde die winkelabhängige Sensitivität eines fertig montierten optischen Moduls vermessen. Hierzu wurde das optische Modul unter verschiedenen Winkeln einer planaren Lichtfront ausgesetzt und die relative Sensitivität bestimmt [70]. Der Verlauf dieser Kurve ist in Abbildung 22 (B) dargestellt. Es gibt jedoch Hinweise darauf, daß diese Winkelabhängigkeit im Eis, z.B. durch am Glas angelagerte Luftblasen, verändert wird. Ein anderes Szenario wären im Bohrloch eingeschlossene Blasen, die im wesentlichen zu einer Isotropierung der Photonen im Bohrloch führen würden.

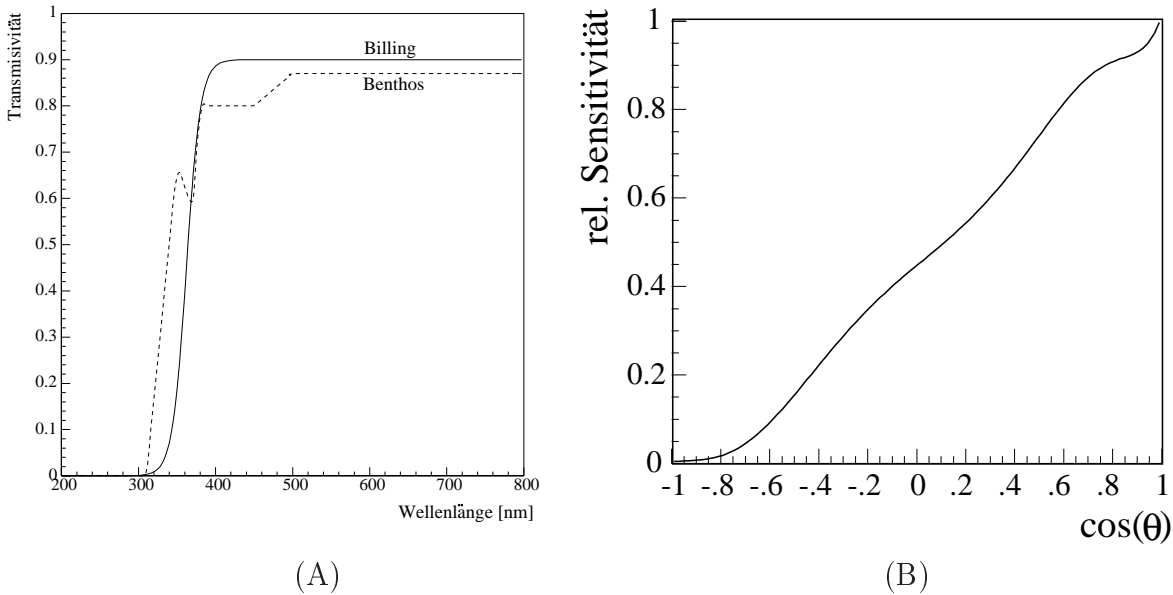


Abbildung 22: (A) Die Transmissivität des Druckgehäuses für Glas des Herstellers Billings und Benthos. Dargestellt ist in (B) die winkelabhängige relative Sensitivität eines optischen Moduls.

### 5.3 Die Eiseigenschaften in der Tiefe von *AMANDA-B4*

Im Hinblick auf das Eis sind für *AMANDA* hauptsächlich die Eigenschaften, die Einfluß auf die Fortbewegung der Photonen haben, interessant. Dazu gehört die Zusammensetzung des Eises, insbesondere im Hinblick auf Staubkonzentrationen und eingeschlossene Luftblasen. Beide verursachen eine Streuung der Photonen, wodurch die Ankunftszeiten an den optischen Modulen verzögert werden. Ebenso interessant ist natürlich die Absorptionslänge, die angibt, wie weit die Photonen im Eis laufen können. Um die Staubkonzentration direkt messen zu können, wäre es notwendig, einen Bohrkern aus der entsprechenden Tiefe zu nehmen. Dieses bedeutet aber einen immensen technischen Aufwand. Allerdings wurde an der russischen Station Vostok eine solche Bohrung durchgeführt. Da die Staubkonzentrationen im wesentlichen mit globalen Klimaveränderungen zu tun haben und das Eis in der entsprechenden Tiefe mehrere zehntausend Jahre alt ist, kann man die Meßwerte von Vostok auch auf das Eis am Südpol übertragen. Hierbei kommt man zu dem Schluß, daß zwischen 1 700 m und 2 300 m die Staubkonzentration am geringsten sein sollte, mit einer stark erhöhten Staubkonzentration sowohl am oberen als auch am unteren Rand. Nach dieser Abschätzung befindet sich die obere Hälfte von *AMANDA-B4* in einem Staubband. Tatsächlich gibt es experimentelle Hinweise auf ein solches Staubband, eine abschließende Klärung steht hier aber noch aus.

Die im Eis vorhandenen Luftblasen werden durch den mit der Tiefe zunehmenden Druck immer stärker zusammengepreßt, bis sie schließlich im Eis als Klatrat eingeschlossen werden [61]. Messungen mit *AMANDA-A* in 800-1 000 m Tiefe ergaben in der Extrapolation blasenfreies Eis in 1 200 m Tiefe. Im Gegensatz zu *AMANDA-A* mit einer effektiven Streulänge von etwa einem halben Meter, ist in der Tiefe von *AMANDA-B* die effektive Streulänge in der Größenordnung der Abstände der Module (siehe die Zusammenstellung am Ende des Kapitels). Daher ist man nicht in dem analytisch einfacher zu beschreibenden Diffusionsregime. Hier wendet man effektiver Monte-Carlo-Simulationen zum Beschreiben des Photonentransportes durch das Eis an.

Zur Beschreibung der Streuung und Absorption benötigt man die Absorptionslänge ( $\lambda_{abs}$ ), die Streulänge ( $\lambda_{streu}$ ) und die Streuwinkelverteilung. Aus der Streulänge und dem mittleren Cosinus der Streuwinkelverteilung,  $\tau = \langle \cos(\theta) \rangle$ , kann man eine effektive Streulänge berechnen, mit:

$$\lambda_{eff} = \frac{\lambda_{streu}}{1 - \tau} = \frac{\lambda_{streu}}{1 - \langle \cos(\theta) \rangle}. \quad (41)$$

Mit Hilfe dieser effektiven Streulänge kann man Medien mit verschiedenen Streuwinkelverteilungen vergleichen. Vereinfachend kann man sich überlegen, daß eine dichte Packung von Streuzentren, die vorwiegend nach vorne streuen, eine ähnliche Auswirkung auf die Ankunftszeiten der Photonen haben wird, wie eine weniger dichte Ansammlung von isotrop streuenden Partikeln.

Zum Bestimmen der Eiseigenschaften stehen verschiedene Lichtquellen zur Verfügung: Ein im Eis installierter Stickstofflaser, mehrere Konstantlichtquellen an verschiedenen Stellen des Detektors und der Laser an der Oberfläche, der auch zur Kalibration verwendet wird. Dabei wird mit den Konstantlichtquellen eine Abschwächungslänge gemessen, die eine Kombination von Streu- und Absorptionslänge ist, während mit den Lasern beide Para-

meter separat bestimmbar sind. Als weitere, wesentlich indirektere Möglichkeit, steht das Signal der atmosphärischen Myonen, in Verbindung mit dem Monte-Carlo, zur Verfügung.

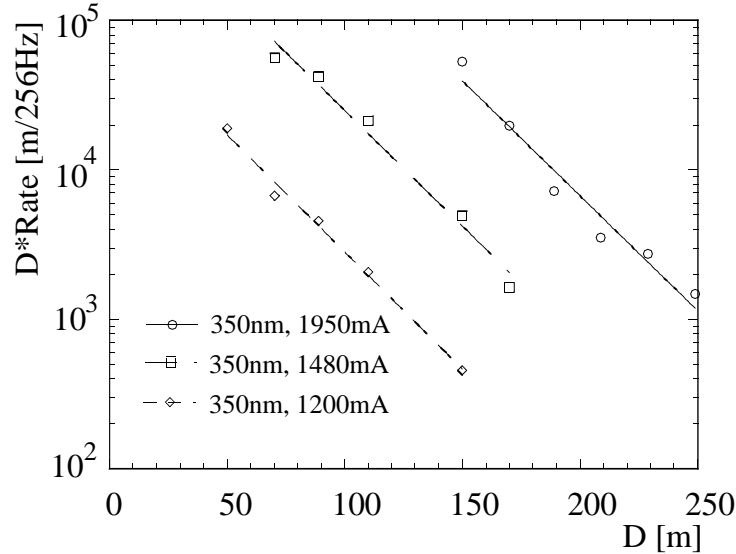


Abbildung 23: Aufgetragen ist die Zählrate multipliziert mit der Entfernung gegen die Entfernung von der Lichtquelle für verschiedene optische Module. Anhand eines Exponentialfittes wird die Abschwächungslänge  $\lambda_{att}$  bestimmt [51].

Der Stickstofflaser befindet sich am ersten String unterhalb des Moduls Nummer 16 (Abbildung 15). In einer permanent elektrisch geheizten Sphäre ist ein Laser installiert, der bei einer Rate von  $\sim 7$  Hz maximal  $10^{14}$  Photonen bei 337 nm emittieren kann. Von der Oberfläche aus steuerbar ist diese Leistung hinunter bis  $10^7$  Photonen stufenlos regelbar. Für Absorptionslängen von 50-300 m und effektiven Streulängen von 10-100 m bei  $\langle \cos(\theta) \rangle = 0.8$  wurden Ankunftszeitverteilungen für optische Module in verschiedenen Entfernungen erstellt. Ein Fit dieser Verteilungen an die im Experiment gemessenen Ankunftszeitverteilungen ergibt, als beste Entsprechung, die Parameter  $\lambda_{abs} = 95 - 100$  m und  $\lambda_{eff} = 22 - 26$  m. Diese Werte sind weitgehend unempfindlich gegen Variationen in  $\langle \cos(\theta) \rangle$  im Bereich von 0.7-0.9 [74][75].

Oberhalb von 470 nm kommt der sonst zur Kalibration eingesetzte YAG-Laser zum Einsatz. Sein Bereich ist für kurze Wellenlängen durch die starken Verluste in den optischen Fasern beschränkt. Durch die Vielzahl möglicher Meßpunkte ist dies der größte zur Verfügung stehende Datensatz. Diese Messungen ergeben, daß bei einer effektiven Streulänge  $\lambda_{eff} = 25$  m die Absorptionslänge von etwa 100 m bei 470 nm auf 45 m bei 515 nm fällt.

Im Gegensatz zu den Laserdaten werden bei den Konstantlichtquellen keine Ankunftszeitverteilungen gemessen. Stattdessen stellt sich bei diesen starken Photonenquellen ein Gleichgewichtszustand ein, der anhand der Zählraten der optischen Module in verschiedenen Entfernungen meßbar ist. Bei einer Wellenlänge von 350 und 380 nm stehen zwei Module mit Halogenlampen zur Verfügung, deren Positionen in Abbildung 15 zu sehen sind. Diese Halogenlampen besitzen eine Leistung von 20 W. Sie sind innerhalb der Glasdruckkugel jeweils in einen Aluminiumzylinder eingebracht, wobei der Deckel mit einem

Durchlaß von etwa 5 cm Durchmesser versehen ist. Davor befinden sich ein Breitband- und ein Interferenzfilter sowie eine Isotropierfolie. Durch die Stromstärke kann man die Intensität dieser Lampen regeln. Dabei steigt für einen festen optischen Modul die Zählrate über einen weiten Bereich linear mit dem Photonenfluß. Durch die Regelung der Stromstärke wird es möglich, sowohl nahe als auch entfernte optische Module anzusprechen, ohne das diese jeweils in die Sättigung zu gehen. Bei 350, 380 und 450 nm gibt es lichtschwächere LEDs die nach demselben Prinzip arbeiten. Bei 337 nm kann man den Stickstofflaser im gepulsten Betrieb nutzen. Die Messung beruht immer auf dem Prinzip, daß die Anzahl der Photonen  $N$ , die in einem Abstand  $D$  von der Quelle gemessen werden, sich wie:

$$N \sim \frac{1}{D} e^{\frac{-D}{\lambda_{att}}} \quad (42)$$

verhält.

Hierbei definiert sich die Attenuationslänge  $\lambda_{att}$  über:

$$\lambda_{att} = \sqrt{\frac{\lambda_{abs} \lambda_{eff}}{3}}. \quad (43)$$

Die Auswertung dieser Messungen erfolgt durch einen Exponentialfit an die Verteilung Zählrate mal Entfernung gegen die Entfernung. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 23 für drei verschiedene Lichtintensitäten dargestellt. Setzt man in Gleichung (43) eine effektive Streulänge  $\lambda_{eff} = 24$  m ein, so erhält man relativ konstante Absorptionslängen zwischen 90 bis 120 m im Wellenlängenbereich von 337-460 nm. Auch deutet der glatte Verlauf der Meßpunkte nicht auf eine starke Staubkonzentration zwischen 1 550 und 1 850 m hin [51].

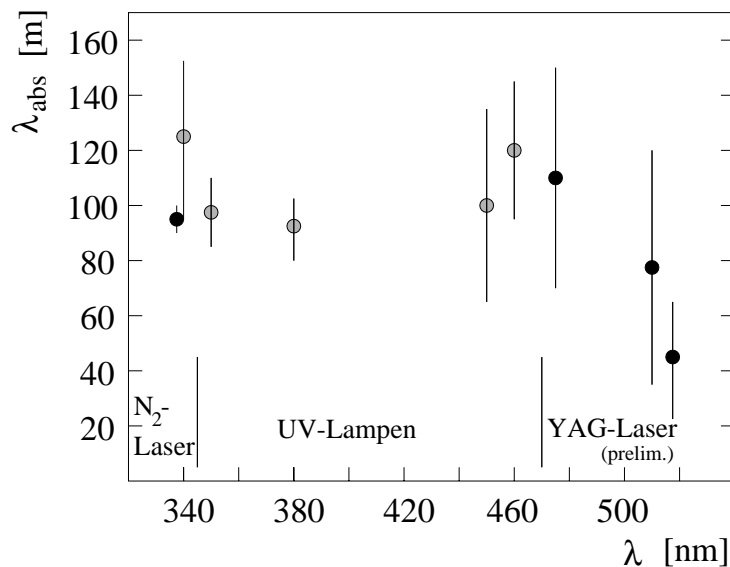


Abbildung 24: Dargestellt ist die Wellenlängenabhängigkeit der Absorptionslänge  $\lambda_{abs}$ . Bei 337 nm wurde die Messung mit dem Stickstofflaser an String 1 durchgeführt. Der Mittelbereich bis 460 nm wurde mit Konstantlichtquellen, darüber mit dem YAG-Laser gemessen [62].

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen für das Eis in der Tiefe von 1 500-2 000 m machen [62]:

- Absorbtionslänge  $\lambda_{abs}$ :
  - $95 \pm 5$  m @ 337 nm
  - 90-120 m @ 350-480 nm
  - $45 \pm 5$  m @ 515 nm
- effektive Streulänge:  $\lambda_{eff} = 24 \pm 2$  m @  $\langle \cos(\theta) \rangle = 0.8 - 0.9$
- Attenuationslänge:  $\lambda_{att} \approx 27-30$  m
- keine dramatische Tiefenabhängigkeit dieser Parameter

Momentan werden weitere Untersuchungen des Eises unternommen, die klären sollen, ob innerhalb der Bohrlöcher eine Anreicherung mit Blasen stattgefunden hat, ob sich unterhalb von 2 km Tiefe eine Staublage befindet und inwieweit das Eis innerhalb von *AMANDA-B4* eine vertikale Struktur besitzt. Insgesamt kann man aber aus den Myon-daten und den dazugehörigen Simulationen schließen, daß eine große Änderung der Parameter unwahrscheinlich ist.

## 6 Ereigniserzeugung

Ein Ereignis in *AMANDA* besteht aus einem oder mehreren Myonen. Jedes dieser Myonen wird dargestellt durch einen Generationspunkt, eine Generationszeit, eine Richtung sowie Energie und Länge. Zusätzlich kann dem Myon eine Reihe von sogenannten Sekundärvertices zugeordnet sein. Dies sind z. B. Energieverlustprozesse, die auf dem Weg durch das Eis entstehen, oder der hadronische Schauer, der bei der Produktion des Myons aus einem Neutrino entsteht. Diese Prozesse werden durch einen Generationspunkt (auf der zugehörigen Myonenspur) mit zugehöriger Zeit, Richtung (die von der Myonenrichtung verschieden sein kann) und Energie (die die Menge der deponierten Energie angibt) charakterisiert. Dabei werden die einzelnen Teilchen oder Vertices formal als "Spuren" bezeichnet. Jede Spur trägt einen Schlüssel, der angibt, um welche Art von Teilchen es sich handelt. Dies kann z. B. ein Myon, ein Elektronenpärchen (von der Paarproduktion) oder auch ein Laserereignis sein. Von diesem Schlüssel ist die weitere Verarbeitung in der Simulation abhängig. Hat ein Myon mehrere zugeordnete Spuren, so bezeichnet man das Myon als Mutter-, die anderen als Tochterteilchen. Ein Ereignis mit nur einem Mutterteilchen (also in der Regel einem Myon) bezeichnet man als Einzelspurereignis. Diese Bezeichnung ist nicht ganz schlüssig, da ein Myon mehrere Energieverlustprozesse aufweisen kann, die auch Spuren darstellen; trotzdem hat sich diese Bezeichnung eingebürgert. Die einfache Erklärung hierfür ist, daß dieser Begriff geprägt wurde, bevor stochastische Energieverlustprozesse simuliert wurden.

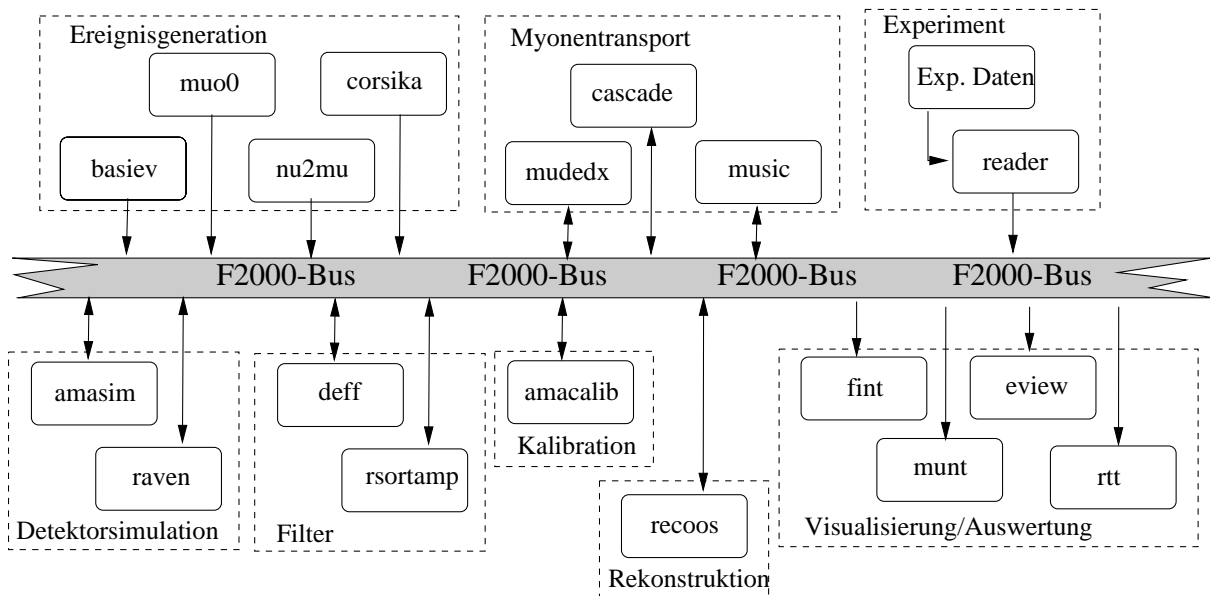


Abbildung 25: Diese Abbildung zeigt, wie die einzelnen Programme über den F2000-Bus zusammenwirken. Einige der Programme können dabei alternativ benutzt werden. Gezeigt werden nur die wichtigsten Programme. Über die Pfeile wird die Art der möglichen Aktionen symbolisiert.

Die Ereigniserzeugung läßt sich in zwei Klassen unterteilen. Die eine ist die Erzeugung von Untergrund, in Form von atmosphärischen Myonen, die andere das Signal in Form von Myonen, die aus Neutrinowechselwirkungen kommen. Außerhalb dieser beiden Klassen

gibt es noch Ereignisse, die zur systematischen Untersuchung von technischen Parametern des Detektors dienen. Dies sind in der Regel Einzelspurereignisse mit einer festen Energie oder einer festen Richtung, ohne direkten physikalischen Hintergrund.

Zum Erzeugen der atmosphärische Myonen wurde hier das Programm *basiev* benutzt, während die atmosphärischen Neutrinos und die daraus folgenden Myonen in Stockholm mit *nu2mu* und *Phytia* erzeugt wurden [24]. Zu erwähnen ist noch der Einzelspurgenerator *muo0* [81]. Die atmosphärischen Myonen werden auf einer großen sogenannten Generationsfläche erzeugt, die typischerweise die Ausmaße des Detektors weit übersteigt. Ein anderer Modus wird zum Bestimmen von effektiven Volumina benutzt. Hierzu werden Myonen in einem großen Volumen bei verschiedenen Energien mit dem Einzelspurgenerator *muo0* erzeugt. Im weiteren werden, auch vom Programm her getrennt, die erhaltenen Myonenspuren mit sekundären Prozessen versehen. Hierzu stehen die Programme *cascade* und *mudedx* zur Verfügung. Die verschiedenen Programme tauschen die Ereignisse über den sogenannten F2000-Bus<sup>11</sup> aus [27]. In Abbildung 25 sind die wichtigsten in der Kollaboration vorhandenen Programme dargestellt. Über das gemeinsame Format sind sie zum Austausch von Daten fähig. Die Pfeilrichtung gibt den Informationsfluß an.

## 6.1 Die Erzeugung atmosphärischer Myonenereignisse

Durch die Ausbildung von Luftschauern, die durch kosmische Protonen oder schwerere Kerne in der Atmosphäre induziert werden, entstehen die atmosphärischen Myonen. Für *AMANDA-B4* machen sie nahezu die gesamte Triggerrate des Experimentes aus. Der Generator *basiev* [16] [81] erzeugt einen isotropen primären differentiellen Protonenfluß gemäß:

$$I_{Proton}(E) = I_0 \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ GeV}}\right)^{-2.67},$$

bis zu einer Energie von 1 000 TeV.

Die Normierungskonstante  $I_0$  wird hier gemäß [77] zu

$$I_0 = 1.8 \pm 0.1 \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}$$

eingesetzt.

Für die Generation des Luftschauers sind die Dicke der Atmosphäre ( $\rho$ ) in  $\text{g/cm}^2$  und Tiefe des Detektors in m wählbar. Hierbei wurde für die Südpolatmosphäre der Wert  $\rho = 720 \text{ g/cm}^2$  und als Tiefe 1 590 m Wassertiefe, entsprechend 1 730 m Eisdicke, angenommen. Die Dichte des Eises wurde gemäß [28] als  $0.92 \text{ g/cm}^3$  eingesetzt. Nach neueren Untersuchungen befindet sich das Zentrum des B4-Detektors nicht in 1 730 m, sondern in 1 755 m Tiefe. Dies war jedoch zum Zeitpunkt der Simulation noch nicht bekannt. Die im Luftschauer erzeugten Myonen werden mit einem mittleren Energieverlust bis zur Generationsebene transportiert. Dabei wird verlangt, daß die Myonen mindestens eine Tiefe von 450 m über dem Detektorzentrum erreichen. Dies stellt sicher, daß der gesamte Myonenfluß oberhalb des Detektors simuliert wird. Dabei wandert die Generationsebene, also

---

<sup>11</sup>F2000 ist der Name des Formates, auf den sich die Kollaboration geeinigt hat. Es dient zum problemlosen Austausch der Daten zwischen den Laboratorien.

die Fläche, auf der die Generationsvertices der Myonen liegen, auf einem Kreis mit dem Radius 800 m um das Detektorzentrum (der Nullpunkt). Die Normale auf diese Fläche ist entsprechend des Zenit- und Azimutwinkels des Protons orientiert. Die Myonenenergie wird entsprechend der Position auf der Generationsebene berechnet.

Um Rechenzeit zu sparen, werden primäre Protonen mit einer Energie unterhalb einer vom Winkel abhängigen Schwellenenergie verworfen. Diese untere Grenzenergie ergibt sich aus der Tiefe des Detektors und der Mindestenergie, die ein Myon beim Erreichen der Generationsebene haben soll. Diese Myonmindestenergie war hier 10 GeV. Um eine Normalisierung auf den Protonenfluß durchführen zu können, werden alle generierten Protonen gezählt, die oberhalb der Schwellenenergie für vertikale Protonen ( $E_{Schwelle}$ ) erzeugt wurden. Diese Schwelle berechnet sich aus der Energie, die ein Myon zum Erreichen des Detektorzentrums abzüglich 450 m mit 10 GeV benötigt, sowie eines Faktors drei, um den die Protonenenergie größer als die Myonenenergie sein muß<sup>12</sup>. Hieraus errechnet sich eine Mindestenergie für diese Produktion von  $E_{Schwelle} = 1\,154$  GeV für die Protonen. So ergibt sich eine effiziente Generation von Myonen aus atmosphärischen Luftschauern. Interessant für die weitere Verwendung der so erzeugten Myonenereignisse ist die Zeit, die einer gewissen Anzahl von Ereignissen entspricht. Mit dieser Generationszeit läßt sich dann, mit Hilfe des Anteils der vom Detektor getriggerten Ereignisse, die Monte-Carlo-Rate bestimmen und anschließend mit den experimentell gewonnenen Werten vergleichen. Der simulierte Fluß ergibt sich zu:

$$F_{basiev} = F_{Proton} \cdot A_{gen} \cdot \epsilon_{zenit},$$

mit

$$F_{Proton} = \int_{E_{Schwelle}}^{\infty} I_0 \cdot \left(\frac{E}{1\text{ GeV}}\right)^{-2.67} dE.$$

Hier ist  $E_{Schwelle} = 1\,154$  GeV,  $A_{gen} = 1\,002\,012$  m<sup>2</sup>,  $\epsilon_{zenit} = 0.92 \cdot 2\pi$  sr, wobei  $\epsilon_{zenit}$  dem generierten Raumwinkelbereich von  $\cos(\theta) = [0.08, 1.0]$  entspricht. Ein Einsetzen von  $I_0$  ergibt den Fluß bezogen auf die Generationsfläche  $A_{gen}$ :

$$F_{basiev} = 480\,300 \pm 82\,000 \text{ s}^{-1}.$$

Hierbei wurden zusätzlich zur Unsicherheit im Protonenfluß der differentielle Exponent  $\alpha = 1.67 \pm 0.05$  und die Schwellenenergie zu  $E_{Schwelle} = 1154 \pm 100$  GeV angenommen. Die Zeit für eine Anzahl mit *basiev* generierten Protonen ist damit:

$$T_{basiev} = \frac{N_{Proton}(E_{Proton} > E_{Schwelle})}{F_{basiev}}.$$

Für die Erzeugung von  $10^6$  Myonenereignissen wurde die Generation von  $N_{Proton}(E_{Proton} > E_{Schwelle}) = 125\,012\,294$  Protonen über der Schwellenenergie benötigt. Hiermit erhalten wir  $T_{basiev} = 260 \pm 44$  s für  $10^6$  Myonenereignisse.

---

<sup>12</sup>Nach [29] ist für ein integrales Spektrum von Myonen mit einer Energie über 14 GeV der Median der Primärteilchenenergie um den Faktor 37 größer als der der Myonenenergie. Für eine Myonenenergie über 1 TeV beträgt dieser Faktor immer noch 10.



### 6.1.1 Überprüfung der mit *basiev* generierten Myonenintensität

Der mit *basiev* generierte Myonenfluß soll hier mit dem vertikalen Myonenfluß, wie in Bugaev-Naumov [19] angegeben, verglichen werden. Hierzu wurde mit *basiev* eine spezielle Simulation durchgeführt. Die Myonen wurden auf einer horizontalen Ebene in den Tiefen 1000, 1590 und 2000 m simuliert. Die Generationsfläche für die Protonen hatte einen Radius von 100 m, während die Probefläche nur 10 m Radius besaß. Gemäß der Formel (44) wurde der Fluß in einen vertikalen Fluß umgewandelt:

$$I_{\mu,vertical} = \frac{N_{gen}}{A_{gen}T_{gen}\epsilon_{zenit}K_{\theta}}. \quad (44)$$

$K_{\theta}$  ist dabei der Raumwinkelfaktor, um von dem totalen Fluß auf den vertikalen Fluß zu schließen. Dieser wird direkt aus dem generierten Winkelspektrum, wie in Abbildung 26 gezeigt, bestimmt.  $\epsilon_{zenit} = 0.92 \cdot 2\pi$  sr ist der Raumwinkelbereich, in dem die Myonen generiert wurden. Es gilt:

$$K_{\theta} = \int_{-1}^1 f(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (45)$$

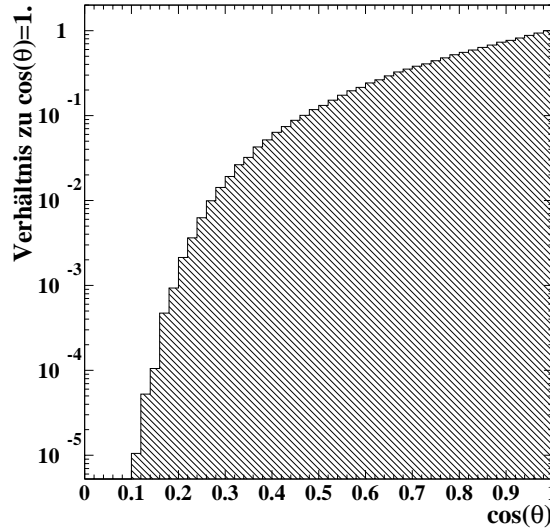


Abbildung 26: Die Winkelverteilung der mit dem *basiev*-Generator erzeugten atmosphärischen Myonen für eine Tiefe von 1590 mwe. Das Integral über diese Verteilung ist  $K_{\theta} = 0.25$ .

Aus der Abbildung 26 erhält man  $K_{\theta} = 0.25$ . Dieser Wert wird für alle Tiefen als gleich angenommen. Tatsächlich ist diese Annahme nicht ganz korrekt. Da aber der Fehler aufgrund der Unsicherheit in dem absoluten Fluß, dem Exponenten  $\alpha$  und bei der Bestimmung der Schwellenenergie schon 20 % beträgt, kann man die Änderung hier vernachlässigen. Betrachtet man die Tabelle 3, so kann man innerhalb der Fehler eine Übereinstimmung zwischen der Erwartung nach dem Bugaev-Naumov-Modell und den mit *basiev* ermittelten Werten feststellen. Jedoch wird mit zunehmender Tiefe die Diskrepanz immer größer. Tatsächlich wurde innerhalb der Myonentransportroutine in *basiev* ein Fehler entdeckt,

der dieses Verhalten erklären kann [71]. Für die Simulation bedeuten die Werte der Tabelle, daß die Monte-Carlo-Rate, die mit *basiev*-Ereignissen in der Tiefe von *AMANDA-B4* ermittelt wird, eine untere Grenze darstellt.

Tiefe mwe	$I_{\mu,vertikal}$ $\cdot 10^7 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}$	$I_{\mu,vertikal,Bugaev}$ $\cdot 10^7 \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}$	Abweichung %
1000	$10.2 \pm 2.1$	9.77	+5
1590	$2.1 \pm 0.4$	2.51	-17
2000	$0.9 \pm 0.2$	1.16	-22

Tabelle 3: Die mit *basiev* in drei Tiefen ermittelten vertikalen Flüsse sowie die Erwartung gemäß dem Bugaev-Naumov-Modell. In der letzten Spalte ist die Abweichung in % angegeben.

## 6.2 Die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos

Der aus den Reaktionen der kosmischen Teilchen mit der Atmosphäre resultierende Neutrinofluß durchdringt das Material um den Detektor und wird durch geladene Reaktionen mit Kernen des Eises teilweise in Myonen umgewandelt. Diese Myonen können anschließend den Detektor auslösen. Von den Myonen der kosmischen Strahlung, die direkt durch Pion- oder Kaonzerfall entstehen, unterscheiden sich diese Myonen durch zwei Eigenschaften. Zum einen können die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos auch aus der unteren Hemisphäre kommend in den Detektor eintreten, zum anderen ergibt sich eine Energiedeposition durch den hadronischen Schauer an der Reaktionsstelle, welche den Beginn der Myonenspur markiert und innerhalb oder in der Nähe des Detektors liegen kann. Atmosphärische Myonen kommen immer von außerhalb des Detektors und durchdringen ihn, bzw. wenn ihre Energie nicht ausreicht, so stoppen sie eventuell in dem Detektor, während Myonen aus Neutrinowechselwirkungen zusätzlich auch im Detektor starten können. In *AMANDA-B4* ist die Anzahl der optischen Module zur Feststellung eines eventuellen Start- oder Endpunktes einer Myonenspur zwar zu klein, aber in einem Detektor mit einer Kantenlänge von 1 km und etwa 5000 optischen Modulen ist es sicher möglich, von dieser Information Gebrauch zu machen.

Die Wahrscheinlichkeit, ein von einem atmosphärischen Neutrino erzeugtes Myon im Detektor anzutreffen, ist vom Neutrinofluß, vom Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\nu \rightarrow \mu$  und der Dichte des den Detektor umgebenden Materials abhängig. Hierbei ist der Neutrinofluß höher als der Antineutrinofluß, da in der Primärstrahlung die Anzahl der Protonen die Anzahl der Neutronen überwiegt [43]. Weiterhin ist der Antineutrinowirkungsquerschnitt kleiner als der Neutrinowirkungsquerschnitt, wobei dieser Effekt allerdings für hohe Energien verschwindet. Neben den resultierenden Myonen erzeugt der Generator *nu2mu* auch den hadronischen Schauer am Umwandlungsort des Neutrinos. In dieser Stufe der Simulation wurde der hadronische Schauer als ein Teilchen mit der summierten Energie der Einzelteilchen und einem Winkel relativ zum Myon, der das Ereignis balanciert, angenommen. Der Zenitwinkel der Neutrinos ist entsprechend dem Spektrum der atmosphärischen Neutrinos verteilt, während der Azimut gleichverteilt angenommen wird. Für diese Generation wurde der Neutrinofluß von Lipari angenommen. Dieser ist, wie in Tabelle 1 gezeigt, weitgehend identisch mit dem Fluß von Volkova.

	10-20 GeV	20-100 GeV	100-1 000 GeV	1 000-10 000 GeV
$V_0[m^3]$	$1.25 \cdot 10^8$	$8.0 \cdot 10^9$	$2.16 \cdot 10^{11}$	$4.1 \cdot 10^{12}$
$N_{gen}$	$6.29 \cdot 10^5$	$3.18 \cdot 10^6$	$1.26 \cdot 10^7$	$1.78 \cdot 10^8$

Tabelle 4: Die Anzahl der generierten Neutrinos für verschiedene Bereiche der Neutrinoenergie. Mitangegeben sind auch die Volumina, in denen die Neutrino-Myon-Wechselwirkungen erzeugt wurden. Die Anzahl der generierten Neutrinos entsprechen einer Zeitspanne von 1.3 Jahren.

Wegen der stark unterschiedlichen Reichweiten der resultierenden Myonen, wurden die Ereignisse in verschiedene Neutrinoenergien aufgeteilt und diese dann in unterschiedlichen Volumina erzeugt. So wurden jeweils Neutrinos der Energien 10-20 GeV, 20-100 GeV, 100-1 000 GeV und 1 000-10 000 GeV in Würfeln mit der Kantenlänge 500 m, 2 000 m, 6 000 m und 16 000 m verteilt (siehe Tabelle 4). Anschließend wurden die Myonen dieser Ereignisse mit *mudedx* durch das Volumen transportiert.

Zur Ermittlung des Myonenflusses anhand dieser Monte-Carlo-Dateien muß man das Generationsvolumen und die Zeit, die dieser Simulation entspricht, kennen. Dabei ist nach [45] die Fluenz, also  $dN/dA_{\perp}$ , gleich der Summe  $L$  der Bahnlängen  $ds$  im durchquerten Volumenelement, geteilt durch das Volumen  $dV$ . Dies gilt für beliebig geformte Volumenelemente und für beliebige Richtungsverteilungen. Somit gilt für die Teilchenflußdichte am Ort  $r$ :

$$\Phi(r) = \frac{d^2L(r)}{dVdt}. \quad (46)$$

Ebenso kann man auch die Gesamtzahl der erwarteten Myonen über einer gewissen Schwellenenergie erhalten, indem man die nach der Energie differenzierten Teilchenflußdichte ab der jeweiligen Energie integriert. Diese beiden Kurven in Abbildung 27 vergleichen sich dann mit den im Kapitel 3.5 erhaltenen Spektren.

Im Verhältnis zu dem analytisch gewonnenen fällt der mit *Phytia* generierte Myonenfluß nicht so stark mit der Energie. Der Grund hierfür ist eine unterschiedliche Umwandlungswahrscheinlichkeit, für ein Neutrino mit einer Energie  $E_{\nu}$  ein Myon mit  $E_{\mu}$  im Detektor zu erhalten, sowie eine unterschiedliche Behandlung des Energieverlustes (stochastisch für den Monte-Carlo-Datensatz und kontinuierlich für die analytische Lösung).

Betrachtet man Abbildung 28 (A), so sieht man, wie der mittlere Winkel zwischen dem Neutrino und dem Myon mit zunehmender Neutrinoenergie kleiner wird. Während man bei 10 GeV Neutrinos noch einen mittleren Fehler von 22 Grad erhält, reduziert sich dieser für 100 GeV auf 5 und für 10 TeV auf unter 1 Grad. Für die Benutzung des Detektors als Teleskop ist Abbildung 28 (B) jedoch aussagekräftiger, da hier der Winkel als Funktion der resultierenden Myonenenergie aufgetragen wird. Für Myonen ab etwa 500 GeV erwartet man einen mittleren Winkel von unter einem Grad. Das heißt, je höher die Neutrinoenergie, desto genauer kann man aus der Myonenrichtung die Neutrinorichtung ableiten.

Mit der Energie des Neutrinos nimmt auch der Anteil der auf das Myon übertragenen Energie zu. Ebenso nimmt erwartungsgemäß der mittlere Winkel zwischen Myon und Neutrino ab, wenn der Anteil der Neutrinoenergie, die auf das Myon übertragen wird, steigt.

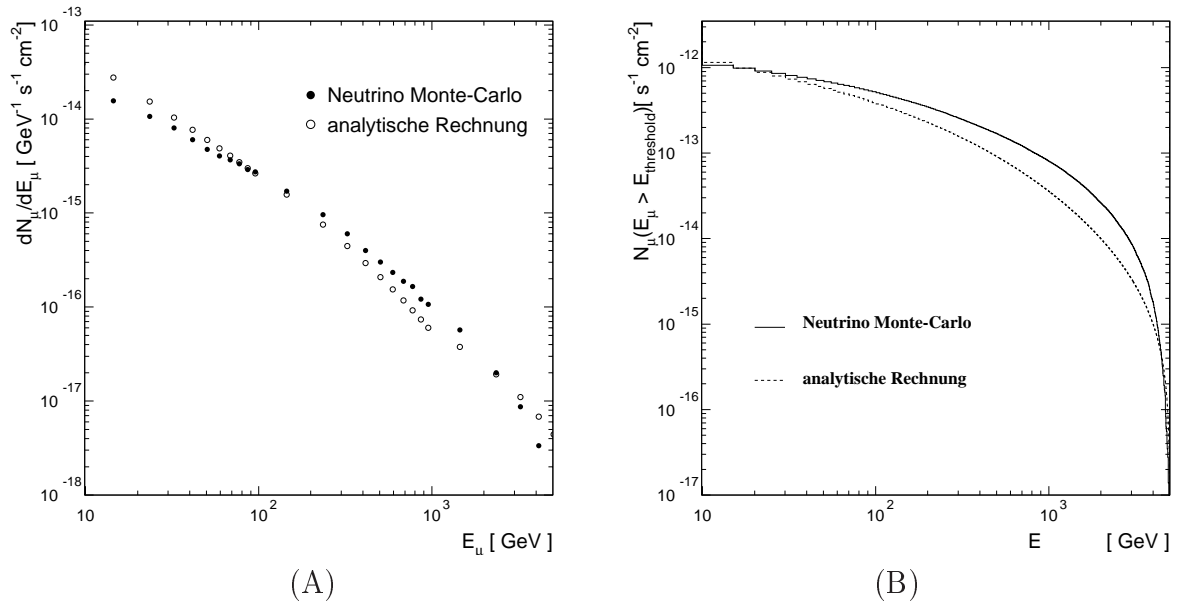


Abbildung 27: Vergleich des aus den atmosphärischen Neutrinos resultierenden Myonenflusses für die analytische Rechnung und für die Monte-Carlo Generation mit Phytia (A). In (B) ist die integrierte Anzahl von Myonen über einer Mindestenergie aufgetragen.

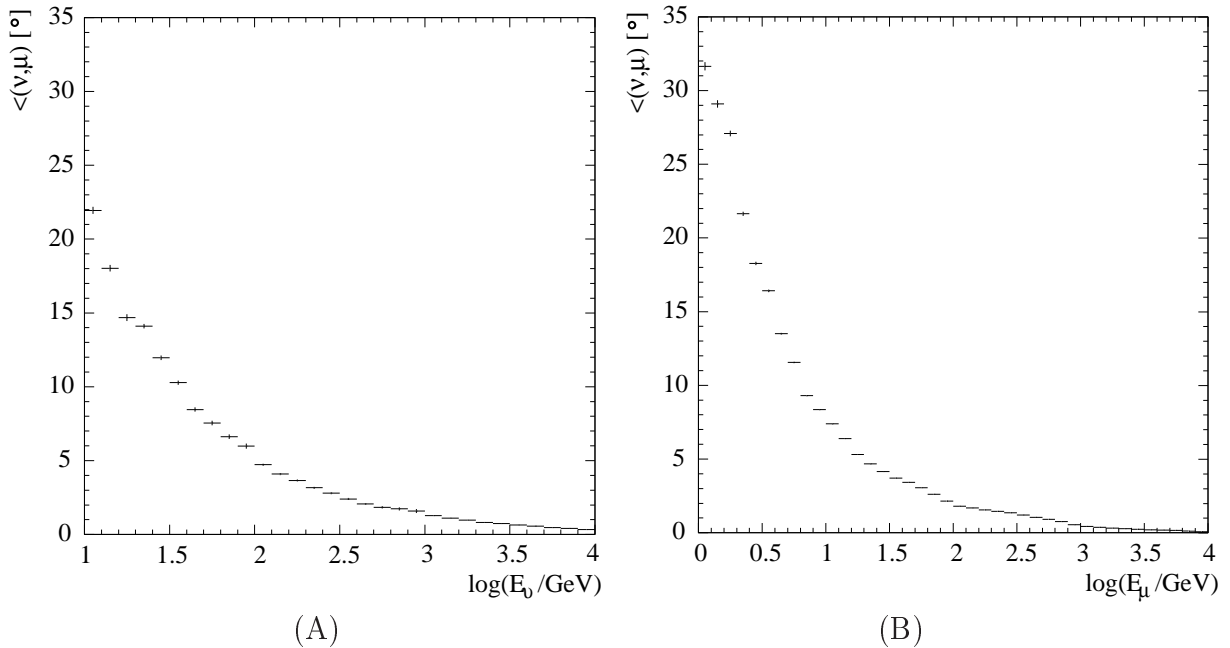


Abbildung 28: Mittlerer Winkel zwischen Neutrino und dem daraus resultierenden Myon als Funktion des dekadischen Logarithmus der Neutrinoenergie (A). In (B) ist der mittlere Winkel als Funktion der resultierenden Myonenenergie gezeigt. Diese Information ist vom Standpunkt der Rekonstruktion interessanter, da man die Neutrinoenergie nicht kennt.

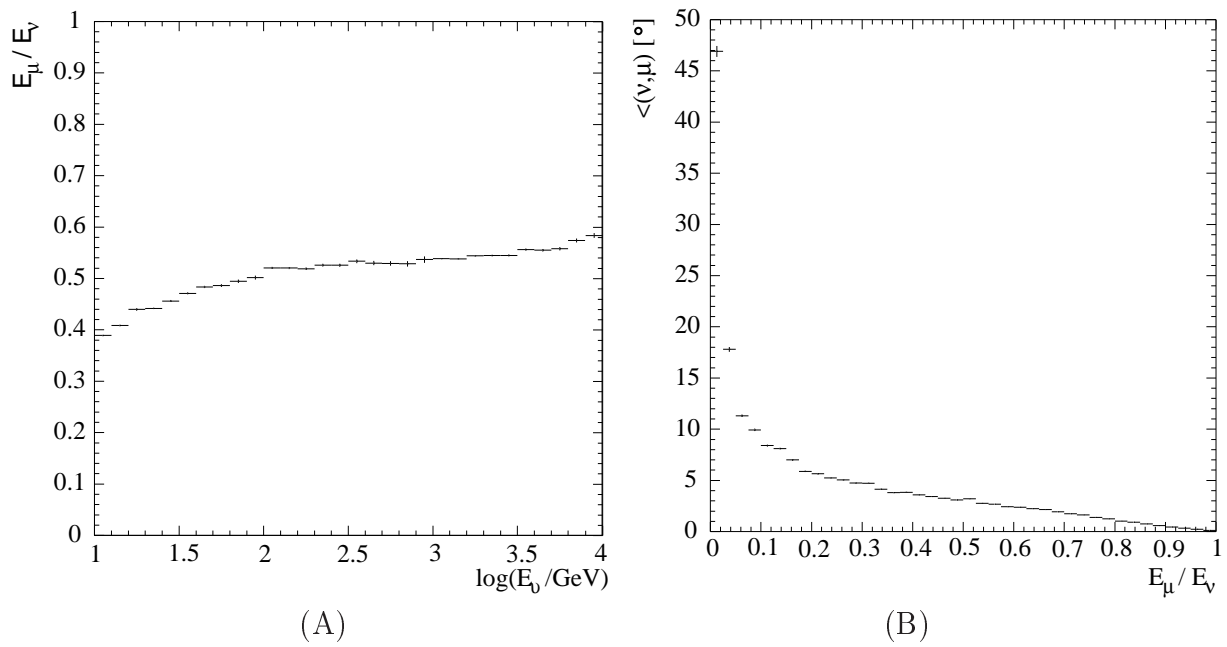


Abbildung 29: Aufgetragen ist in (A) der mittlere Energieübertrag auf das Myon gegen die Neutrinoenergie. In (B) ist der mittlere Winkel zwischen Neutrino und Myon als Funktion des Energieübertrags gezeigt.

## 7 Das effektive Detektorvolumen

Die Größe eines Neutrinodetektors wird gewöhnlich durch sein effektives Volumen oder seine effektive Fläche angegeben. Das effektive Volumen kann wegen der offenen Konstruktion dieser Detektoren und der großen Myonenreichweite das rein geometrische Volumen weit übersteigen. Für niedrige Energien wiederum kann, wegen der geringen Dichte an Photosensoren, das effektive Volumen kleiner sein als das geometrische. Will man für einen bekannten Fluß von z. B. Myonen aus atmosphärischen Neutrinos die zu erwartende Rate berechnen, so braucht man die effektive Fläche des Detektors. Sowohl die effektive Fläche als auch das effektive Volumen ist eine Funktion der Richtung und der Energie der Myonen. Aufgrund der endlichen Reichweiten der Myonen und der Tatsache, daß die Umwandlung von Neutrinos in Myonen auch innerhalb des Detektorvolumens stattfinden kann, ist die Angabe eines effektiven Volumens geeigneter, wobei sich die effektive Fläche aus dem effektiven Volumen berechnen läßt. Bestimmt man das effektive Volumen, so errechnet man das Verhältnis der vom Detektor registrierten Ereignissen ( $n_{trig}$ ) zu den generierten Ereignissen ( $n_{gen}$ ).

Das effektive Volumen ist definiert als:

$$V_{eff} = \frac{n_{trig}}{n_{gen}} \cdot V_0. \quad (47)$$

Das Volumen  $V_0$  ist hier das Generationsvolumen, in dem die Myonen erzeugt werden. Dabei kann die Triggerbedingung von der Standard-Triggerbedingung des Experimentes verschieden sein und sich z. B. auf Schnitte auf die rekonstruierten Ereignisse beziehen. Somit ist das effektive Volumen eine Funktion der jeweils verlangten Schnitte. Es kann, wie z. B. bei der Suche nach Neutrinos, dramatisch einbrechen, wenn man die Schnitte auf die rekonstruierten Ereignisse anwendet. Betrachtet man das effektive Volumen differentiell nach der Energie der Myonen und nach der Richtung der Myonen, so wird die Formel (47) zu:

$$V_{eff}(E, \theta, \phi) = \frac{n_{trig}(E, \theta, \phi)}{n_{gen}(E, \theta, \phi)} \cdot V_0. \quad (48)$$

Meist ist die Abhängigkeit von dem Azimutwinkel  $\phi$  schwach, so daß es ausreicht, das effektive Volumen als Funktion von der Energie und dem Zenitwinkel anzugeben. In der Regel wird man, wenn man das effektive Volumen für eine bestimmte Art von Signal berechnen will, in der Monte-Carlo-Simulation schon implizit die richtige Energie- und Winkelverteilung generieren. Allerdings gilt dann die Angabe des effektiven Volumens nach Formel (47) immer nur für dieses generierte Energie- und Winkelspektrum. Das effektive Volumen nach Formel (48) ist dagegen universeller. Hieraus läßt sich, durch Multiplikation mit dem entsprechenden differentiellen Fluß von Myonen, für jedes Spektrum die Anzahl der getriggerten Ereignisse angeben. Veranschaulicht ist die Simulation zur Berechnung eines effektiven Volumens in Abbildung 30. In dem um den Detektormittelpunkt rotierenden Zylinder werden Myonen generiert, welche dann entsprechend ihrer Reichweite den Raum durchsetzen. Für jede Myonenenergie gibt es einen Zylinderradius, ab dem der Detektor keine Myonen mehr triggert. Der Radius des Zylinders bestimmt die Grundfläche  $A_0$ .

Die Länge  $L$  des Zylinders wird in der Größenordnung von der Reichweite der Myonen bestimmt.

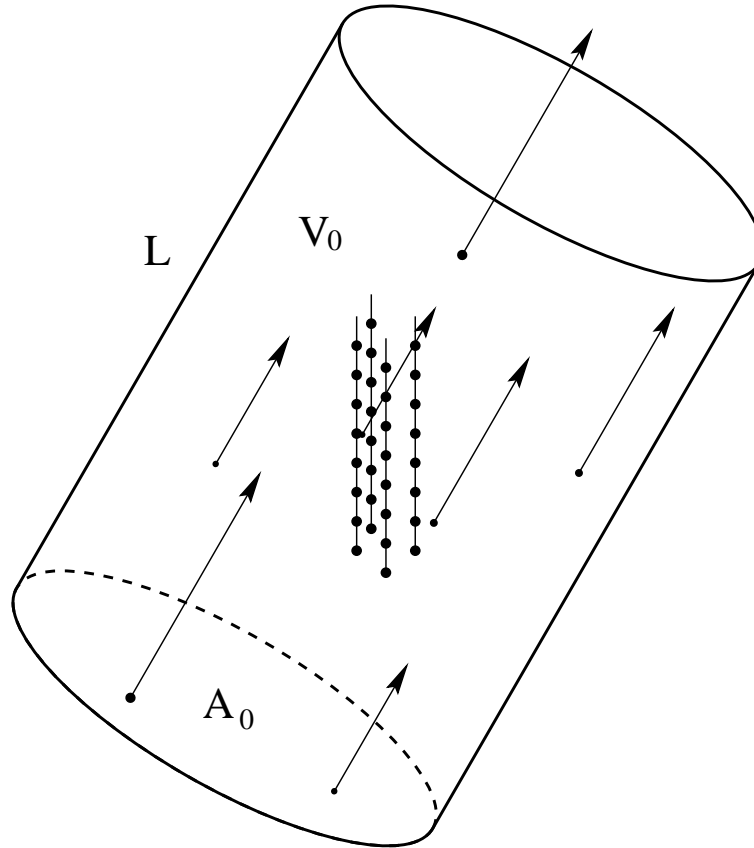


Abbildung 30: Das Prinzip der Berechnung eines effektiven Volumens. In einem rotierenden Zylinder der Seitenlänge  $L$  und der Grundfläche  $A_0$  werden Myonen erzeugt, welche parallel zu der Zylinderachse fliegen. Der Detektor liegt dabei im Zentrum. Die vom Detektor getriggerten Myonenereignisse bestimmen dabei das effektive Volumen.

Natürlich ist eine Generation in einem anderen Volumen denkbar, jedoch ist der Zylinder der Problematik gut angepaßt. Zur Verfeinerung dieser Technik läßt sich noch eine Länge des Zylinders bestimmen, ab der in Myonenflugrichtung gesehen keine Myonen mehr getriggert werden, da das Licht hauptsächlich in Vorwärtsrichtung abgestrahlt wird. Das heißt, der Zylinder wird so in den Raum gelegt, daß die Strecke vom Zentrum des Bodens in Flugrichtung des Myons zum Mittelpunkt länger ist, als die Strecke vom Mittelpunkt zum Zentrum des Deckels. Mit dieser Optimierung der Generation wird vermieden, daß Myonen produziert werden, die dann nicht registriert werden können, was Rechenzeit spart. Um hier die optimale Größe zu ermitteln, werden Vorläufe generiert, in denen das Volumen  $V_0$  solange vergrößert wird, bis das effektive Volumen sich asymptotisch dem Grenzwert angenähert hat. Bei der Generation des Volumens ist der Fehler gegeben durch:

$$\Delta V_{eff} = \frac{V_{eff}}{\sqrt{n_{trig}}}. \quad (49)$$

Für eine Angabe des effektiven Volumens mit 10 % Genauigkeit genügen demnach schon 100 getriggerte Ereignisse. Wobei hier wiederum getriggert nicht heißen muß, daß der Standard-Ereignistrigger erfüllt wurde, sondern eben derjenige Trigger, der in der nachfolgenden Analyse verlangt wird.

Parallel dazu läßt sich für Myonen mit Reichweiten, die sehr viel größer sind als die Detektorausdehnung, eine effektive Fläche definieren zu:

$$A_{eff} = \frac{n_{trig}}{n_{gen}} \cdot A_0. \quad (50)$$

Dabei werden die Myonen dann auf einer Fläche  $A_0$  außerhalb des Detektors generiert, das heißt, sie haben ihren Monte-Carlo-Startpunkt auf eben dieser Fläche. Dies spielt bei der Generation von atmosphärischen Myonen eine Rolle. Legt man die Generationsfläche z. B. auf die Eisoberfläche und berechnet dann die effektive Fläche, so erhält man die effektive Fläche, resultierend aus dem Myonenfluß an der Eisoberfläche. Diese Fläche wird sich natürlich deutlich von der effektiven Fläche unterscheiden, die man erhält, wenn man den Myonenfluß am Detektorort simuliert. Wie oben, ist natürlich die effektive Fläche eine Funktion von  $\theta, \phi$  und der Energie der Myonen. Der Übergang von einem berechneten effektiven Volumen zu einer effektiven Fläche geht über die Myonenreichweite  $R_\mu$ . Erzeugt man in einem Volumen Myonen mit einer mittleren Reichweite  $\overline{R}_\mu \ll L$ , so treten durch eine beliebige Fläche  $A'_0 = A_0$  parallel zur Grundfläche  $A_0$  im Mittel  $n'_{gen} = n_{gen} \cdot \overline{R}_\mu / L$  Myonen (siehe Abbildung 30). Eingesetzt in die Formel (50) ergibt sich:

$$A_{eff} = \frac{n_{trig}}{n'_{gen}} \cdot A_0 = \frac{n_{trig}}{n_{gen}} \frac{L}{\overline{R}_\mu} \cdot A_0 = \frac{n_{trig}}{n_{gen}} \frac{V_0}{\overline{R}_\mu} = \frac{V_{eff}}{\overline{R}_\mu}. \quad (51)$$

Das heißt, die effektive Fläche ist das effektive Volumen, geteilt durch die mittlere Reichweite der Myonen. Analog zu oben ist hier die effektive Fläche wieder eine Funktion der Orientierung und der Energie, womit dann  $n_{trig}$  und  $n_{gen}$  Funktionen von  $\theta, \phi$  und der Energie werden.



## 8 Die Simulation der AMANDA-Detektoren mit AMASIM

Zur Simulation der *AMANDA*-Detektoren wurde ein neues Programm entwickelt, welches die Detektorantwort zu verschiedenen physikalischen Prozessen, unter besonderer Berücksichtigung der Lichtstreuung im Eis, liefert. Um die Rechenzeit in erträglichem Rahmen zu halten, wird intensiv von fertigen Tabellen Gebrauch gemacht, die sowohl die Amplituden- als auch die Zeitinformation für Photonen von Myonen enthalten. Dies ist erforderlich, da durch die lange Absorptionslänge im Eis ein Verfolgen der einzelnen Photonen vom Erzeugungsort bis zum optischen Modul nicht mehr möglich ist.

### 8.1 Die Tabellen für die Lichtstreuung im Eis

Die Antwort eines optischen Moduls auf ein Myon oder einen sekundären Schauer ist in Tabellen archiviert. Diese sind für das Myon und für die sekundären Energieverlustprozesse unterschiedlich. Des weiteren gibt es auch Tabellen, die die Lichtverteilung, die z. B. von einer Halogenlampe oder einem Laser ausgeht, berücksichtigen.

Zur Berechnung dieser Tabellen dient ein eigenes Monte-Carlo (PTD) [63], welches als Eingabe das Streumodell (Streuwinkelverteilung, Streulänge), das Absorptionsmodell (Absorptionslänge als Funktion der Wellenlänge), das Modell des Senders (Winkelverteilung der ausgehenden Photonen, spektrale Verteilung), die Eigenschaften der Glasdruckkugel und des Photomultipliers benötigt. Ein Teil der Detektorsimulation ist also schon in diesen Tabellen enthalten. Deshalb ist es möglich, durch einfaches Austauschen der Tabellen völlig andere Parameter zu simulieren. Dabei ist die Variation der Eisparameter (Streu- und Absorptionslänge) oder auch die Veränderung des Lichtsenders interessant. So können z. B. auch Laserkalibrationsereignisse oder isotrope Lichtquellen durch Verwendung einer entsprechend angepaßten Tabelle simuliert werden. Seit kurzem ist auch die Simulation von Blasen im Bohrloch möglich. Dies ist deshalb interessant, da bislang die Eiseigenschaften als gleich im gesamten Volumen der Tabelle angenommen werden mußten. Zusammen mit *AMASIM* bieten sich also gute Möglichkeiten zur Untersuchung der experimentellen Daten und deren Vergleich mit den Monte-Carlo-Werten.

Jede dieser Tabellen stellt ein zylindrisches Volumen dar, in dessen Zentrum man sich ein optisches Modul vorstellen kann. Außerhalb dieses Volumens ist das Myon für den Detektor nicht sichtbar. Es begrenzt also die Sichtweite des Detektors. Dabei liegt die Ausdehnung dieses Zylinders in der Größenordnung von einigen 100 Metern. Die in dieser Arbeit benutzten Tabellen überspannten in der Längsachse des Zylinders ( $z$ ) einen Bereich von -250 m bis 250 m und in dem Radius des Zylinders ( $\rho$ ) 250 m. Gespeichert werden in den Tabellen die Ankunftszeitverteilungen der Photoelektronen an einem optischen Modul mit den Koordinaten  $z, \rho, \theta, \phi$ :

$$\Phi(z, \rho, \theta, \phi, t) = \frac{dN}{dz d\rho d\theta d\phi dt} \quad (52)$$

und das Integral über die Zeit ( $dt$ ) der obigen Verteilung. Somit erhält man für jeden beliebigen Raum- und Orientierungspunkt in der Tabelle eine mittlere Amplitude und eine Verteilung für die jeweiligen Ankunftszeitverzögerungen. Da die Zeit des ungestreuten Photons bekannt ist, werden nur die zusätzlichen Zeiten, die durch die Streuung der Photonen entstehen, gespeichert. Die Amplitude wird dabei in Photoelektronen pro  $m^2$  für einen Photomultiplier mit einer maximalen Quanteneffizienz von 100 % gespeichert. Der Aufbau der Tabellen ist in einigen Parametern nichtlinear gestaffelt, so daß man eine genaue Antwort für nahe Ereignisse und eine ungenauere für entferntere Ereignisse erhält. Diese Staffelung der Genauigkeit wird durch den Übergang von den Parametern  $z$ ,  $\rho$  und  $t$  auf  $\sqrt{z}$ ,  $\sqrt{\rho}$ ,  $\sqrt{t}$  erreicht. Diese Technik ermöglicht die Speicherung von Informationen über ein großes Volumen bei erträglichem Speicherbedarf. Dieser liegt momentan für die zur Produktion benutzten Tabellen bei jeweils etwa 15 MB.

### 8.1.1 Die Myonentabellen

Für die Myonen gibt es drei verschiedene Tabellen. Diese sind im einzelnen: die Tabelle für das stoppende, für das startende und für das differentielle Myon. Für ein Myon wird der Startpunkt als derjenige Punkt im Raum definiert, an dem es erzeugt wurde. Der Endpunkt ist dementsprechend der Punkt, an dem die Energie des Myons Null ist. (Zur Definition der Koordinaten bei der Verwendung der Tabellen siehe Abbildung 31.) Ein differentielles Myon ist ein Myon, dessen Start- und Endpunkt innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Tabelle liegt. Ein stoppendes Myon ist ein Myon, welches von außen in den Gültigkeitsbereich der Tabelle einfliegt und innerhalb stoppt. Auch der Fall eines Myons, welches von außen einfliegt und dann außerhalb stoppt ist, technisch gesehen, ein stoppendes Myon. Ein startendes Myon ist ein solches, welches innerhalb des Tabellenbereichs seinen Generationspunkt hat, jedoch den Endpunkt außerhalb. Da die Myonenspur im Raum festliegt, gilt die Typisierung als differentielles, stoppendes oder startendes Myon nur für das jeweilige optische Modul. So kann ein Myon für ein optisches Modul z.B. ein differentielles, und für ein anderes optisches Modul ein startendes Myon sein.

Prinzipiell würde die Tabelle für das differentielle Myon zur Simulation ausreichen, jedoch ist es Rechenzeitgründen vorteilhaft, die anderen Tabellen zu benutzen. Bei der Benutzung der differentiellen Tabelle wird die Myonenflugbahn in Teilstücke in  $z$  aufgesplittet (siehe Abbildung 31). Die Tabelle enthält die Amplitude und die Zeitverteilung für die Photoelektronen, die von diesem Teilstück ausgehen.

Möchte man die Gesamtantwort des optischen Moduls auf ein differentielles Myon erhalten, so muß man in Schritten vom Anfang zum Ende der Myonenspur entlang der  $z$ -Achse gehen und die so erhaltenen Amplituden und Zeiten jeweils einzeln behandeln. Dies ist zeitaufwendig, da der sichtbare Teil der Myonenspur abhängig von der Energie des Myons, einige hundert Meter lang sein kann. Daher wird diese Tabelle nur für Myonen benutzt, welche ihren Startpunkt und ihren Endpunkt innerhalb der Grenzen der Tabelle haben. In den Tabellen für das stoppende und startende Myon sind die akkumulierten Amplituden und Zeitverteilungen als Funktion von  $z$  für alle anderen Parameter gespeichert. Dies erlaubt es, die Informationen, Amplitude und Zeit für jedes optische Modul mit  $(1+n)$  Speicherzugriffen zu erhalten. Hierbei ist  $n$  die Anzahl der Photoelektronen, die aus der mittleren Amplitude folgen.

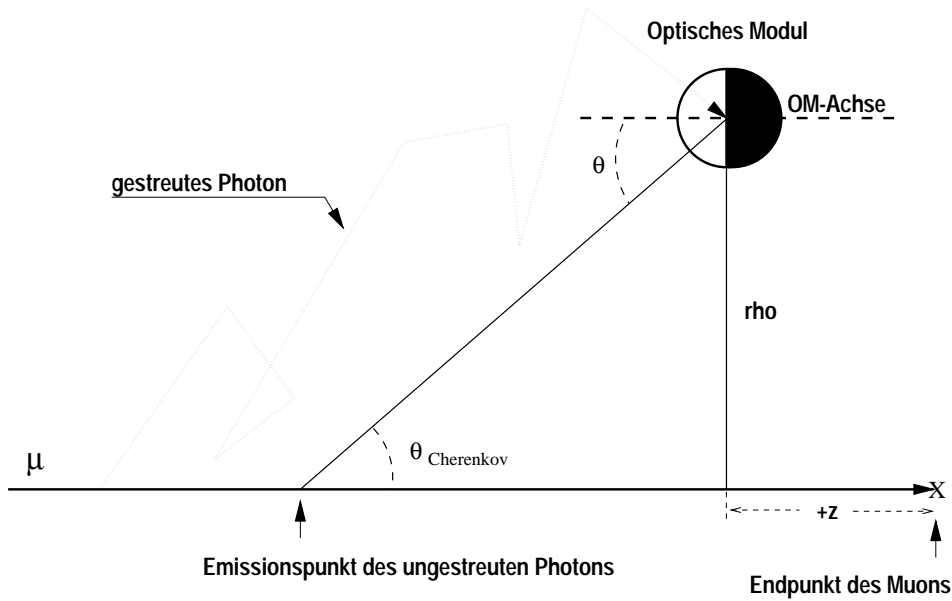


Abbildung 31: Die Koordinaten beim Benutzen der Myontabellen. Die Flugbahn des Myons ist entlang der  $z$ -Achse, von  $-z$  nach  $+z$ . Die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  geben die Orientierung des optischen Moduls relativ zum Myon an. Hierbei wird als Bezugsachse für die Winkel  $\theta$  und  $\phi$  der direkte Lichtweg eines ungestreuten Cherenkovphotons benutzt.  $\phi$  gibt die Rotation der OM-Achse um diese Achse an, wobei  $\phi = 0$  gilt, wenn die OM-Achse in der durch das Myon und  $\rho$  aufgespannten Ebene so zum Liegen kommt, daß sie zur Myonenspur hinzeigt. Das "X" an der Myonenspur definiert deren Ende und, zusammen mit dem Aufpunkt von  $\rho$  auf der Spur, die Koordinate  $z$ .

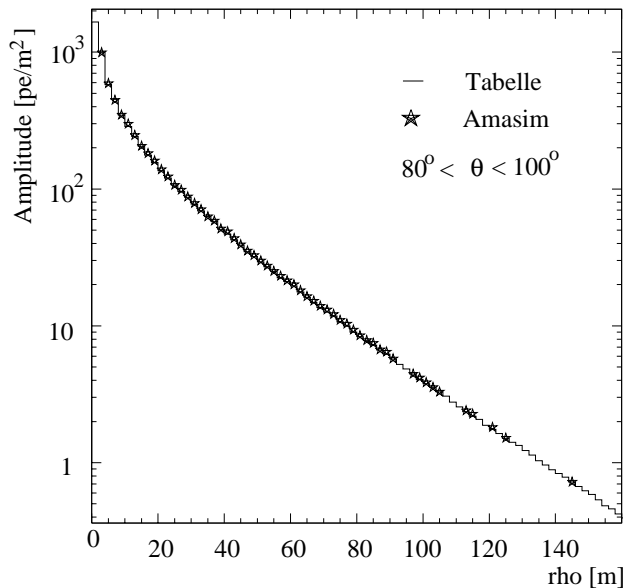


Abbildung 32: Der Vergleich der Amplituden als Funktion von  $\rho$ , wie sie direkt in der Tabelle für das stoppende Myon gespeichert sind, und die in *AMASIM* erhaltenen Werte. Der Winkel des optischen Moduls ist hier etwa  $90^\circ$ .

In Abbildung 32 ist der Verlauf der mittleren Amplitude für ein durchgehendes (stoppendes) Myon als Funktion von  $\rho$  und ein optisches Modul mit  $\theta \sim 90$  Grad aufgetragen. Als Sterne sind die unveränderten Amplituden, wie sie in *AMASIM* eingelesen werden, eingezeichnet. Diese Abbildung zeigt die technisch richtige Benutzung der multidimensionalen Tabelle.

### 8.1.2 Die stochastischen Energieverlustprozesse

Die Lichtwirkung von stochastischen Energieverlusten (hier Paarproduktion, Bremsstrahlung, Delta-Elektronen und photonukleare Prozesse mit einer Energiedeposition von mehr als 0.5 GeV) ist unter drei Aspekten unterschiedlich zu der eines Myons. Zum einen sind diese Prozesse mehr punktförmig, d. h. die Emission von Licht findet an einer bestimmten Stelle im Raum statt und nicht, wie beim Myon, kontinuierlich entlang der Spur.

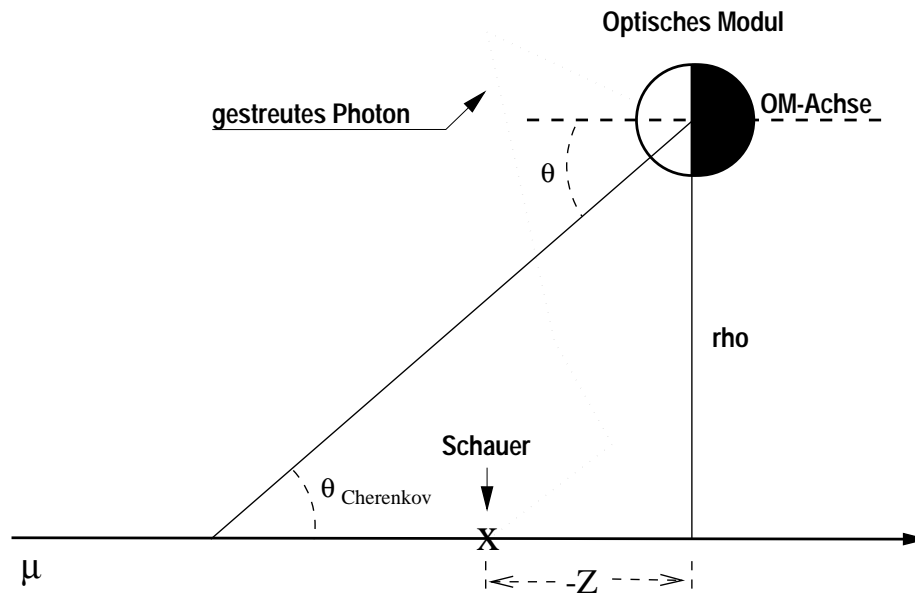


Abbildung 33: Die Koordinaten zur Tabelle für sekundäre Energieverlustprozesse. Diese sind wie in Abbildung 31 definiert. Der Parameter  $z$  wird bestimmt, indem man die Lage des Schauers auf der Myonspur relativ zum Auftreffpunkt von  $\rho$  bestimmt. Liegt der Schauer in Myonenaufrichtung vor dem optischen Modul, so ist  $z$  negativ, sonst positiv.

Des weiteren strahlen die stochastischen Energieverluste ihr Licht nicht in einem scharfen Cherenkovkegel ab, sondern in einer mehr herzförmigen Verteilung um den Kegel herum. Trotzdem ist die Intensität unter dem Cherenkovwinkel am höchsten, so daß die im Licht enthaltene Richtungsinformation durch die sekundären Prozesse nicht zerstört, sondern nur verschmiert wird.

Der dritte Unterschied ist die Skalierbarkeit des Lichts von sekundären Prozessen. Da diese Prozesse unterschiedliche Energien besitzen können, resultiert ein unterschiedlicher Lichtfluß. In den Tabellen ist der Lichtfluß für ein Sekundärereignis von 1 GeV gespeichert. Dieser wird anschließend in der Simulation mit der Energie in GeV des Schauers multipliziert. Eine weitere modellhafte Vereinfachung in dieser Tabelle ist, daß sowohl

hadronische als auch elektromagnetische Schauer als gleich in bezug auf ihr Lichtfeld angenommen werden. Diese Annahme ist nur in Grenzen richtig, aber auf der anderen Seite wegen der Dimensionen, in denen *AMANDA* Licht sammelt, wiederum gerechtfertigt. Die lineare Skalierbarkeit der Lichtwirkung von Schauern, ihre Winkelverteilung sowie das annähernd gleiche Verhalten von hadronischen und elektromagnetischen Schauern wurde in [69] eingehend untersucht und bei der Benutzung der Tabellen durch *AMASIM* angewendet. Die Koordinaten des Schauers werden ähnlich wie beim Myon definiert.  $z$  ist die Lage des Schauers auf der Myonenspur relativ zum Aufpunkt von  $\rho$  (siehe Abbildung 33).

## 8.2 Vom Myon zum Detektorsignal

In diesem Kapitel wird aufgezeigt, wie in *AMASIM* ausgehend von einer Myonenspur, das eigentliche Detektorsignal gewonnen wird. Dazu sind die wichtigsten Komponenten in Abbildung 34 dargestellt. Das optische Modul liefert bei einem Photonentreffer ein elektrisches Signal von etwa der Größe 1 Volt bei einer Verstärkung von  $10^9$ .

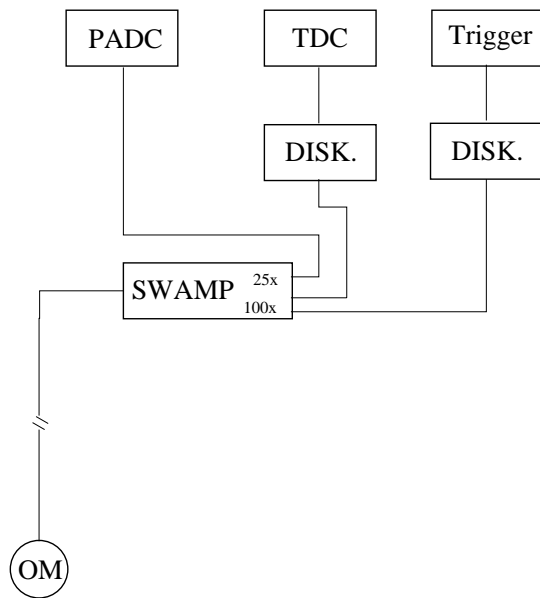


Abbildung 34: Die schematisierte Darstellung der AMANDA-Datennahme für den Teil, der bei der Simulation relevant ist. Dies betrifft den optischen Modul, die Übertragungsstrecke, die Diskriminatoren, den Peak-ADC und den TDC. Ein wichtiger Baustein ist die Triggerlogik, da diese die Art der aufgezeichneten Ereignisse bestimmt.

Dieses Signal wird über ein 2 km langes Koaxialkabel zu der an der Oberfläche befindlichen *AMANDA*-DAQ geleitet. Durch dieses Kabel erfährt das ursprüngliche Signal eine Abschwächung auf wenige mV und eine Verschmierung auf einen typischen Zeitraum von 600 ns. In einem analogen Verstärker (SWAMP) wird es von der ebenfalls über das Koaxialkabel geführten Hochspannung getrennt und wieder auf etwa 1 V verstärkt. Über einen Diskriminator wird das Signal zur Triggerelektronik und über einen anderen zu einem TDC geführt. Wird ein Ereignis getriggert, so erhält der Peak-ADC ein Gate von  $4.27 \mu\text{s}$  Länge und die größte in dieser Zeit auftretende Amplitude wird aufgezeichnet.

### 8.2.1 Die Simulation des Signals des optischen Moduls

Um die Antwort des Hamamatsu-Photomultipliers simulieren zu können, wurden im Labor Amplitudenverteilungen für 1-Photoelektron-Signale aufgenommen. Abbildung 35 (A) zeigt eine solche Verteilung für den Photomultiplier BB6308.

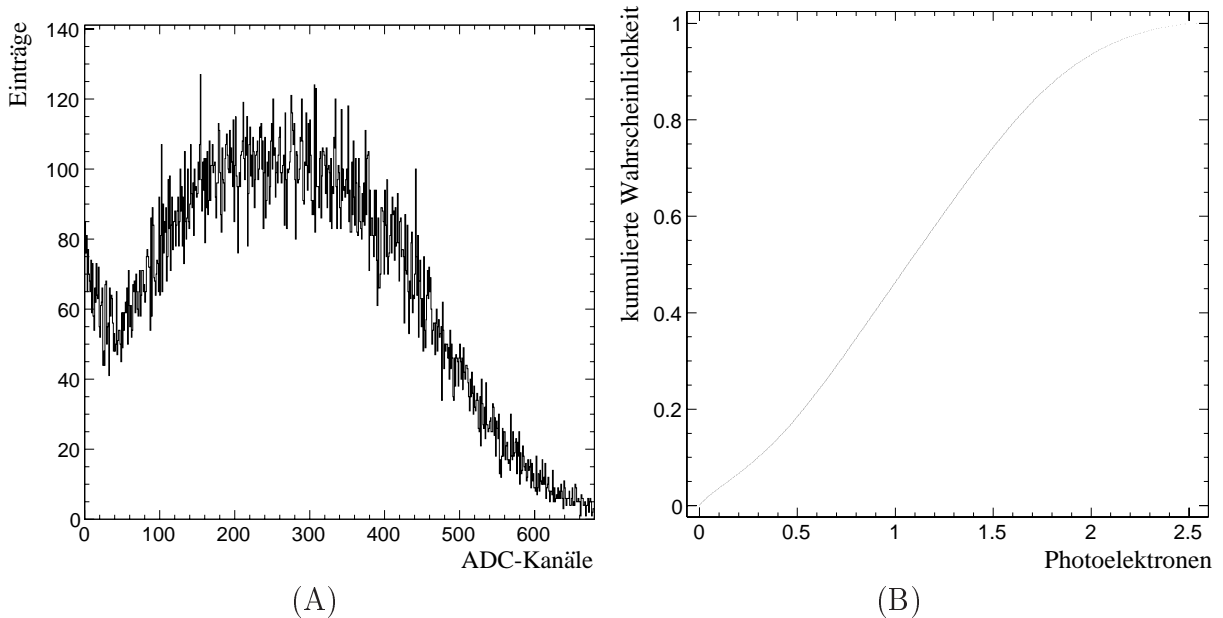


Abbildung 35: Die gemessene Amplitudenverteilung eines typischen AMANDA-Moduls für 1-Photoelektronen (A) und die daraus gewonnene invertierte Wahrscheinlichkeitsverteilung (B)

Deutlich zu erkennen ist der 1-Photoelektron-Peak. In Abbildung 35 (B) ist die im Monte-Carlo *AMASIM* verwendete invertierte und summierte Wahrscheinlichkeitsverteilung gezeigt. Die x-Achse ist hierbei in der Einheit Photoelektronen gegeben. Mit dieser Mutterverteilung werden gemäß dem folgenden Schema die Amplituden und Zeiten der optischen Module im AMANDA-Detektor gewonnen, nachdem die mittlere Anzahl der Photoelektronen ( $\overline{R_{pe}}$ ) für dieses Modul der Tabelle entnommen wurde:

1. Zufälliges Auswählen der Anzahl der Photoelektronen  $N_{pe}$  mit einer Poissonwahrscheinlichkeit um den Mittelwert  $\overline{R_{pe}}$ .
2. Auswählen einer Zufallszahl für jedes Photoelektron und Berechnung einer Amplitude für diese Zufallszahl gemäß der invertierten Verteilung in Abbildung 35 (B).
3. Zufälliges Auswählen einer streubedingten Zeitverzögerung aus der entsprechenden Tabellenstelle.
4. Zufälliges Auswählen des Photomultiplierjitters mit einer Gaußverteilung mit der Breite 7 ns für jedes Photoelektron.

Somit erhält man nach diesem Prozeß für diesen optischen Modul eine Schar von Zeiten und Amplituden  $T_i, A_i, i = 1, N_{pe}$ . Diese Prozedur wird für alle Spuren eines Ereignisses

Kabellänge	Jitter
kurz	2.7ns
2 km	5.5ns
4 km	14.7ns

Tabelle 5: Für verschiedene Kabellängen wurde der Jitter eines PMTs im Labor vermessen [52].

durchgeführt. Hierdurch erhält man die Photoelektronenantwort des optischen Moduls auf das Myon und die sekundären Prozesse über der Schwellenenergie von 0.5 GeV. Um das Licht der sekundären Energieverlustprozesse unterhalb von 0.5 GeV zu beachten, wird die Amplitude der Myonspur mit einem Energieabhängigen Faktor skaliert. Hierzu bedient man sich der Formel [69]:

$$A = A_0 \cdot (1.172 + 0.023 \cdot \log(E_\mu/GeV)). \quad (53)$$

Diese Parametrisierung der Lichtleistung der sekundären Prozesse unter 0.5 GeV wurde durch eine GEANT-Simulation erhalten.

Der Jitter ist die Transitzeitverschmierung, die beobachtet wird, wenn die Photokathode des Photomultipliers an immer der gleichen Stelle von einem einzelnen Photoelektron getroffen wird. Die Form dieser Verteilung ist in guter Näherung gaussisch. Sie ist abhängig von der Stelle, an der das Photoelektron auftritt, von der eingestellten Hochspannung und von der spektralen Verteilung des auftreffenden Lichts [76]. Das Datenblatt für den Hamamatsu-Photomultiplier [41] gibt eine Transitzeit von 55 ns und einen Jitter von 2.6 ns für den 12-Stufen Photomultiplier R5912 an. Der Jitter für drei verschiedene Kabellängen wurde für einen Photomultiplier gemessen [52]. Die Werte sind in der Tabelle 5 aufgeführt. Hierbei wurde mit einem CFD<sup>13</sup> gemessen, so daß hier keine Korrektur auf das Time-Slewing nötig ist.

Es zeigt sich eine Vergrößerung des Jitters mit zunehmender Kabellänge, die durch die Dispersion des Signals hervorgerufen wird. Mit Bedacht wurde im Monte-Carlo ein größerer Jitter (7 ns) gewählt, um die Auflösung, die bei der Kalibration der  $t_0$ -Zeiten gesehen wurde, Elektronikeffekte und die Streuung der einzelnen Photomultiplierexemplare mitzubeachten. Eine Darstellung des simulierten Jitters für einige Treffer sieht man in Abbildung 36.

Für die Zukunft ist es wünschenswert, nicht nur eine feste 1-Photoelektron-Mutterverteilung für alle optischen Module zu verwenden, sondern individuell verschiedene einzusetzen. Dies würde eine bessere Reproduktion der Antwort der optischen Module ergeben.

## 8.2.2 Transport des Signals an die Oberfläche

Die bei AMANDA verwendeten Kabel verändern, je nach Lage des optischen Moduls, sowohl das Zeitverhalten als auch die Form des Signals. Durch die unterschiedlichen Längen der Kabel erhalten die einzelnen Kanäle jeweils spezifische konstante Verzögerungen. In *AMASIM* wird diesem experimentellen Fakt Rechnung getragen, indem man die im Experiment gemessenen Kabellaufzeiten einsetzt. Die Ankunftszeit der Photonen, der Jitter

---

<sup>13</sup>Constant Fraction Discriminator

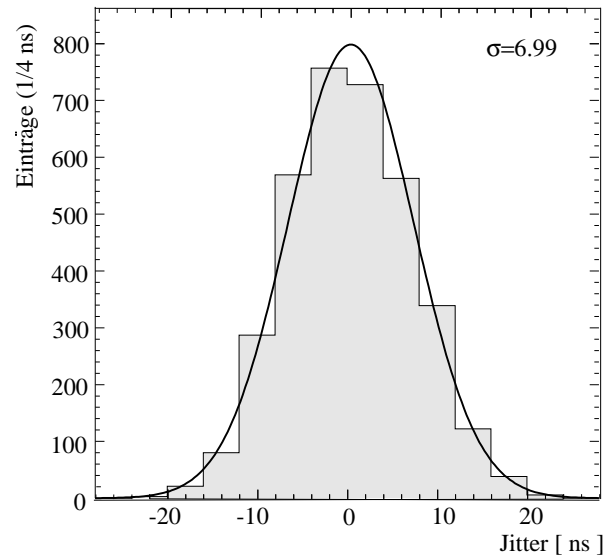


Abbildung 36: Der Jitter der Modul-Simulation mit einem Gaußfit. Zugelassen werden auch negative Zeiten, die zu den Ankunftszeit der Photonen addiert werden, um die experimentell beobachteten Verschmierungen nachzubilden.

im Photomultiplier und die Verzögerungszeit des elektrischen Signals im Kabel definieren die Ankunftszeit des Signals an dem Diskriminator des jeweiligen Kanals. Eine Veränderung der Pulsform wird an dieser Stelle der Simulation noch nicht berücksichtigt.

### 8.2.3 Simulation des PADCs und des TDCs

Um den Zeitpunkt des Überschreitens der Diskriminatorschwelle und die Form des Signals bei Mehrfachtreffern eines optischen Moduls zu simulieren, wird ein gemessener Puls eines typischen AMANDA-Moduls nach der Verstärkung durch den SWAMP<sup>14</sup> verwendet (siehe Abbildung 37). Der hier verwendete Puls wurde an einem über ein Twisted-Pair-Kabel angeschlossenen Modul, gemessen. Um ihn für die Simulation von Modulen, die über Koaxialkabel angeschlossen sind, verwenden zu können, wurde die zeitliche Entwicklung des Pulses um den Faktor 2.5 gestreckt. Spätere Messungen an Koaxial-Modulen zeigten, daß dies eine gute Näherung ergibt. Bei der bisherigen Simulation wird davon ausgegangen, daß die Pulsform für alle optischen Module die gleiche ist, was natürlich mit zunehmender Genauigkeit der Simulation eine zu grobe Näherung ist. In der Saison 97/98 wurden für fast alle optischen Module mit einem Flash-ADC die Pulsformen aufgenommen, so daß in einer neuen Version von *AMASIM* eine Simulation der einzelnen individuellen Pulsformen des jeweiligen Kanals möglich sein wird. Hiervon erhofft man sich eine genauere Beschreibung der auftretenden Kanalmultiplizitäten. Ebenso wird die Pulsform einen Einfluß auf die Zeitverteilungen im Ereignis haben. Schon kleinere Unterschiede in der ansteigenden Flanke können Unterschiede im Überschreiten der Schwelle von einigen Nanosekunden zur Folge haben. Entsprechend der Ankunftszeiten der einzelnen Photoelektronen werden die mit der Amplitude skalierten Pulse addiert. Anschließend werden mit Hilfe der bekannten

<sup>14</sup>swedish amplifier



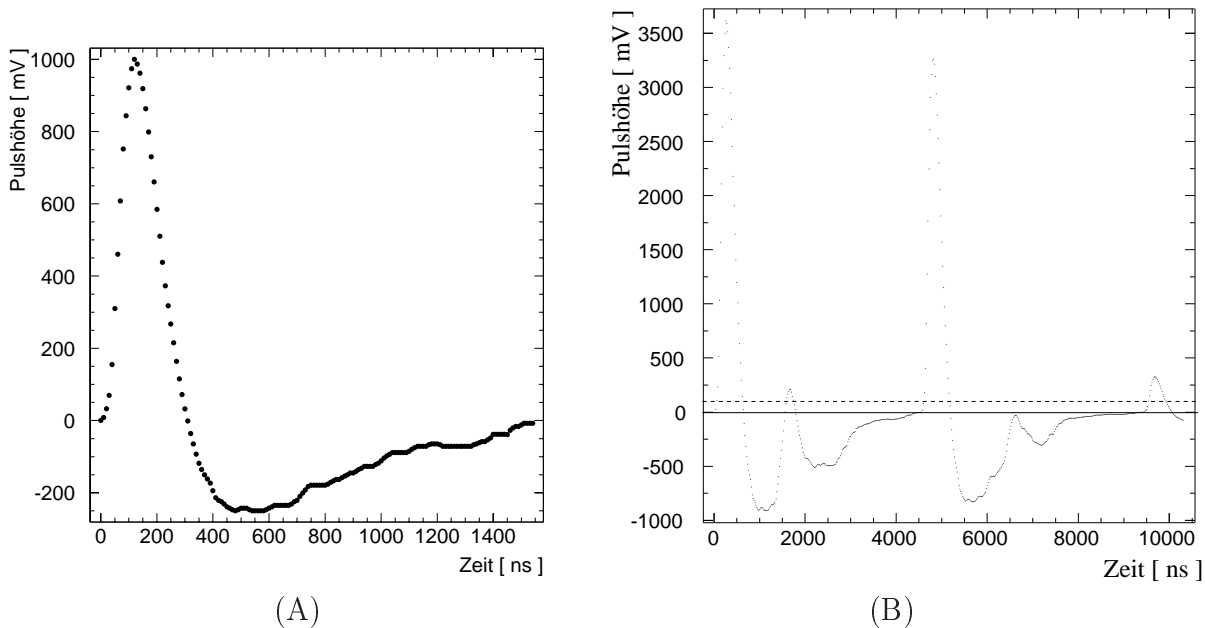


Abbildung 37: (A) An der Oberfläche gemessene Pulsform eines über Twisted-Pair-Kabel angeschlossenen optischen Moduls. In der Simulation wird sie benutzt, um die Pulsform eines über Koaxialkabel angeschlossenen Moduls zu simulieren. Dabei wird die Zeitachse um den Faktor 2.5 gestreckt. In (B) ist die Monte-Carlo-Simulation von 5 Photoelektronen, die sich teilweise zeitlich überlappen, dargestellt. Eingezeichnet ist die Null-Volt-Linie und die Diskriminatorschwelle. Aus dieser Simulation folgen 4 Pulse, einer bleibt unterhalb der Schwelle.

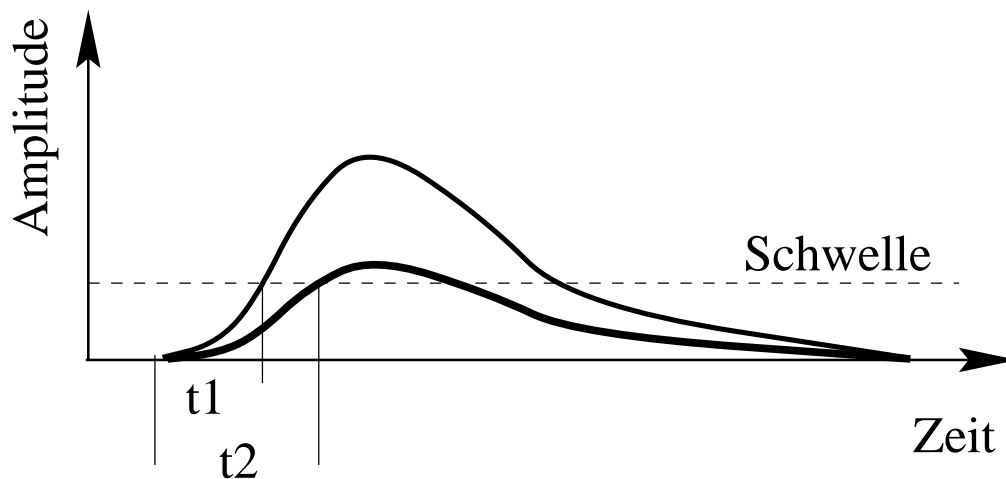


Abbildung 38: Der Effekt des Time-Slewing. Kleinere Pulse überschreiten eine feste Schwelle zu einer späteren Zeit ( $t_2$ ) als größere ( $t_1$ ). Diese Zeitdifferenz zwischen Beginn des Signals und Überschreiten der Schwelle wird mit Hilfe der Amplitude korrigiert.

Diskriminatorschwellen (100 mV für alle Kanäle) sowohl die Zeitpunkte des Überschreitens der Diskriminatorschwelle, als auch die TOT-Werte bestimmt. Da die Pulsform jeweils nur an einigen Stützpunkten bekannt ist, wird zwischen diesen Punkten linear interpoliert. Aus der Verteilung gewinnt man auch den Wert des Peak-sensing ADC. Zu bemerken

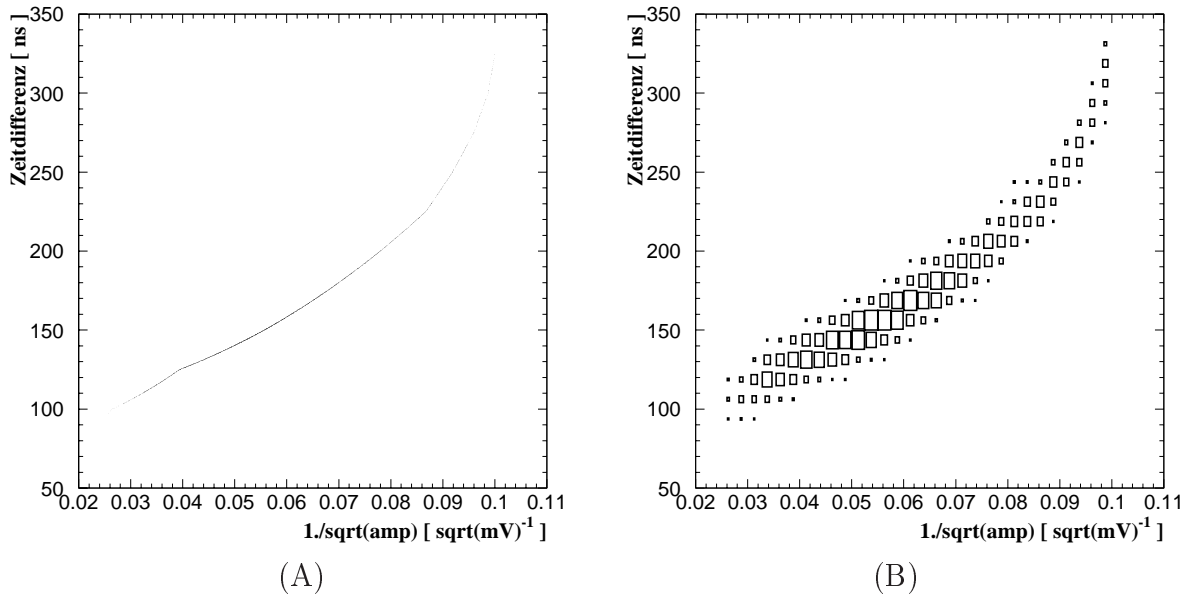


Abbildung 39: Der Verlauf der Zeitdifferenz zwischen der Photonenankunftszeit und der Zeit, zu der die Diskriminatorschwelle überschritten wurde, als Funktion der Amplitude des Pulses. In (A) ohne eine Simulation des Jitters, in (B) mit Jittersimulation.

ist hier, daß hiermit zeitlich voneinander getrennt ankommende Photonen zu nur einem

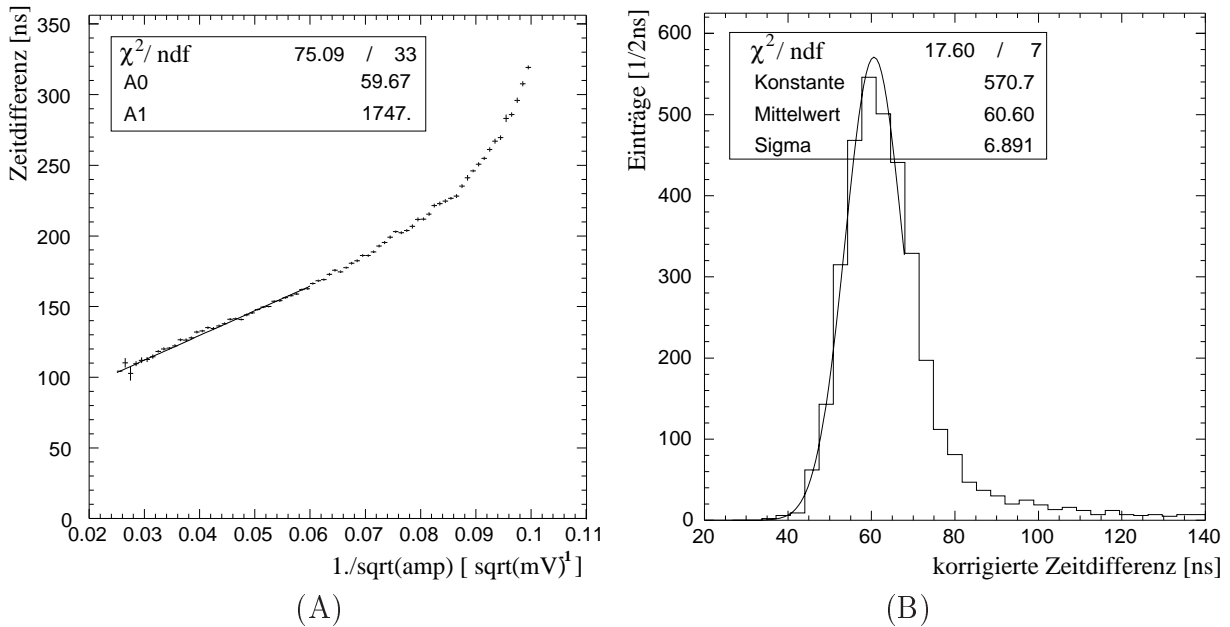


Abbildung 40: In (A) wird an den linearen Teil der Verteilung eine Gerade gefittet, um mit der Steigung das  $\alpha$  dieses Kanals zu erhalten. Korrigiert man mit diesem  $\alpha$  die Zeiten, zu denen die Diskriminatorschwelle überschritten wurde, so erhält man eine Verteilung der Zeitdifferenzen um das jeweilige  $t_0$ . Diese Verteilung hat die Breite des Jitters.

Treffer mit einer Amplitude und einem (dann längeren) TOT verschmiert werden können. Am Ende dieser Simulation besteht unter Umständen keine eindeutige Beziehung zwischen Photonenankunftszeiten und Diskriminationszeitpunkten mehr. (Siehe auch Abbildung 37 (B) zur Illustration.) Aus dieser Simulation ergibt sich automatisch auch eine Simulation des Time-Slewings. Wie aus Abbildung 38 ersichtlich, können größere Pulse eine feste Schwelle früher überschreiten als kleinere. Dieser Effekt wird als Time-Slewing bezeichnet. Man korrigiert auf ihn, indem man die Zeit, die zum Überschreiten der Schwelle benötigt wird, mit der Amplitude in Beziehung setzt. In Abbildung 39 (A) ist der Zusammenhang zwischen dem Kehrwert der Wurzel der Amplitude und der Zeitdifferenz zwischen Photonenauftreffzeit und Überschreiten der Diskriminatorschwelle dargestellt. In dieser Simulation wurde der Jitter des PMTs nicht mitsimuliert. Dadurch ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen. Die Abbildung 39 (B) zeigt die Verteilung der Zeitdifferenzen bei einer Berücksichtigung des Jitters. Es ergibt sich eine gaussische Verteilung um die Linie aus Abbildung 39 (A). Wie im Experiment bei der Auswertung der Kalibrationsdaten, wird an diese Kurve im linearen Bereich eine Gerade gefittet (Abbildung 40 (A)). Die Steigung dieser Geraden ergibt den Korrekturfaktor  $\alpha$ , während die additive Konstante dem  $t_0$  entspricht (siehe Kapitel 10.1.1). Korrigiert man mit diesem  $\alpha$  und der Amplitude des Pulses die jeweilige Ankunftszeit, so erhält man die in Abbildung 40 (B) dargestellte Verteilung. Die Ankunftszeitdifferenzen sind nun um das  $t_0$  (welches hier ein beliebiges Monte-Carlo- $t_0$  ist) gaussisch mit der Breite des Jitters verteilt. Diese Verteilung ergibt ein Kriterium, wie gut die Korrektur durch das gefittete  $\alpha$  ist. Hierbei ist hervorzuheben, daß die Simulation der Pulsform und Höhe direkt zu sehr gut vergleichbaren Zeitdifferenzverteilungen zwischen experimentellen Daten und Monte-Carlo-Datensätzen führt.

#### 8.2.4 Der Trigger

In *AMANDA-B4* ist der Ereignistrigger ein einfacher Multiplizitätstrigger innerhalb eines Zeitfensters von  $2\ \mu\text{s}$ . In *AMASIM* werden, nachdem die oben beschriebenen Elektroniksimulation für alle optischen Module durchgeführt wurde, die einzelnen Treffer der Zeit nach sortiert. Über die so erhaltene Zeitfolge von Treffern wird ein Zeitfenster von wählbarer Größe (für *AMANDA-B4*  $2\ \mu\text{s}$ ) geführt. Dabei startet man bei dem frühesten Treffer und gleitet dann zu den späteren. Der Triggerzeitpunkt ist derjenige Zeitpunkt, an dem die gewünschte Anzahl von gefeuerten Modulen (die Multiplizität) innerhalb des Triggerzeitfensters das erste Mal erreicht wird. Diese Triggerzeit ist eine im Ereignis ausgezeichnete Zeit. Im Monte-Carlo wird diese zu  $t = 0$  gesetzt. Diese Konvention simuliert den im Experiment benutzten “common stop mode”. Dadurch liegt für alle Ereignisse der Triggerzeitpunkt bei null, was zu dem auch im Experiment beobachteten “Trigger-Peak” führt. Zusätzlich kann im Monte-Carlo auch die Anzahl der mindestens getroffenen Strings angegeben werden. Kompliziertere Trigger können nachträglich mit einem anderen Programm auf die Daten angewandt werden.

## 9 Simulation von *AMANDA-B4* mit *AMASIM*

Um Teile der Daten des Jahres 1996 auswerten zu können, wurde eine Simulation des Detektors mit *AMASIM* durchgeführt. Dabei wurde versucht, in der Simulation die optischen Module den Eigenschaften der realen Module anzupassen. Hierzu wurde die individuelle Lage des 1-Photoelektron-Peaks, die Rausraten sowie die Nachpulsraten kanalweise bestimmt. Die relativen Sensitivitäten der Module wurden den Datenblättern entnommen.

### 9.1 Ermittlung der Rausraten

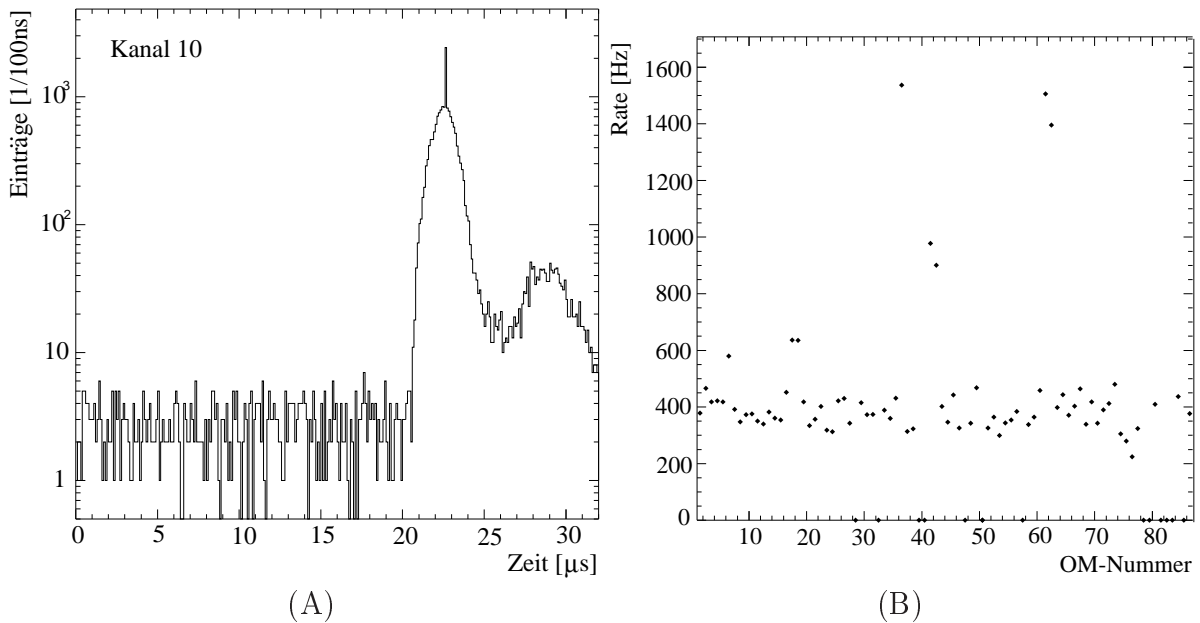


Abbildung 41: Die Verteilung der unkalibrierten Ankunftszeiten für Kanal 10 im Experiment (A). In (B) die ermittelten experimentellen Rausraten der einzelnen optischen Module.

Die Rausraten der einzelnen optischen Module kann man im Experiment direkt aus den experimentellen Daten gewinnen. Dies ermöglicht es prinzipiell, die im Experiment beobachtete, zeitliche Variation der Rausraten bei der Simulation zu berücksichtigen. Zunächst wird aber anhand eines beliebigen Runs die Rausrate bestimmt und als konstant angenommen. Da im weiteren die Anzahl der generierten Ereignisse im wesentlichen nur einem Tag Experimentlebenszeit entspricht, ist diese Annahme gerechtfertigt. Betrachtet man die unkalibrierte Ankunftszeitverteilung eines optischen Moduls, so kann man verschiedene Bereiche innerhalb der  $32\ \mu\text{s}$ , die der TDC registriert, erkennen (siehe hierzu Abbildung 41 (A)). Augenfälligstes Merkmal ist der Trigger-Peak bei  $22.6\ \mu\text{s}$ , der angibt, wie häufig dieses Modul den Trigger ausgelöst hat. Direkt links und rechts davon befinden sich die von dem Myon (den Myonen) erzeugten Treffer. Gut zu erkennen ist die scharfe Flanke  $2\ \mu\text{s}$  links des Trigger-Peaks. Diese rührt von der Länge des Triggerzeitfenster her. Werden innerhalb von  $2\ \mu\text{s}$  nicht mindestens acht Treffer gesammelt, so wird das Ereignis nicht getriggert. Auf der rechten Seite folgt auf die entsprechend der Absorption

abfallenden Flanke die durch Nachpulse herrührende Schulter bei 26–32  $\mu\text{s}$ . Typischerweise liegt der Peak dieses Buckels bei etwa 6  $\mu\text{s}$  nach dem Peak der Myonentreffer. Auf der linken Seite des Histogramms sieht man den vom Rauschen dieses optischen Moduls erzeugten Untergrund, dessen Rate man bestimmen möchte. Betrachtet man nun z. B. die ersten 15  $\mu\text{s}$  dieser Verteilung, so berechnet sich die Rauschrate wie folgt: Zunächst bestimmt man die Gesamtzahl der Ereignistrigger ( $N_{trigger}$ ), die dem entsprechenden Run zugrundeliegen. Zählt man die Anzahl der Treffer bis 15  $\mu\text{s}$  ( $N_{noise}$ ). Die Rate ergibt sich dann zu:

$$Rate = \frac{N_{noise}}{(N_{trigger} \cdot 15 \mu\text{s})}. \quad (54)$$

Mit Formel (54) wird für jedes Modul die Rauschrate bestimmt und die in den Tabellen 32 und 33 dargelegten Werte ermittelt. Eine graphische Darstellung zeigt Abbildung 41 (B). Der Mittelwert der Rauschraten liegt (ohne die toten Module und die Ausreißer) bei etwa 400 Hz. Die Module 36, 41, 42, 61 und 62 fallen durch sehr hohe Rauschraten auf. Die Module Nummer 41 und 42 sind *EMI*-Module, die andere Eigenschaften aufweisen als die *Hamamatsu*-Module. Weshalb die anderen drei ebenfalls außergewöhnlich hohe Rauschraten haben, ist nicht klar.

## 9.2 Überprüfung der simulierten Rauschraten

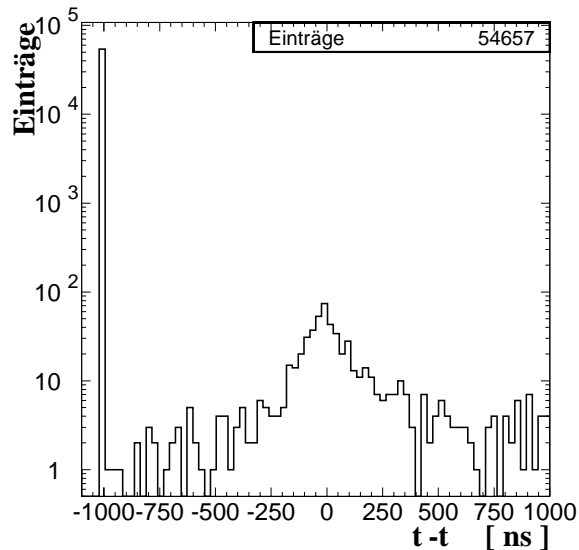


Abbildung 42: Die jeweils kleinsten Zeitdifferenz zweier benachbarter Kanäle für experimentelle Daten. Die Einträge bei -999 entspricht den Ereignissen, die keine Zweierkoinzidenz besitzen.

Mit den in dem vorigen Kapitel bestimmten Rauschraten wurde nun ein spezieller Monte-Carlo-Lauf durchgeführt. Dabei wurden das Gesamtzeitfenster (normalerweise 32  $\mu\text{s}$ ) und das Triggerzeitfenster (normalerweise 2  $\mu\text{s}$ ) auf jeweils 10  $\mu\text{s}$  gesetzt und nur Rauschen und

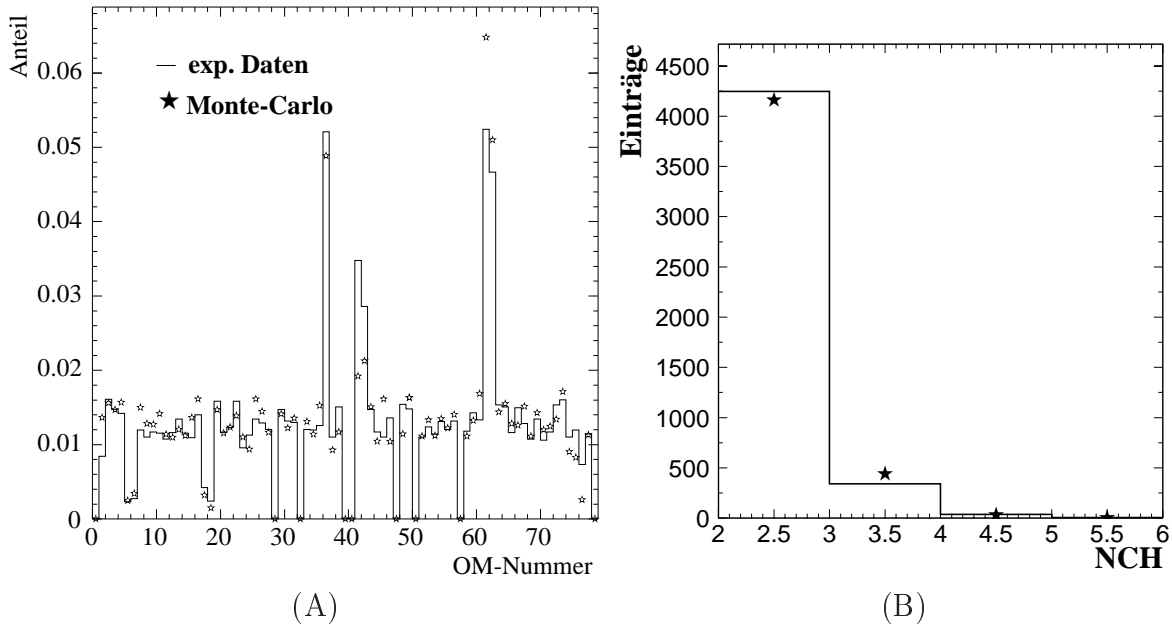


Abbildung 43: In (A) ist für Rauschereignisse mit mindestens zwei gefeuerten Modulen die Kanalhäufigkeit aufgetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen der experimentellen Verteilung und den Monte-Carlo-Werten. (B) zeigt die absolute Häufigkeit der Kanalmultiplizität. Die Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo und Experiment.

Nachpulsen der OMs mit einem 2-fach Multiplizitätstrigger simuliert. Die Nachpulswahrscheinlichkeit wurde wie in Kapitel 9.4 beschrieben ermittelt. Die so erhaltenen Daten kann man nun mit dem in den experimentellen Daten vorhandenen Rauschen vergleichen. Hierzu wird aus dem linken Plateau der Zeitverteilung, wie in Abbildung 41 (A) gezeigt, ein  $10 \mu\text{s}$  Fenster herausgeschnitten und alle Treffer außerhalb dieses Zeitfensters werden verworfen. In diesem Teil der experimentellen Daten verbergen sich immer noch Treffer von Myonen; dies wird durch Abbildung 42 illustriert. In dieser Abbildung wird, für den Fall, daß zwei benachbarte Kanäle angesprochen haben, die Zeitdifferenz der Treffer in diesen Kanälen gezeigt. In dem Peak bei  $-999 \text{ ns}$  befinden sich alle Ereignisse ohne eine Nachbarkoinzidenz. Für zufällige Rauschtreffer würde man eine Gleichverteilung erwarten. Die beobachtete Verteilung ist mit einem Anteil von 70 % Myonenereignissen und 30 % zufälligen Koinzidenzen verträglich. Beide gemeinsam haben einen Anteil von etwas über 1 % an der Gesamtereigniszahl. Die Ereignisse, die eine Koinzidenz benachbarter Kanäle haben, werden wegen des hohen Anteils an Myonentreffern im folgenden ausgeschlossen. Nicht ausgeschlossen werden mögliche Koinzidenzen nicht benachbarter Kanäle, die auf Myonentreffer zurückzuführen sind. Ihr Anteil sollte aber unter dem Anteil der Nachbarkoinzidenzen liegen. Prinzipiell nicht identifizierbar sind Ereignisse mit einem Einzeltreffer durch ein Myon, der zusammen mit einem Rauschtreffer zu einem 2-fach Multiplizitätstrigger führt. Dieser Anteil wird auf unter 10 % abgeschätzt. Bildet man in dem so gesäuberten experimentellen Datensatz den 2-fach Multiplizitätstrigger offline nach, so kann man die sich ergebende Häufigkeitsverteilung der Multiplizität (Abbildung 43 (B)) und der Ansprechwahrscheinlichkeit (Abbildung 43 (A)) für die optischen Module vergleiche-

chen. Da diese Art des Vergleichens unabhängig von der Art der Myonenereignisse ist, ist dies ein guter Test für die Funktionsweise des Monte-Carlos. Es spielen nur die Rausraten der einzelnen Module und die Elektroniksimulation eine Rolle. Zum Vergleich wurden drei verschiedene Runs (ab243\_150-96-6.bin, ab252\_171-96-46.bin, ab302\_308-96-12.bin) benutzt. Dabei fällt in den experimentellen Verteilungen auf, daß die Module 5, 6, 17, 18 sowie die Module oberhalb 78 von Run zu Run starken Schwankungen in der Rauschrate unterliegen. Diese Module wurden sowohl im Monte-Carlo als auch in den experimentellen Daten bei der Bildung des Offlinetriggers und bei der Ermittlung der Kanalmultiplizität ausgeschlossen. Die so erhaltenen Daten zeigen gute Übereinstimmung bei der relativen Häufigkeit der einzelnen optischen Module (Abbildung 43 (A)). Lediglich die Module mit außergewöhnlich hohen Rauschraten sind schlecht zu reproduzieren. Insbesondere ist bemerkenswert, daß die Kanäle 5, 6, 17 und 18, die nicht zur Triggerbildung verwendet wurden, in ihrer Häufigkeit, in der sie zusätzlich zu zwei anderen Kanälen auftauchen, gut reproduziert werden.

### 9.3 Bestimmung der Schwellen

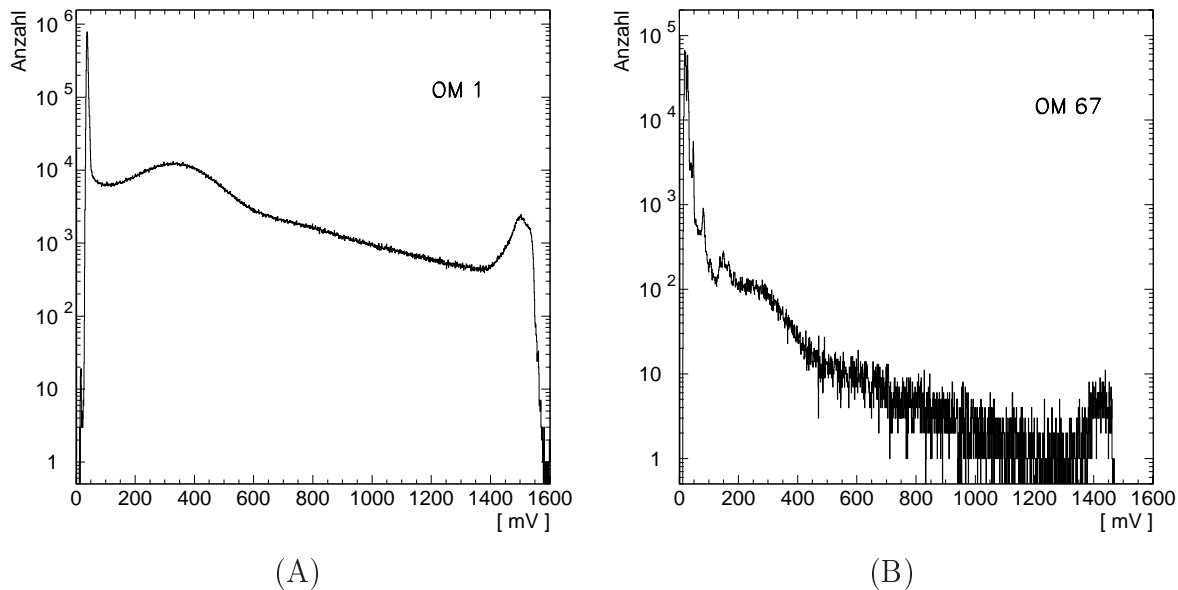


Abbildung 44: In (A) die 1 PE-Verteilung des optischen Modules Nr.1, als Beispiel für ein typisches Modul. In (B) ist die Lage des 1-Photoelektron-Peaks nur als Schulter zu erkennen.

Abhängig von der Verstärkung der PMTs bei der eingestellten Hochspannung und von der Verstärkung des SWAMPs liegen die Peaks der 1-Photoelektron-Verteilungen bei verschiedenen ADC-Werten. Da die Schwelle des Diskriminators zum Trigger durchgehend konstant auf 100 mV steht, gibt die Lage dieses Peaks die Höhe der individuellen Schwelle an. Es ist wichtig zu wissen, daß die einzelnen Kanäle nicht einheitlich bei einem festen Wert (z. B. 0.25 Photoelektronen) diskriminiert werden. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, wurden in der Expedition 96/97 die Peak-ADC-Spektren der einzelnen opti-

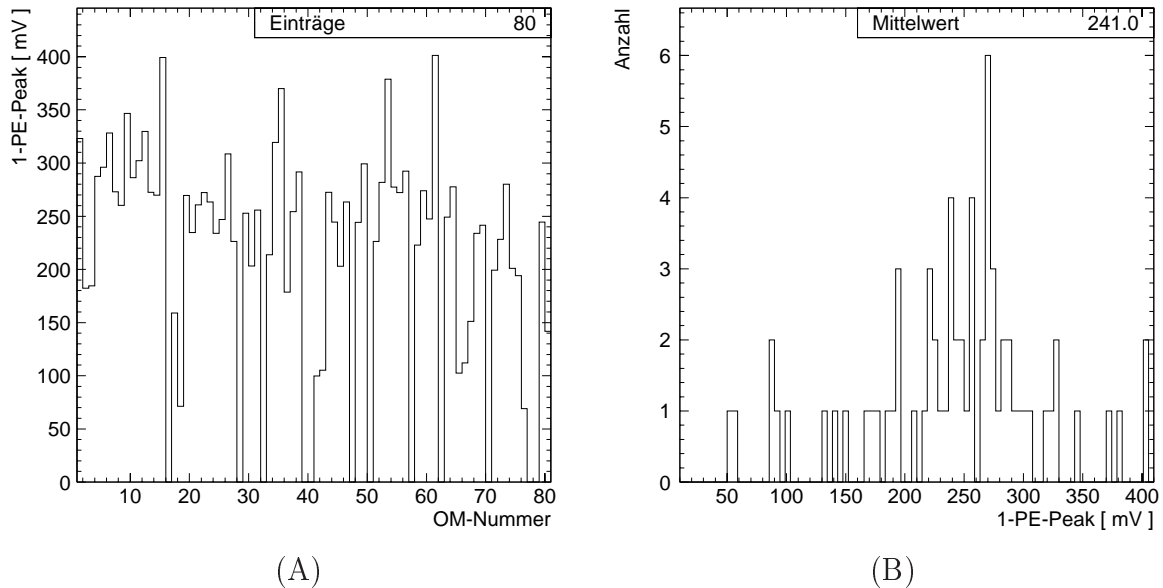


Abbildung 45: In (A) die Peaks der 1-Photoelektronverteilungen der einzelnen optischen Module, gewonnen aus Fits an Verteilungen wie in Abbildung 44. In (B) die Verteilung der 1-Photoelektron-Peaks aus (A). Dabei sind die Einträge auf der linken Seite die acht Module, bei denen der 1-Photoelektron-Peak nur als Schulter abgeschätzt werden konnte.

schen Module vermessen. Als Beispiele für ein typisches optisches Modul ist in Abbildung 44 (A) das optische Modul Nummer 1 und für ein untypisches in Abbildung 44 (B) das optische Modul Nummer 67 gezeigt. In der Abbildung 44 (A) ist der 1-Photoelektron-Peak deutlich zu erkennen, während ein solcher in Abbildung 44 (B) nur als Schulter zu finden ist. Bei solchen Modulen (es handelt sich um die Module 18, 41, 42, 47, 65, 66, 67, 76) wurde der Peak in der Region um 100 mV abgeschätzt. Eine spätere Inspektion der Verteilungen ergab, daß diese Annahme nicht gerechtfertigt war. In Abbildung 45 (B) kann man die Schulter bei etwa 250 mV gerade noch erkennen. Die Simulation wurde jedoch mit einem niedrigen Wert durchgeführt. Zu sehen ist die starke Schwankung der Peakwerte in Abbildung 45 (B). Hier ist die Verteilung der Peakwerte, für die eine Messung vorlag, aufgezeigt. Mit einem Mittelwert von 241 mV und einer Diskriminationsschwelle von 100 mV ergibt sich so eine mittlere Schwelle von 0.4 Photoelektronen. In Abbildung 45 ist der jeweilige Peakwert gegen die Nummer des optischen Moduls aufgetragen. Auffällig ist hier insbesondere die niedrige Lage der Peakwerte für den vierten String.

## 9.4 Bestimmung der Nachpulswahrscheinlichkeiten

Die im AMANDA-Experiment verwendeten *Hamamatsu*-Photomultiplier zeigen, wie aus Abbildung 21 ersichtlich, zwei ausgeprägte Häufungen von Nachpulsen, zum einen bei etwa  $2 \mu\text{s}$  und zum anderen bei  $6\text{-}7 \mu\text{s}$ . Im Labor wurde die Nachpulswahrscheinlichkeit von 66 der in der Saison 95/96 installierten Photomultiplier bestimmt. Die Verteilung in Abbildung 46 (A) zeigt, daß die Nachpulswahrscheinlichkeit bei etwa 5% ein Maximum hat, mit einem Mittelwert von etwa 10%. Da diese Werte jedoch im Labor bei einer typischen



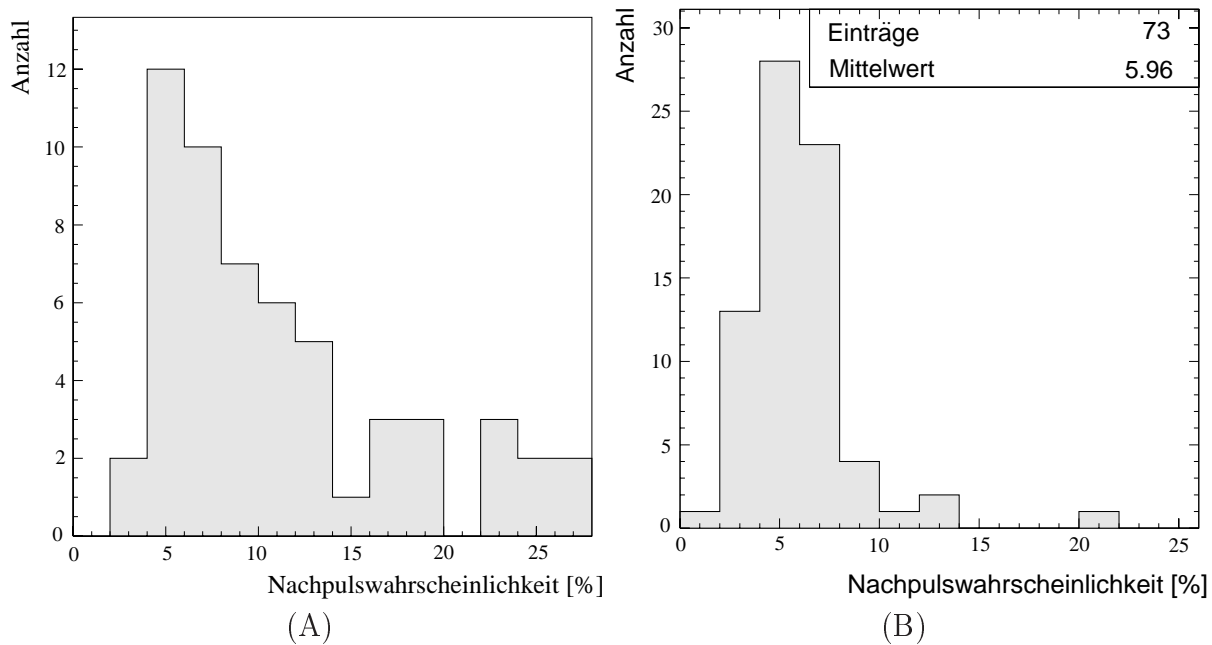


Abbildung 46: In (A) die Verteilung der Nachpulshäufigkeit von 66 im Labor gemessenen Photomultipliern des AMANADA-B4-Detektors. Der Mittelwert liegt bei etwa 10%. In (B) die Verteilung der Nachpulswahrscheinlichkeit aus den Myonendaten (Run ab302\_308-96-1). Der Mittelwert liegt hier bei 6 %. Betrachtet man verschiedene Runs, so schwankt dieser Mittelwert um etwa 1-2 %.

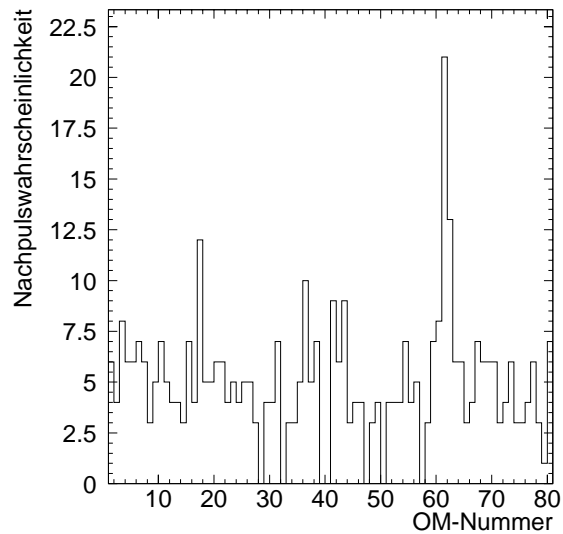


Abbildung 47: Die Nachpulswahrscheinlichkeit in Prozent als Funktion der Modulnummer.

Verstärkung von  $10^9$  und Raumtemperatur gemessen wurden, wird hier zum Bestimmen der Nachpulshäufigkeit eine andere Methode angewandt. Es werden wiederum die Zeitverteilungen der im Eis installierten optischen Module direkt benutzt. Wie in Abbildung 41 (A) zu sehen, erkennt man rechts von dem typischen Peak der Myonentreffer den Peak

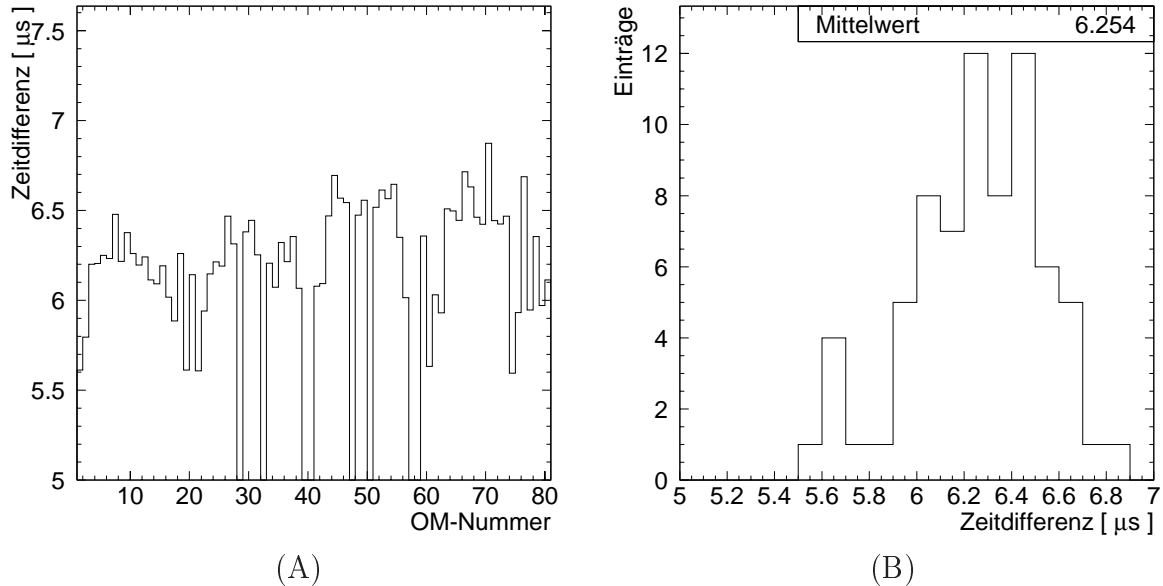


Abbildung 48: (A) Zeit zwischen dem Puls und den Nachpuls, wie sie z. B. in Abbildung 41 (A) identifiziert wurden, als Funktion der Modulnummer. (B) Verteilung der Nachpulszeiten für 72 Module, mit einem Mittelwert bei etwa  $6 \mu\text{s}$ .

der späten Nachpulse. Für jeden Kanal wurden die Anzahl der Treffer im ersten Peak und im Nachpuls-Peak bestimmt, hiervon wurde der durch die Rauschrate zu erwartende Untergrund abgezogen und anschließend aus dem Verhältnis der beiden Zahlen die Nachpuls Wahrscheinlichkeit für jeden einzelnen Kanal ermittelt. Die Ergebnisse sieht man in Abbildung 46 (B). Man erhält mit einem Mittelwert von  $\sim 6\%$  einen etwas niedrigeren Wert als den im Labor gemessen. Dies ist verständlich, da zum einen die optischen Module im Eis bei einer teilweise niedrigeren Verstärkung betrieben werden, zum anderen der frühere Nachpuls bei  $2.5 \mu\text{s}$  in dem Peak der Myonentreffer untergeht und somit fälschlicherweise als primärer Treffer gezählt wird. In Abbildung 47 ist die Nachpuls Wahrscheinlichkeit als Funktion der Modulnummer aufgetragen. Insbesondere die Module 61 und 62 fallen, wie schon bei der Rauschrate, besonders stark aus dem Rahmen. Ansonsten ergibt sich eine über den Detektor relativ ausgeglichene Verteilung. Mit einem Gaußfit an die in der Ankunftszeitverteilung vorhandenen Peaks wurde die zeitliche Lage der Pulse und Nachpulse zueinander ermittelt. In Abbildung 48 (A) sieht man diese Verteilung über der Modulnummer. Als Projektion kann man in Abbildung 48 (B) einen Mittelwert von  $6.2 \mu\text{s}$  ablesen. In der Monte-Carlo-Simulation wurde zunächst ein einheitlicher Abstand von  $6 \mu\text{s}$  für alle Module angenommen. Die Zeiten der Nachpulse wurden darüber hinaus mit einem Gauß mit der Breite der Wurzel des Mittelwertes verschmiert. Vergleicht man nun die Ankunftszeiten sowohl in den experimentellen Daten als auch im Monte-Carlo (siehe Abbildung 52), so zeigt sich, daß die gemessenen unterschiedlichen Zeitdifferenzen benutzt werden sollten, da mit der in dieser Simulation benutzten Näherung einer festen Zeitdifferenz von  $6 \mu\text{s}$  keine ausreichende Verschmierung erreicht wird. Ebenso ist die Nichtberücksichtigung des schnellen Nachpulses bei  $2 \mu\text{s}$  ein möglicher weiterer Grund für

Unterschiede. Für die folgenden Untersuchungen spielen diese Nachpulse jedoch nur eine untergeordnete Rolle, da sie in der Regel vor der Analyse weggeschnitten werden.

## 9.5 Bestimmung der Monte-Carlo-Rate des *AMANDA-B4*-Detektors

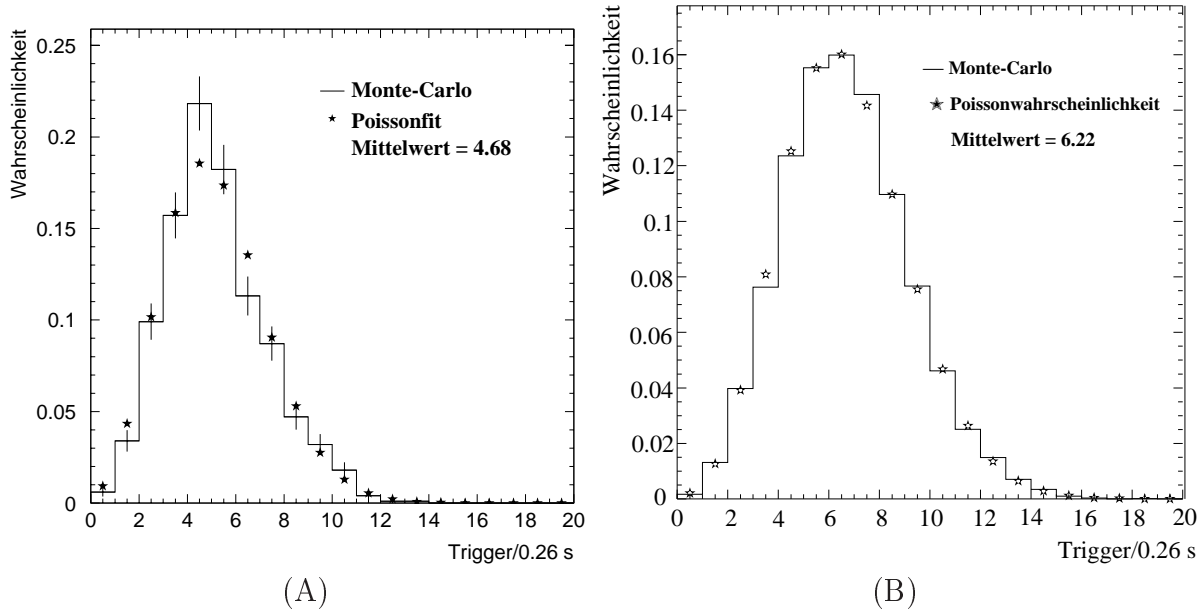


Abbildung 49: Die Anzahl der Trigger für jeweils 1000 generierte Ereignisse. Diese entsprechen einer Zeit von 0.26 s. Damit ergibt sich die Triggerrate für das Standardeis ( $\lambda_{eff} = 23$  m,  $\lambda_{abs} = 100$  m) zu  $18.0 \pm 3.1$  Hz (A). Für Eis mit  $\lambda_{eff} = 23$  m und  $\lambda_{abs} = 310$  m ergibt sich eine Rate von  $23.9 \pm 4.1$  Hz.

In Unterkapitel 3.5 wurde die mittlere Zeit für  $10^6$  Ereignisse zu  $\overline{T_{basiev}} = 260 \pm 44$  s bestimmt. Aus der Anzahl der Trigger, die die Simulation für eine bestimmte Anzahl von atmosphärischen Myonenereignissen generiert, läßt sich somit die Ereignisrate (Trigger pro Sekunde) errechnen. Um abschätzen zu können, welche Auswirkung eine Änderung der Eiseigenschaften auf die Triggerrate hat, wurde Eis mit zwei verschiedenen Kombinationen von Streu- und Absorptionslänge mit *AMASIM* simuliert. Der eine Datensatz hat dabei die effektive Streulänge von  $\lambda_{eff} = 23$  m und die Absorptionslänge  $\lambda_{abs} = 100$  m. Dies ist der momentane Standardsatz, der von den Messungen der Eisparameter nahegelegt wird. Ein anderer Datensatz wurde mit einer Absorptionslänge von  $\lambda_{abs} = 310$  m simuliert. Dadurch wird die Sichtweite des Detektors erhöht. Interessant ist ein Vergleich des Einflusses auf die Rate und die Zeitverteilung innerhalb des Ereignisses. Für jede Eisart wurden 999 Datensätze mit jeweils 1000 generierten Ereignissen mit *AMASIM* simuliert und die jeweilige Anzahl der Trigger in ein Histogramm eingetragen. Diese Verteilung (siehe Abbildung 49 (A) und (B)) ist wie erwartet eine Poissonverteilung. Die Sterne ( $\star$ ) geben die Werte der gefitteten Poissonverteilung mit dem entsprechenden Mittelwert

an. Die Rate berechnet sich damit zu  $18.0 \pm 3.1$  Hz für das Standardeis (siehe Abbildung 49 (A)). Für das Eis mit einer Absorptionslänge von 310 m ergibt sich die Rate zu  $23.9 \pm 4.1$  Hz (siehe Abbildung 49 (B)). Hierbei wurde der Zeitfehler zu  $\Delta T_{basiev} = 0.044$  s, gemäß Kapitel 6, eingesetzt. Der große Fehler in der Generationszeit wirkt sich hier unmittelbar auf die Bestimmung der Monte-Carlo-Rate aus. Im Experiment wurde die inklusive *AMANDA-B4*-Rate (mindestens Triggerflagge für *AMANDA-B4* an) für die Tage 176 und 177 zu 20.3 Hz bestimmt. Berücksichtigt man die Totzeit von 12 % (wie in Kapitel 13.1.2 bestimmt), so ergibt sich eine tatsächliche experimentelle Rate von 23.2 Hz. Die Diskrepanz zwischen der Monte-Carlo-Rate, ermittelt mit dem Standardeis, und der experimentellen Rate ist somit in etwa 30 %. Dies ist mehr, als der oben angegebene Fehler der Monte-Carlo-Simulation. Es ist jedoch zu beachten, daß in Kapitel 6.1.1 festgestellt wurde, daß der *basiev*-Generator am Detektorort eine um etwa 20 % zu kleine Myonenintensität liefert. Berücksichtigt man dies, so kann man von einer Übereinstimmung der Monte-Carlo-Rate und der experimentellen Rate sprechen. Sicher ist, daß eine Simulation mit einer Absorptionslänge von 310 m, bei Berücksichtigung der niedrigen generierten *basiev*-Myonenintensität, zu einer zu hohen Rate führt. Betrachtet man aber den großen Unterschied in der Absorptionslänge und die doch recht kleine Änderung der Rate im Monte-Carlo, so kann man abschätzen, daß eine Änderung von einigen Metern in der Streulänge oder einigen 10-Metern in der Absorptionslänge völlig unkritisch ist. Oder anders formuliert: Nur anhand der Triggerrate ist eine Entscheidung über die Eisqualität aufgrund der großen systematischen Unsicherheiten nicht möglich.

## 9.6 Vergleich der Simulation mit dem Experiment

Neben der Triggerrate gibt es noch andere Größen, die zeigen, wie gut das Experiment von dem Monte-Carlo beschrieben wird, und insbesondere, wo noch Probleme sind. Einige dieser Größen werden in diesem Kapitel diskutiert.

Die Anzahl der Module, die in einem Ereignis ( $32 \mu\text{s}$ ) gefeuert haben, sind in Abbildung 50 (A) gezeigt. Die experimentell erhaltene Verteilung folgt der Monte-Carlo-Erwartung, bis zu einer Multiplizität von etwa 25 gut. Anschließend liegt die experimentelle Verteilung über der Monte-Carlo-Erwartung. Die Ursache für dieses Verhalten ist, daß im Monte-Carlo die Anzahl der Ereignisse mit viel detektiertem Licht zu niedrig ist. Solche Ereignisse können z. B. durch eine hohen Myonenmultiplizität erzeugt werden. Hier macht sich möglicherweise die Tatsache bemerkbar, daß das benutzte Luftschauber-Monte-Carlo *basiev* nur Protonen und keine schwereren Primärteilchen simuliert. Dadurch fehlen hochenergetische Multi-Myonenereignisse. Es wäre aber auch möglich, daß das Eismodell noch nicht ausreichend die Wirklichkeit beschreibt. In [47] wurde gezeigt, daß die Steigung der Multiplizitätsverteilung durch die Simulation der Lichtstreuung im Verhältnis zum ungestreuten Fall deutlich flacher wird. Das heißt, eine stärkere Streuung wirkt sich in einer höheren mittleren Multiplizität aus. Dagegen spricht jedoch die gute Beschreibung der Kurve durch das momentane Eismodell bis zur Multiplizität 25. Eine zu kurze Absorptionslänge im Monte-Carlo wäre eine weitere Möglichkeit, dieses Defizit an Treffern zu erklären. Das Ergebnis einer Simulation von 310 m statt 100 m Absorptionslänge zeigt die Abbildung 53 (A). Während nun eine Überschätzung der niedrigen Multiplizitäten im Monte-Carlo stattfindet, werden die hohen Multiplizitäten gut reproduziert. Diese Si-

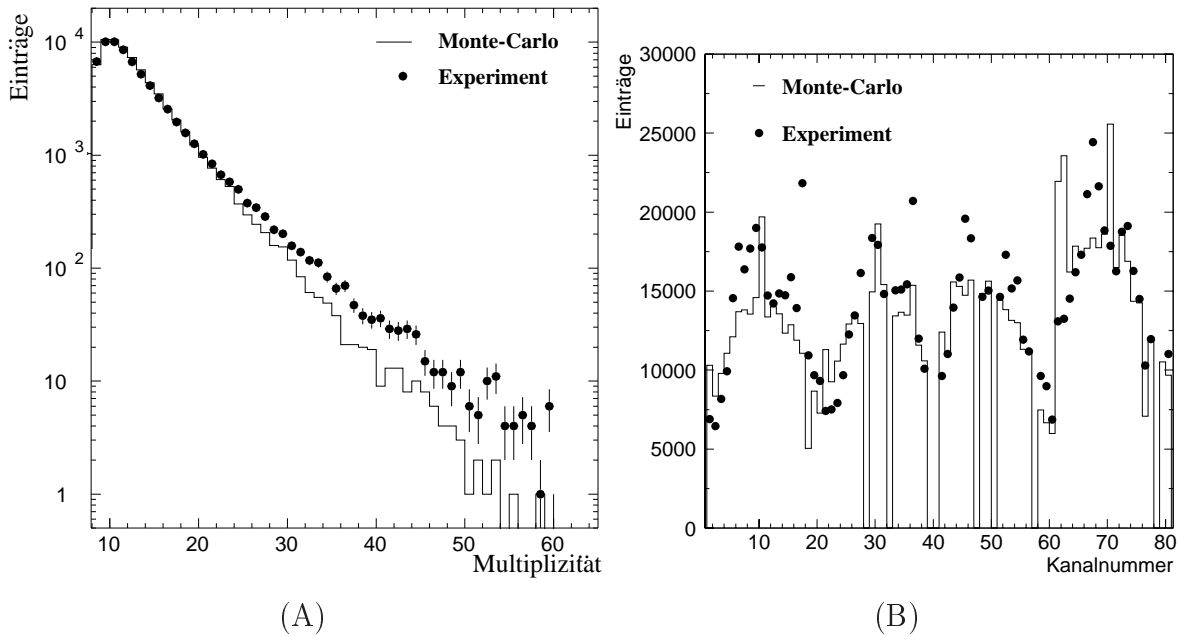


Abbildung 50: In (A) ist die Verteilung der OM-Multiplizität dargestellt. Diese gibt die Anzahl der in einem Ereignis getroffenen optischen Module an. In (B) wird die Ansprechhäufigkeit der einzelnen optischen Module verglichen.

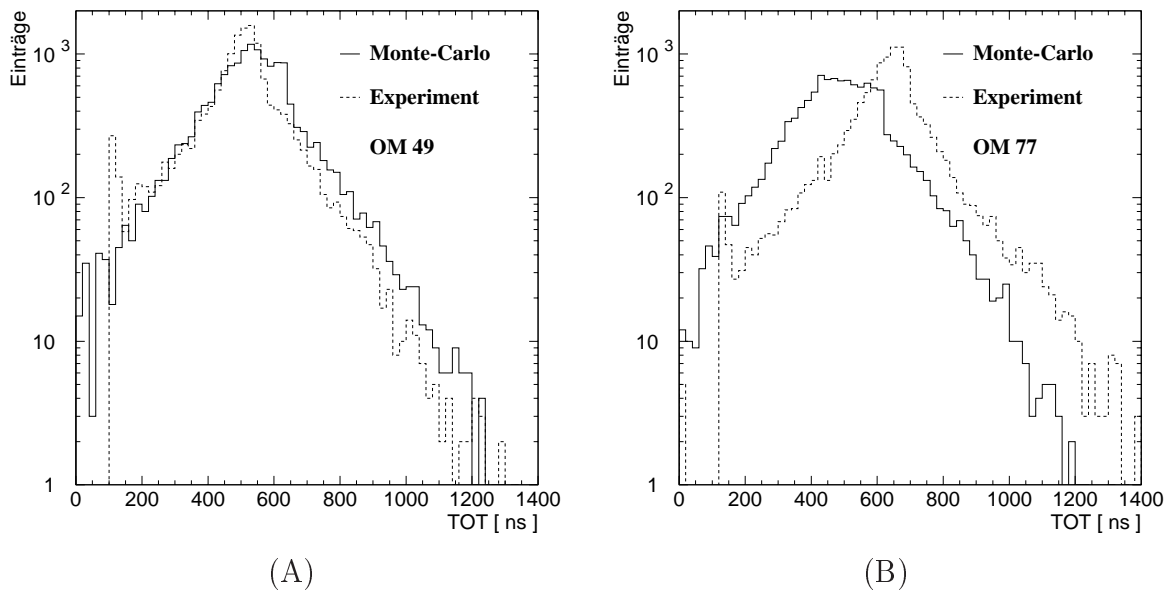


Abbildung 51: Die TOT-Verteilungen für das optische Modul Nummer 49 (A) und 77 (B).

mulation legt nicht unbedingt nahe, daß eine andere Absorptionslänge dem Experiment angepaßter wäre, sondern läßt den Schluß zu, daß durch eine größere Lichtausbeute eine bessere Beschreibung der Multiplizitätsverteilung möglich ist. Momentan werden Untersuchungen in die Richtung geführt, die das Eis in seinen Parametern nur in den Bohrlöchern

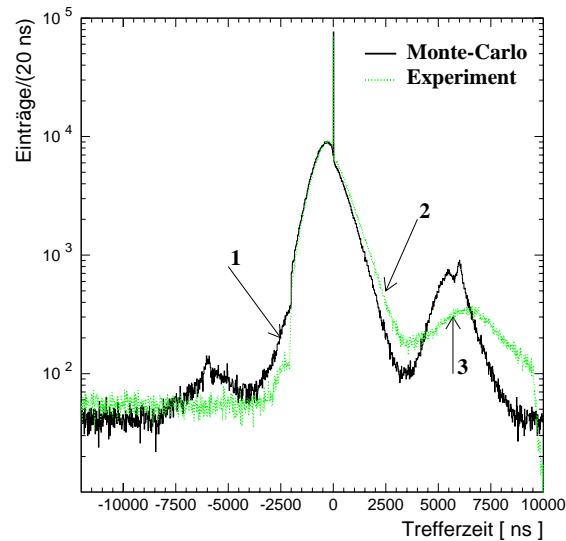


Abbildung 52: Die Verteilung aller Ankunftszeiten für Monte-Carlo und Experiment.

ändern, indem dort die Streulänge verkürzt wird. Bekannt ist, daß dies zu einer Erhöhung der Monte-Carlo-Rate führt. Zu erwarten ist auch, daß hierdurch die Multiplizität in der gewünschten Weise angehoben wird. Die Abbildung 50 (B) zeigt, wie häufig die einzelnen Kanäle in den Ereignissen auftreten. Simuliert man alle optischen Module mit den gleichen Parametern, so erhält man eine glatte Verteilung, die jeweils in der Stringmitte ein Maximum hat und zu den Stringenden abfällt. Tatsächlich sind im Experiment die optischen Module stark unterschiedlich in ihren Eigenschaften. Teilweise wurde dem im Monte-Carlo mit der Festlegung unterschiedlicher Spannungen für die 1-Photoelektron-Peaks Rechnung getragen. Dies ist gleichbedeutend mit einer unterschiedlichen Schwelle für die einzelnen optischen Module. In Abbildung 43 (B) wurde gezeigt, daß die Simulation des Rauschens eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo und Experiment zeigt. Trotzdem ist in den Myonendaten hier eine deutliche Diskrepanz zu erkennen. Dies ist ein Hinweis, daß es nicht ausreicht, nur die individuelle Schwelle festzulegen, sondern daß weitere individuelle Eigenschaften der optischen Module simuliert werden müssen, um die experimentellen Daten zu beschreiben. Der nächste Schritt wäre, individuelle Pulsformen und individuelle 1-Photoelektron-Verteilungen einzusetzen.

Ein weiteres ungelöstes Problem zeigt sich bei den Modulen Nummer 61 und 62. Diese haben eine hohe Rauschrate, was im Monte-Carlo auch reproduziert wird (siehe Abbildung 43 (B)). Trotzdem treten diese beiden in den experimentellen Myonendaten nicht so häufig auf, wie sie aufgrund ihres Rauschens eigentlich müßten. Dies hieße, daß sich ihre Eigenschaften innerhalb eines Ereignisses verändern. Die Ursache hierfür ist nicht klar.

Das Ergebnis der TOT-Simulation ist in Abbildung 51 zu sehen. In Abbildung 51 (A) ist ein Modul mit einer guten Übereinstimmung gezeigt, jedoch illustriert Abbildung 51 (B), daß Module, die tiefer im Array angebracht sind, einen im Vergleich stärker verschmierteren Puls haben als höher angebrachte. Hier wird zwar durch den Monte-Carlo-Puls eine gute mittlere Beschreibung, jedoch keine gute individuelle Beschreibung geliefert. Da

das TOT wegen der teilweise fehlenden ADC-Information für jeden Treffer eine wichtig Information ist, ist eine bessere Simulation hier sinnvoll.

Abbildung 52 zeigt die Ankunftszeitverteilung aller Treffer in allen optischen Modulen. Hier kann man eine gute Übereinstimmung im ganz linken Rauschregime erkennen. Auch die ansteigende Flanke wird gut reproduziert (oberhalb von Pfeil 1). Die abfallende Flanke ist im Monte-Carlo stärker als im Experiment (Pfeil 2). Betrachtet man die Nachpulse (Pfeil 3), so ist zwar die Fläche unter den Kurven gleich, jedoch ist die Monte-Carlo-Verteilung wesentlich spitzer als die experimentelle Verteilung. Die Form der ansteigenden Kurve oberhalb Pfeil 1 ist ein Indikator für die Streuung im Eis. Hier wird der Trigger geformt, und die Zeit, in der die ersten Photonen einlaufen, ist hier entscheidend. Die abfallende Flanke ist sensitiv auf die Absorption der Photonen. Die niedrigere Monte-Carlo-Erwartung kann bedeuten, daß die Absorptionslänge im Monte-Carlo zu klein angenommen wird, oder daß die Gesamtmenge an Photonen unterschätzt wird. Die unterschiedliche Höhe der Stufe zwei Mikrosekunden vor dem Trigger-Peak direkt bei Pfeil 1 offenbart ein technisches, inzwischen gelöstes Problem in *AMASIM*. In einigen wenigen Fällen wurde hier die Triggerzeit nicht korrekt bestimmt.

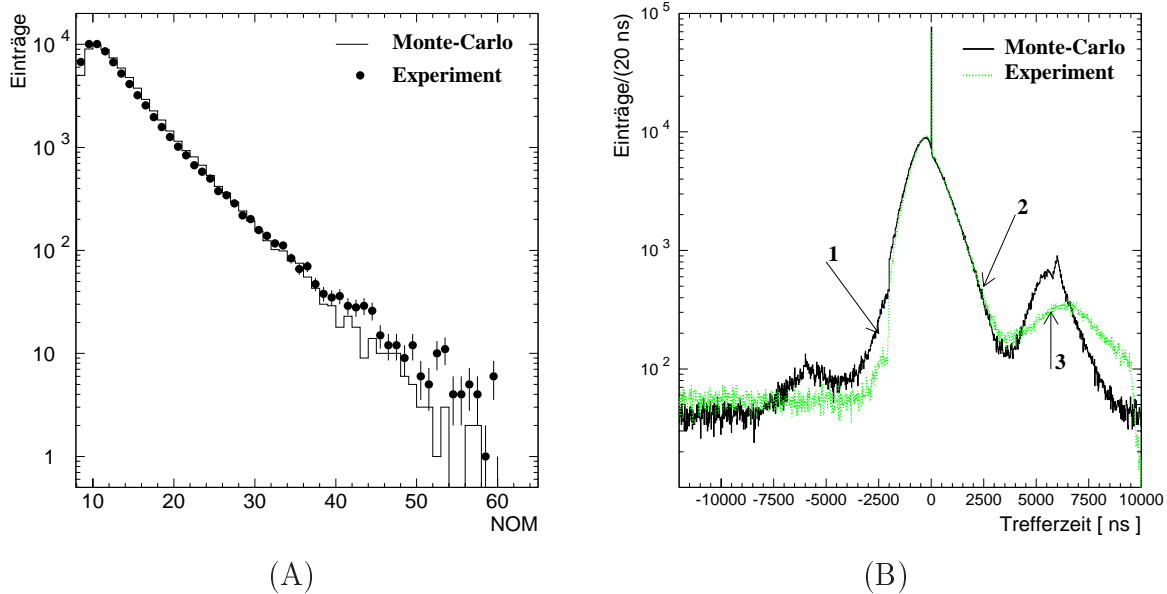


Abbildung 53: Für eine Absorptionslänge von 310 m ist in (A) die Kanalmultiplizität und in (B) die Ankunftszeitverteilung dargestellt. Die Monte-Carlo-Erwartung wird jeweils mit den experimentellen Daten verglichen. Die tatsächlich gemessene Absorptionslänge im Eis beträgt jedoch etwa 100 m.

In Abbildung 53 (B) ist diese Verteilung für die Simulation mit 310 m Absorptionslänge dargestellt. Hier sieht man eine perfekte Übereinstimmung in dem wichtigen Kernbereich um den Trigger-Peak. Man erhält einen guten Eindruck, wie stark der Einfluß der Eisparameter auf die einzelnen Verteilungen sein kann. Jedoch darf man aus einzelnen Verteilungen nur sehr vorsichtig Schlüsse ziehen, wichtiger ist eine Übereinstimmung von Simulation und Experiment in mehreren, möglichst unabhängigen Kenngrößen des Expe-

rimentes.

Insgesamt läßt sich sagen, daß der Detektor mit der jetzigen Simulation in wesentlichen Punkten beschrieben werden kann, es jedoch für die Zukunft unabdingbar ist, die einzelnen Detektorkomponenten einzeln zu beschreiben. Die wichtigsten Punkte hier sind die Simulation unterschiedlicher 1-Photoelektronverteilungen und unterschiedliche Pulsformen, da diese die Ankunftszeiten in der Elektronik bestimmen und Unterschiede schon auf der Basis von wenigen Nanosekunden ein Ereignis jeweils unterschiedlich aussehen lassen.



## 10 Die Kalibration und die Rekonstruktion

### 10.1 Die Kalibration

Bevor die Ereignisse rekonstruiert werden können, müssen die vom Experiment gelieferten Werte für die Zeit und die Amplitude auf die Detektoreigenschaften korrigiert werden. Hierzu werden zunächst die optischen Module mit physikalischen Koordinaten in  $x$ ,  $y$  und  $z$  versehen. Diese Koordinaten werden durch besondere Kalibrationsläufe mit Hilfe von Lasermessungen und durch die beim Bohren der Löcher aufgezeichneten Meßwerte ermittelt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [17] und [26]. Ebenso werden aus den Ankunftszeiten die Kabellaufzeiten und der Effekt der Diskriminatorschwelle herausgerechnet, um die wahren Ankunftszeiten der Photonen am Ort des optischen Moduls zu erhalten. Die Amplituden werden von den gemessenen Kanälen des Peak-Sensing-ADC<sup>15</sup> auf physikalische Photoelektronen umgerechnet. Das hier verwendete Monte-Carlo (*AMASIM*) erzeugt ebenfalls unkalibrierte Daten, das heißt, die Monte-Carlo-Daten durchlaufen die gleiche Kalibrationsprozedur wie die experimentellen Daten.

#### 10.1.1 Zeitkalibration

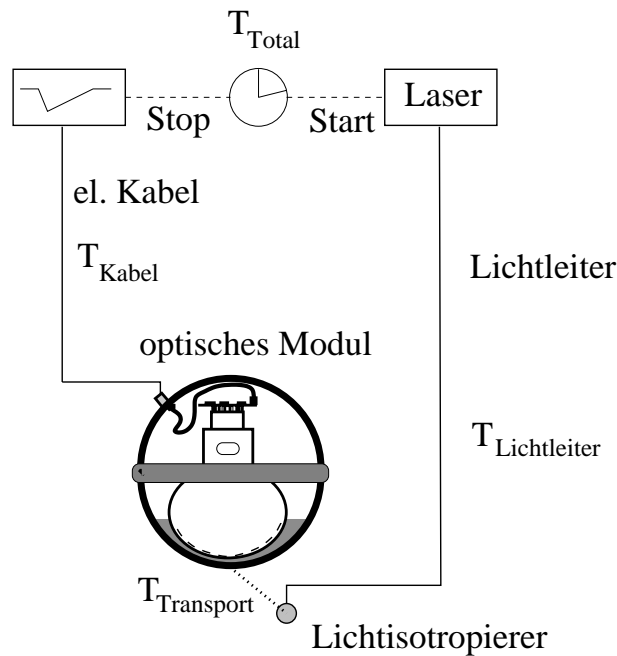


Abbildung 54: Das Prinzip der Zeitkalibration mittels YAG-Laser bei *AMANDA*.

Die Zeitkalibration der Zeit  $T_{exp}$  mit der Amplitude  $A_{exp}$  wird über folgende Formel erreicht:

$$T_{real} = T_{exp} - \frac{\alpha}{\sqrt{A_{exp}}} - t_0. \quad (55)$$

<sup>15</sup>Ein Peak-Sensing-ADC registriert den Maximalwert, den ein angelegter Puls erreicht.

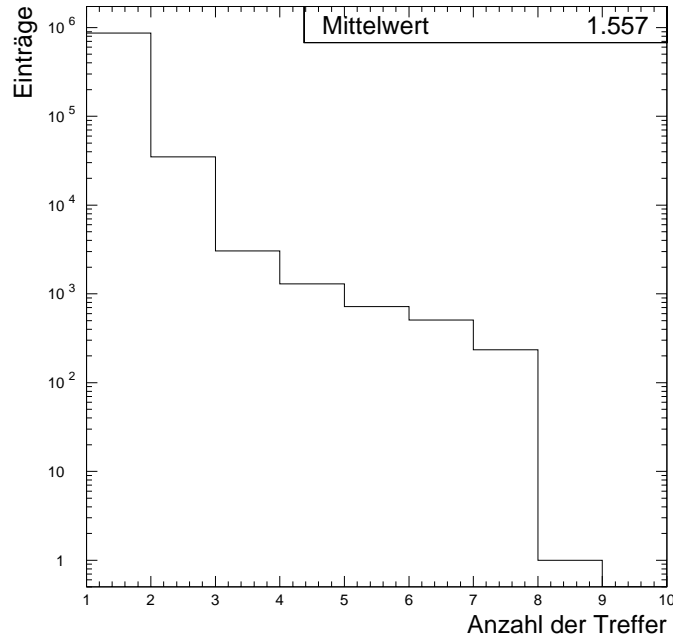


Abbildung 55: Die Anzahl der Treffer innerhalb des Zeitfensters  $2\ \mu\text{s}$  vor und  $2.27\ \mu\text{s}$  nach dem Triggerzeitpunkt für Module, die mindestens einen Treffer in diesem Zeitfenster hatten.

Dabei ist  $\alpha$  der Time-Slewingfaktor und  $t_0$  die Kabellaufzeit. Das Time-Slewing entsteht durch die konstante Schwelle der Diskriminatoren. Beginnen zwei Pulse unterschiedlicher Amplituden zum gleichen Zeitpunkt, so wird der Puls mit der größeren Amplitude die Schwelle eher überschreiten als der Puls mit der kleineren Amplitude (siehe Abbildung 38). Der hierdurch verursachte Zeitunterschied wird als Time-Slewing bezeichnet. Die  $t_0$  werden mit Hilfe eines an der Oberfläche stationierten YAG-Lasers, der Photonen über Lichtleitfasern und Diffusorkügelchen in die unmittelbare Nähe der jeweiligen optischen Module schießt, gewonnen. Das Prinzip ist aus Abbildung 54 zu ersehen.

Der Laser sendet Photonen aus und triggert gleichzeitig die Datennahme. Die Photonen laufen in der Zeit  $T_{\text{Lichtleiter}}$  durch den Lichtleiter bis zum Lichtisotropierkügelchen in der Nähe des optischen Moduls. Anschließend laufen die Photonen in der Zeit  $T_{\text{Transport}}$  bis zum Eintritt in den optischen Modul durch das Eis. Dort werden sie in Photoelektronen umgewandelt und über das elektrische Kabel mit der Zeit  $T_{\text{Kabel}}$  zum Diskriminator geleitet. Dieser löst das Stoppsignal aus. Hierbei ist die Strecke zwischen dem Isotropierkügelchen und dem optischen Modul klein gegenüber der Streulänge, so daß die Photonen als ungestreut angesehen werden können. Somit ergibt sich die Zeit zu:

$$T_{\text{total}} = T_{\text{Lichtleiter}} + T_{\text{Transport}} + T_{\text{Kabel}}. \quad (56)$$

Hieraus ergibt sich mit Hilfe des Brechungsindex des Lichtleiters und dessen Länge die Summe aus  $T_{\text{Transport}} + T_{\text{Kabel}}$ , obwohl man eigentlich nur an der Kabellaufzeit interessiert ist. Setzt man aber die Transportzeit durch das Eis für alle Module gleich, erhält man

eine additive Konstante. Diese hat keinen Einfluß auf die Richtigkeit der Eichung, da in der Analyse keine absoluten, sondern nur relative Ankunftszeiten benötigt werden. Die so gewonnen Kabellaufzeiten werden als  $t_0$ 's bezeichnet. Die Ergebnisse der aktuellen Kalibration sind in einer Datenbank gespeichert, die z. B. über [82] erreichbar ist.

Für die Ereignisse in *AMANDA* läßt sich die Korrektur des Time-Slewings mit der Amplitude des Treffers nur eingeschränkt verwenden, da pro getroffenem optischen Modul bis zu acht Zeiten, aber nur ein Amplitudensignal gespeichert werden. Dabei muß die Zuordnung der Amplitude zu einer bestimmten Zeit nicht eindeutig sein. Innerhalb der Zeit von  $2\ \mu\text{s}$  vor und  $2.27\ \mu\text{s}$  nach dem Trigger, in der das Fenster für die ADCs offen ist [68], können Mehrdeutigkeiten entstehen. Im folgenden wird ein Run des Jahres 1996 (`ab302_308-96-12.bin`) auf diese Mehrdeutigkeiten hin untersucht. Diese Mehrdeutigkeit tritt für Monte-Carlo-Ereignisse nicht auf, da hier für jeden Treffer eine Amplitude vorhanden ist.

Abbildung 55 zeigt die Anzahl der Treffer in optischen Modulen mit mindestens einem Treffer in diesem Zeitfenster. Dabei haben 15% der optischen Module mit mindestens einem Treffer mehr als diesen einen. In diesen Fällen ist die Zuordnung der Amplitude zu einem Treffer nicht eindeutig. Um für diese Ereignisse trotzdem eine sinnvolle Zuordnung durchführen zu können nutzt man als weitere Information die für jeden Treffer zur Verfügung stehende TOT<sup>16</sup>. Da in *AMANDA* Peaksensing-ADCs verwendet werden, liegt es nahe, die Amplitudeninformation demjenigen Treffer mit dem größten TOT-Wert zuzuordnen. Abbildung 56 zeigt für optische Module mit 2, 3, 4 oder 5 Treffern im Fenster, welcher Treffer in zeitlicher Reihenfolge den höchsten TOT-Wert hat. Deutlich zu sehen ist, daß wegen der Streuung im Eis der erste Treffer mitnichten immer der "stärkste" ist, sondern die Ankunfts wahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Entfernung des Myons zum optischen Modul für verzögerte Photonen höher ist. In den experimentellen Daten wurde mit dem Programm *rsortamp* die Amplitude jeweils dem Treffer mit dem höchsten Wert für das TOT in dem ADC-Fenster zugeordnet. Anschließend wurden die Daten mit den in den Tabellen 34 und 35 aufgeführten Werten kalibriert.

---

<sup>16</sup>time over threshold

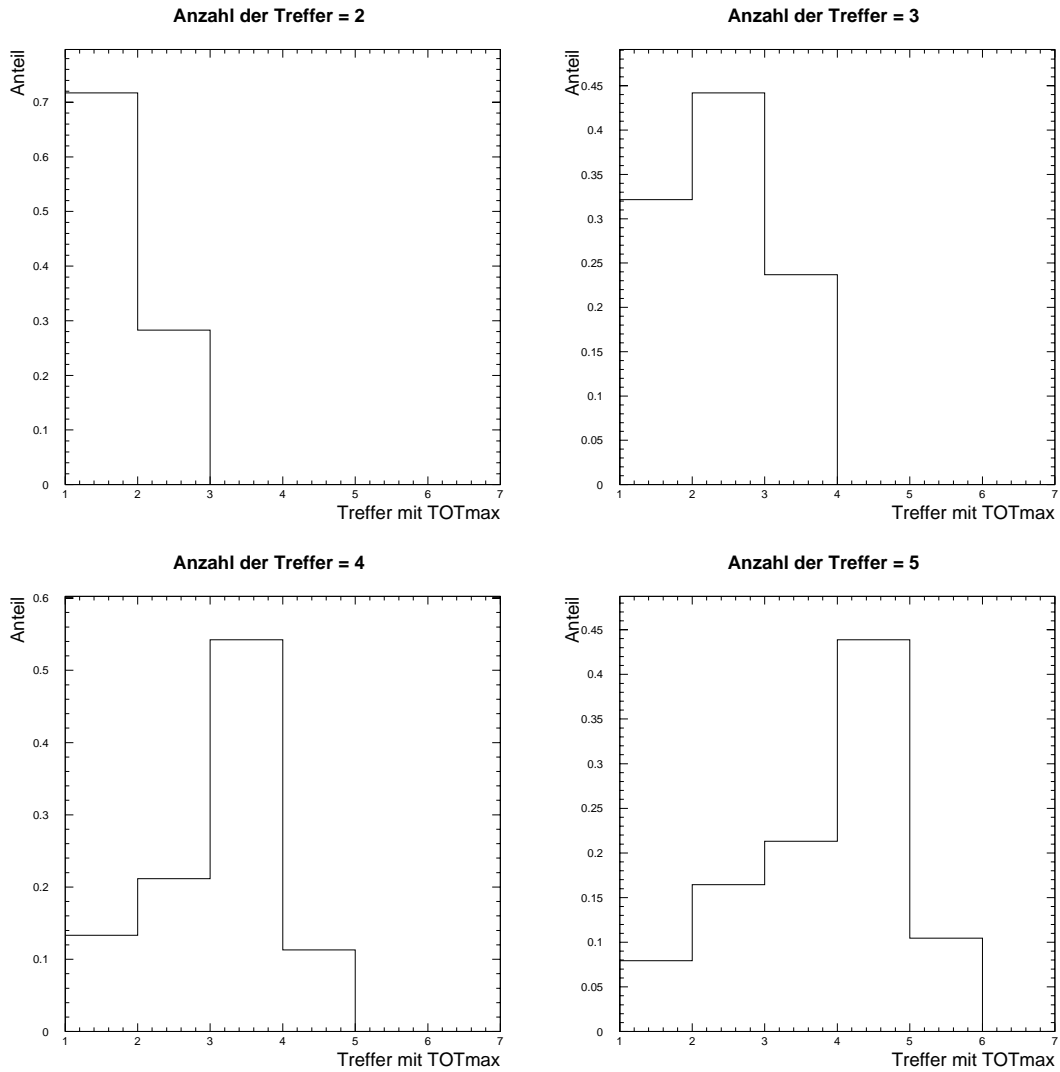


Abbildung 56: Innerhalb des Datensatzes `ab302_308-96-12.bin` wird für die optischen Module, die 2, 3, 4 oder 5 Treffer innerhalb des Peak-ADC-Fensters haben, die Verteilung derjenigen Treffer in zeitlicher Abfolge dargestellt, welche den höchsten TOT-Wert besitzen.

### 10.1.2 Amplitudenkalibration

Die Kalibration der Amplituden bezieht sich auf die Umeichung der Peak-ADC-Kanäle in Photoelektronen. Dazu bedient man sich folgender Formel:

$$A_{real} = (A_{PADC} - A_{Pedestral}) \cdot \beta. \quad (57)$$

Wobei das  $A_{Pedestral}$  der Wert ist, den der ADC liefert wenn kein Signal einläuft und der als Offset abgezogen werden muß. Das  $\beta$  ist der reziproke Wert der Lage des 1-Photoelektron-Peaks, der entweder in gesonderten Runs mit zufälligen Triggern oder aber aus den Myonenruns gewonnen werden kann. Da in der hier verwendeten Rekonstruktion

die kalibrierten Amplituden nicht benutzt wurden, ist hier auf eine Kalibration verzichtet worden.

## 10.2 Die Rekonstruktion

Im folgenden wird die Rekonstruktion eines Myons, also einer Spur in *AMANDA*, beschrieben. Weitergehende Behandlungen dieses Themas finden sich in [71], [58], [62]. Zur Zeit gibt es noch keine Möglichkeit, Schauer in *AMANDA-B* zu rekonstruieren. Die Rekonstruktion von Schauern würde die Möglichkeit eröffnen, in Zukunft Elektroneneutrinos oder die Produktionsvertices der Myonen aus Neutrinos zu finden. Mit Hilfe einer Bestimmung des Energieinhaltes eines solchen Schauers und der Bestimmung der Energie des zugehörigen Myons könnten dann auch Aussagen über die Gesamtenergie des Neutrinos gemacht werden.

Die Rekonstruktion berechnet aus den gemessenen Ankunftszeiten der Photonen in den optischen Modulen die Lage der Myonenspur. Dabei setzt sie ein bestimmtes Modell der Lichtausbreitung voraus und findet mit diesem Modell die Lösung, die am besten zu den jeweiligen Meßwerten paßt. Begonnen wird der Rekonstruktionsalgorithmus mit einem Startwert, anschließend werden die Orts- und Orientierungsparameter dieser Spurhypothese variiert, bis die damit erhaltenen Ankunftszeiten bestmöglich mit den gemessenen Zeiten übereinstimmen. Im Idealfall ist die rekonstruierte Spur dann deckungsgleich mit der Myonenspur. Im nahezu streufreien Fall, wie im *Baikal*-Experiment, sind die gemessenen Zeiten in erster Näherung gaussisch um die aus einem Cherenkovmodell errechneten Zeiten verteilt. Somit eignet sich ein  $\chi^2$ -Verfahren und führt dort auch zu guten Ergebnissen (siehe [57]). Im antarktischen Eis werden jedoch die Photonen auf ihrem Weg durch das Medium immer wieder gestreut, was je nach gelaufener Wegstrecke zu einer sehr großen Zeitverzögerung, im Vergleich zum ungestreuten Cherenkovphoton, führen kann. Dadurch sind die Ankunftszeitverteilungen für einen bestimmten festgehaltenen Abstand nicht mehr gaussisch, sondern haben lange Ausläufer, die bis zu einigen Mikrosekunden groß sein können. Dieser Sachverhalt zeigt sich in der Verteilung des Zeitresiduums  $t_{res}$ . Dieses definiert sich als Zeitunterschied zwischen der erwarteten Zeit  $t_{erw}$  für eine bestimmte Spurhypothese nach einem Lichtausbreitungsmodell (hier Cherenkovmodell) und der tatsächlich gemessenen Zeit  $t_{hit}$ :

$$t_{res} = t_{hit} - t_{erw} = t_{hit} - (t_0 + \rho / (\sin(\theta_{cherenkov}) \cdot c_{Eis})), \quad (58)$$

wobei  $t_0$  hier ein Zeit-Offset ist, der z.B. der Laufzeit des Myons bis zum Aussenden des ungestreuten Cherenkovphotons entsprechen kann. Die Lichtgeschwindigkeit im Eis ist  $c_{Eis}$ , und  $\theta_{cherenkov}$  ist der Cherenkovwinkel.

Durch die Streuung kann der Weg eines Photons länger, nie aber kürzer werden. Daher ist das Zeitresiduum, bei Vernachlässigung des Photomultiplierjitters, für eine richtige Spurhypothese definitionsgemäß positiv. Eine graphische Darstellung des Zeitresiduums ist in Abbildung 57 zu finden. Ein (großes) negatives Zeitresiduum weist auf eine schlechte Übereinstimmung zwischen Spurhypothese und gemessenen Zeiten hin. Dabei ist die

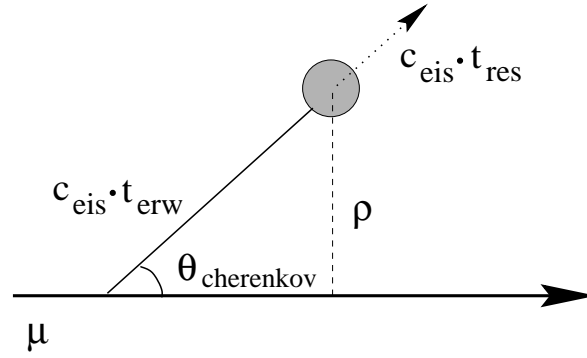


Abbildung 57: Das Zeitresiduum kann als zusätzliche Wegstrecke des Photons, die über den optischen Modul hinausgeht, dargestellt werden. Ein ungestreutes Cherenkovphoton würde ohne Jitter genau zur erwarteten Zeit  $t_{erw}$  eintreffen und dabei die Strecke  $c_{Eis} \cdot t_{erw}$  zurücklegen. Die Länge des dem  $t_{res}$  entsprechenden Spurstückes gibt den Grad der Abweichung vom ungestreuten Fall an.

Größe des Zeitresiduums ein Maß für die Streuung im Medium:

$$t_{res} \approx t_{streu}. \quad (59)$$

### 10.2.1 Likelihood-Rekonstruktion

Um nun ein Maß für die Güte der Rekonstruktion eines Treffermusters in dem Detektor zu erhalten, wird eine Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt, indem man den negativen Logarithmus des Likelihoods minimiert:

$$-\log(\mathcal{L}) = -\log\left(\prod_{\text{alle Treffer}} \mathcal{L}_i\right) = -\sum_{\text{alle Treffer}} \log(\underbrace{\mathcal{L}_i}_{=\mathcal{P}_i}). \quad (60)$$

Hierzu bedient man sich einer Funktion  $\mathcal{P}(t_i, \text{OM}_i)$ , die die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer bestimmten Zeitverzögerung  $t_i$  für ein bestimmtes optisches Modul ( $\text{OM}_i$ ) und eine Spurhypothese beschreibt. Diese Funktion ist in erster Linie abhängig von den Eiseigenschaften (Streuung und Absorption) sowie von dem Abstand und der relativen Orientierung der Spur zum optischen Modul. Die letzte Abhängigkeit kann aber zunächst insbesondere für größere Abstände vernachlässigt werden, so daß man  $\mathcal{P}(t_i, \rho)$  erhält. Wie in [59] beschrieben, kann man die bei einer monochromatischen punktförmigen Lichtquelle auftretenden Zeitverzögerungen durch:

$$p(d, t) = \frac{\tau^{-(d/\lambda)} \cdot t^{(d/\lambda - 1)}}{\Gamma(d/\lambda)} \cdot e^{-(t/\tau + c_w \cdot t/X_0 + d/X_0)} \quad (61)$$

beschreiben.

Hierbei enthalten die Parameter  $\tau(\rho)$  und  $\lambda(\rho)$  die Eiseigenschaften.  $X_0$  und  $c_w$  kann man mit der Absorptionslänge und der Lichtgeschwindigkeit im Medium identifizieren. Fittet man sowohl  $\tau$  und  $\lambda$  an die Zeitverzögerungen, die man durch eine Monte-Carlo-Simulation der Lichtausbreitung im Eis erhält, so kann man eine Beschreibung der Wahr-

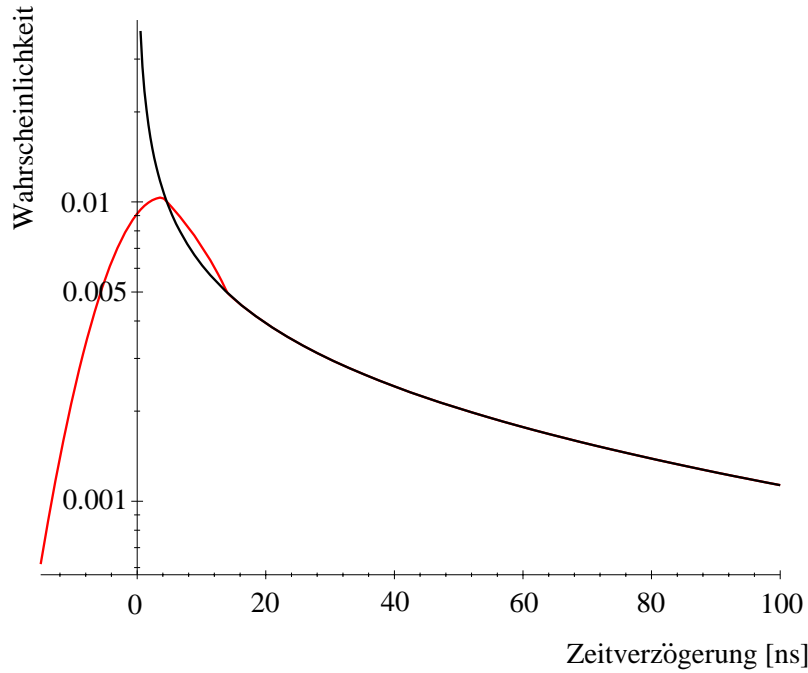


Abbildung 58: Die Funktion (61) für einen Abstand von 20 m in schwarz, darüber in grau die veränderte Funktion (62). Die x-Achse zeigt die Zeitverzögerung in ns und die y-Achse die entsprechende Wahrscheinlichkeit. (Abbildung entnommen aus [62])

scheinlichkeitsverteilungen für den spezifischen Fall erhalten. In der jetzigen *AMANDA*-Rekonstruktion wird die Abhängigkeit der Parameter  $\tau$  und  $\lambda$  vom Abstand außer acht gelassen und  $\lambda(\rho) \approx 40$  m und  $\tau(\rho) \approx 800$  ns gesetzt. Nach [58] erhält man damit eine gute Beschreibung der Wahrscheinlichkeitsverteilungen für die Zeitverzögerungen für alle Entfernungen, außer dem Bereich von  $\rho \approx 30$ –50 m. Hierbei ist anzumerken, daß diese Wahl nicht ideal für den *AMANDA-B4*-Detektor ist, da hier die Stringabstände gerade im Bereich von  $\sim 50$  m liegen.

Durch den Jitter des PMT's können im Experiment auch negative Zeiten auftreten, welche in dem obigen Modell (61) nicht definiert sind. Außerdem geht obige Funktion für kleine Abstände nach  $\infty$ , so daß diese Funktion weiter modifiziert wurde zu [62]:

$$\hat{p}(d, t) = \begin{cases} p(d, t) & \text{für } t > \epsilon_2, \\ L(d, t) = l_1(d) \cdot t + l_2(d) & \text{für } \epsilon_1 < t < \epsilon_2, \\ G(d, t) = \frac{g_1(d)}{\sqrt{2\pi}\sigma_g} \cdot \exp\left[-\left(\frac{t-\epsilon_1}{2\sigma_g}\right)^2\right] & \text{für } t < \epsilon_1. \end{cases} \quad (62)$$

Hierin wird die Funktion (61) mit einer Gaußverteilung nach negativen Werten verlängert und der Übergang mit einer linearen Funktion geglättet. Es werden  $\epsilon_1 = 20$  ns und  $\epsilon_2 = 60$  ns gesetzt. In Abbildung 58 ist der Verlauf dieser Funktion ohne den linearen Term für einen festen Abstand dargestellt. Man sieht, wie durch den Gaußanteil das Verhalten der Funktion im Nahbereich völlig verändert wird. Anzumerken bleibt dazu, daß nicht nur die Zeit zum Rekonstruieren einer Myonenspur benutzt werden kann, es kommen auch Amplituden, Trefferwahrscheinlichkeiten und Nichttrefferwahrscheinlichkeiten in Frage, die dann einen anderen Zugang bieten und in Zukunft in *AMANDA* alternativ

benutzt werden können.

### 10.2.2 Startwert

Um die Maximum-Likelihood-Iteration zu starten, benötigt man eine Ausgangsspur. Dies kann z.B. eine für alle Ereignisse gleiche Spurhypothese, wie z.B. “von oben kommend”, oder aber auch ein sogenannter *line-fit* [67] sein. Dieser line-fit wird analytisch aus den Ankunftszeiten berechnet und ist daher sehr schnell zu erhalten. Der Zeitfluß entlang einer Linie mit der Geschwindigkeit  $v$  ist für den streufreien Fall:

$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v} \cdot t. \quad (63)$$

Der Fehler für  $i$  getroffene optische Module mit den Koordinaten  $r_i$  und den Zeiten  $t_i$  ist das Funktional:

$$\chi^2 \equiv \sum_i a_i^\gamma (\vec{r}_i - \vec{r}_0 - \vec{v} \cdot t_i)^2, \quad (64)$$

welches analytisch gelöst wird durch:

$$\vec{v} = \frac{\langle \vec{r} \cdot t \rangle - \langle \vec{r} \rangle \cdot \langle t \rangle}{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}, \quad \vec{r}_0 = \langle \vec{r} \rangle - \vec{v} \langle t \rangle. \quad (65)$$

wobei  $\langle \rangle$  den mit dem Faktor  $a_i^\gamma$  gewichteten Mittelwert über alle Treffer bezeichnet. In *AMANDA* wird zur Zeit keine Amplitudengewichtung benutzt, d.h.  $a_i^\gamma = 1$ .

### 10.2.3 Trefferfilterung

Ausgeführt wurde die Rekonstruktion in zwei Stufen. Die erste Stufe ist das Auffinden des Startwertes (line-fit). Diesem folgt in der zweiten Stufe die eigentliche Likelihood-Rekonstruktion. Um die Rekonstruktion und die Startwertsuche zu verbessern, ist es sinnvoll, eine Trefferfilterung durchzuführen. Dabei wird versucht, Treffer, die keine Myonenspurninformation enthalten oder die den Fit erschweren würden, zu eliminieren [71]. Ein Beispiel für Treffer, die hierdurch entfernt werden sollen, sind Rauschtreffer. Teilweise wirkt die Filterung nur auf eine der beiden Stufen. Für diese Analyse wurden die folgenden Kriterien benutzt:

- Nur Treffer innerhalb des  $6\mu\text{s}$  Ereigniszeitfensters (siehe Abbildung 41 (A)) werden akzeptiert, der Rest wird als Rauschen oder Nachpulse verworfen (beide Stufen).
- Die Amplitude muß über 50 mV liegen (beide Stufen).
- Treffer, die mehr als 400/800 ns Abstand zu einem anderen Treffer haben, werden nicht benutzt (erste/zweite Stufe).
- Es muß mindestens einen weiteren Treffer im Radius von 50 m und innerhalb 300 ns geben (erste Stufe).
- Nur der erste Treffer innerhalb eines optischen Moduls wird benutzt (beide Stufen).



Als neuer Trigger nach dieser Filterung diene ein 5-fach Multiplizitätstrigger mit getroffenen Modulen an mindestens drei Strings. Die Filterung sowie dieser Offline-Trigger stellen sicher, daß nur *AMANDA-B<sub>4</sub>*-Ereignisse die Rekonstruktion passieren. Dies ist nötig, da für die Rekonstruktion nicht explizit der *AMANDA-B*-Trigger verlangt werden konnte, so daß auch durch *AMANDA-A*, SPASE oder GASP getriggerte Ereignisse in dem Datensatz sind. Problematisch ist der Schnitt auf die Amplitude, da dieser unterschiedlich auf die Monte-Carlo-Ereignisse und experimentelle Ereignisse wirkt. Zum einen besitzen Monte-Carlo-Ereignisse für jeden Treffer eine Amplitude, während das Experiment aus technischen Gründen nur einen Wert für die Amplitude pro Kanal innerhalb eines bestimmten Zeitfensters ( $4.27 \mu\text{s}$ ) um den Triggerzeitpunkt aufzeichnet. Zum anderen ist die Amplitude im Monte-Carlo ungefähr um den Faktor vier höher, da hier keine Skalierung auf den Wert des verzögerten *SWAMP*-Kanal simuliert wird. Diese Skalierung ist unötig, solange in der Kalibration vorgesehen ist, die Amplitude in Photoelektronen anzugeben. Dies wurde allerdings in der benutzten Kalibration nicht durchgeführt, womit sich eine Divergenz zwischen Monte-Carlo und Experiment ergibt. Man erwartet eine höhere Trefferreduktion in experimentellen Ereignissen, als den Monte-Carlo-Ereignissen.

### 10.3 Ergebnisse der Rekonstruktion

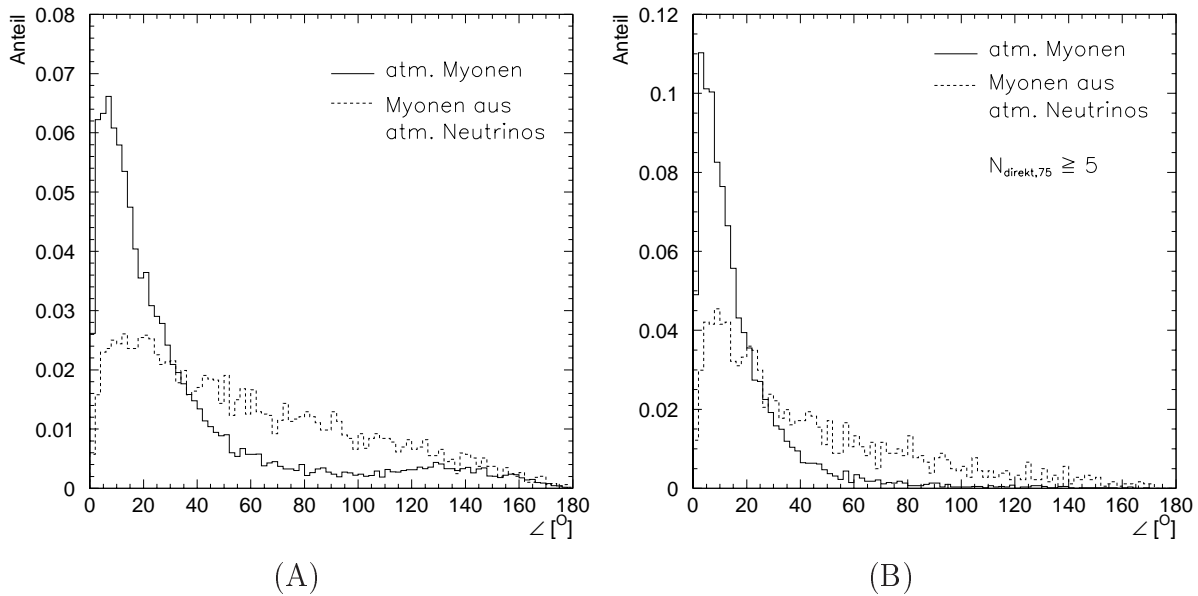


Abbildung 59: In (A) sind die Winkelfehler der Rekonstruktion ohne Schnitte auf die Rekonstruktion gezeigt. Für Ereignisse der atmosphärischen Myonen ergibt sich ein Mittelwert von  $34^\circ$ , ein Median von  $20^\circ$  und ein wahrscheinlichster Wert von  $7^\circ$ . Die Ereignisse der atmosphärischen Neutrinos werden wegen einer anderen Topologie schlechter rekonstruiert. Hier ist der Mittelwert  $58^\circ$ , der Median  $45^\circ$  und der wahrscheinlichste Wert  $\sim 20^\circ$ . In (B) wurden mindestens vier direkte Treffer ( $N_{\text{direkt},75} \geq 5$ ) verlangt. Für die atmosphärischen Myonen ist der Mittelwert dann  $17^\circ$ , der Median  $12^\circ$  und der wahrscheinlichste Wert  $3^\circ$ . Die entsprechenden Werte für die Ereignisse der atmosphärischen Neutrinos sind  $43^\circ$ ,  $30^\circ$  und  $9^\circ$ .

Die Datensätze für die atmosphärischen Myonen und für die aus den atmosphärischen Neutrinos (siehe Kapitel 6) folgenden Myonen wurden rekonstruiert. Interessant ist nun, wie genau man eine Myonenspur rekonstruieren kann. Da sich die Ereignisse der atmosphärischen Myonen und der atmosphärischen Neutrinos topologisch unterscheiden wirkt die Rekonstruktion unterschiedlich auf die verschiedenen Datensätze. Ein atmosphärisches Myon hat auf seinem Weg durch den Detektor (bei einer typischen Energie von 200–400 GeV) im Mittel etwa 10–15 Energieverluste über 0.5 GeV. Diese sind entlang der Spur verteilt und strahlen ihr Licht bevorzugt unter dem Cherenkovlicht ab. Unter Umständen wird das Myon von anderen Myonen mit derselben Richtung begleitet (Ereignisse mit mehreren Myonen). Hierdurch wird die Richtungsinformation des Myons nicht stark gestört. Dies ist für die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos anders. Hier werden durch den Trigger Myonen mit einem starken hadronischen Schauer am Spuranfang bevorzugt. Dieser Schauer balanciert dabei das Ereignis, so daß zwischen der Myonenflugrichtung und der Richtung dieses Schauers ein Winkel liegt (siehe hierzu Abbildung 28 (B)).

Im folgenden wird der Begriff des direkten Treffers benutzt. Hiermit wird ein Treffer bezeichnet, der innerhalb eines Zeitfensters von  $[-15, 25]$  ns für  $N_{direkt,25}$  und  $[-15, 75]$  ns für  $N_{direkt,75}$  relativ zum ungestreuten Cherenkovphoton ankommt. Es handelt sich also hier um relativ “ungestreute” Photonen.

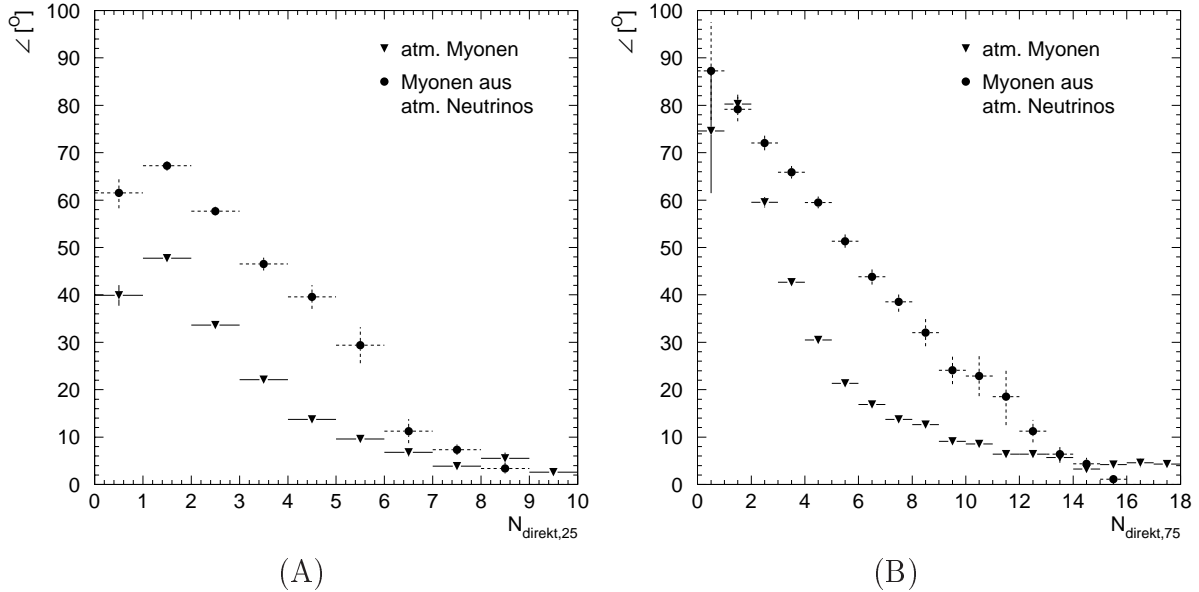


Abbildung 60: Der mittlere Winkelfehler der atmosphärischen Myonen und der Ereignisse aus atmosphärischen Neutrinos als Funktion der direkten Treffer  $N_{direkt,25}$  in (A). In (B) die Verteilung als Funktion der direkten Treffer  $N_{direkt,75}$ .

In der Abbildung 59 ist die Auswirkung dieses Unterschiedes zu erkennen. Hier ist die Verteilung des Winkelfehlers zwischen generierter und rekonstruierter Spur gezeigt. Dabei ist der Winkelfehler das Skalarprodukt der beiden Richtungsvektoren. In Abbildung 59 (A) ist die Verteilung ohne Schnitte auf die Rekonstruktion gezeigt. Der Mittelwert ist hier

etwa  $34^\circ$  für die Ereignisse der atmosphärischen Myonen. Man erkennt auch einen Peak zu kleinen Winkel Fehlern hin. Dieses Verhalten ist für die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos deutlich weniger ausgeprägt. Der Mittelwert beträgt hier etwa  $58^\circ$ . In 59 (B) wurden mehr als vier direkte Treffer ( $N_{\text{direkt},75} \geq 5$ ) verlangt. Deutlich erkennt man, wie der Ausläufer zu hohen Winkel Fehlern für die atmosphärischen Myonen zurückgeht. Der Mittelwert halbiert sich auf  $17^\circ$ . Für die Myonen aus den atmosphärischen Neutrinos ist dabei die Verbesserung nicht so drastisch. Der Mittelwert sinkt nur auf etwa  $43^\circ$ .

Der Mittelwert des Winkelfehlers zwischen generierter und rekonstruierter Spur für die beiden Datensätze ist in der Abbildung 60 dargestellt. Die Abbildung 60 (A) zeigt dabei die Abhängigkeit von  $N_{\text{direkt},25}$ . Für die atmosphärischen Myonen fällt der Mittelwert des Winkelfehlers zunächst stark mit der Anzahl der direkten Treffer, um sich dann ab 7 direkten Treffern auf einen Wert um  $\sim 5^\circ$  einzupendeln. Für die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos wird deutlich, daß man hier stärker auf die direkten Treffer schneiden muß, um den gleichen Mittelwert zu erreichen. Das gleiche Verhalten kann man auch bei dem Schnitt auf  $N_{\text{direkt},75}$  in der Abbildung 60 (B) beobachten. Deutlich sieht man hier einen linearen Zusammenhang zwischen mittleren Winkelfehler und Anzahl der direkten Treffer für die Ereignisse der atmosphärischen Neutrinos. Ab 14 direkten Treffern ( $N_{\text{direkt},75}$ ) ist der Winkelfehler für atmosphärischen Neutrinoereignisse gleich oder besser als der für atmosphärische Myonen.

Beachtet man das Ziel, mit dem Detektor in Zukunft Neutrinoastronomie betreiben zu wollen, so folgt aus diesen Abbildungen, daß es wichtig ist, die Winkelrekonstruktion der Neutrinoereignisse zu betrachten und nicht die der atmosphärischen Myonen. Diese kann, je nach Energiespektrum, signifikant unterschiedlich sein. In der in dieser Arbeit später durchgeführten Suche nach atmosphärischen Neutrinos ist dieser Unterschied jedoch unerheblich, da dort nur versucht wird die atmosphärischen Myonen zu unterdrücken und keine genaue Richtungsangabe der Neutrinos nötig ist.

In der Untersuchung der vertikalen Myonenintensität in Kapitel 13 wird die Anzahl der getroffenen Kanäle als Schnittparameter benutzt. In der Abbildung 61 (A) ist gezeigt, wie sich der mittlere Zenitwinkelfehler als Funktion der getroffenen Kanäle ändert. Man erkennt hier, das schon ein Anziehen dieses Schnittes von 8 auf 14 eine Halbierung des mittleren Fehlers von  $\sim 28^\circ$  auf  $\sim 14^\circ$  mit sich bringt. Dies entspricht also nach der Abbildung 60 (B)  $\sim 7$  direkten Treffern ( $N_{\text{direkt},75}$ ). Die Abbildung 61 (B) zeigt den mittleren Zenitwinkelfehler als Funktion der direkten Treffer ( $N_{\text{direkt},75}$ ). Das Verhalten ist hier ähnlich wie der gesamte Winkelfehler, allerdings sind die Werte etwa halbiert.

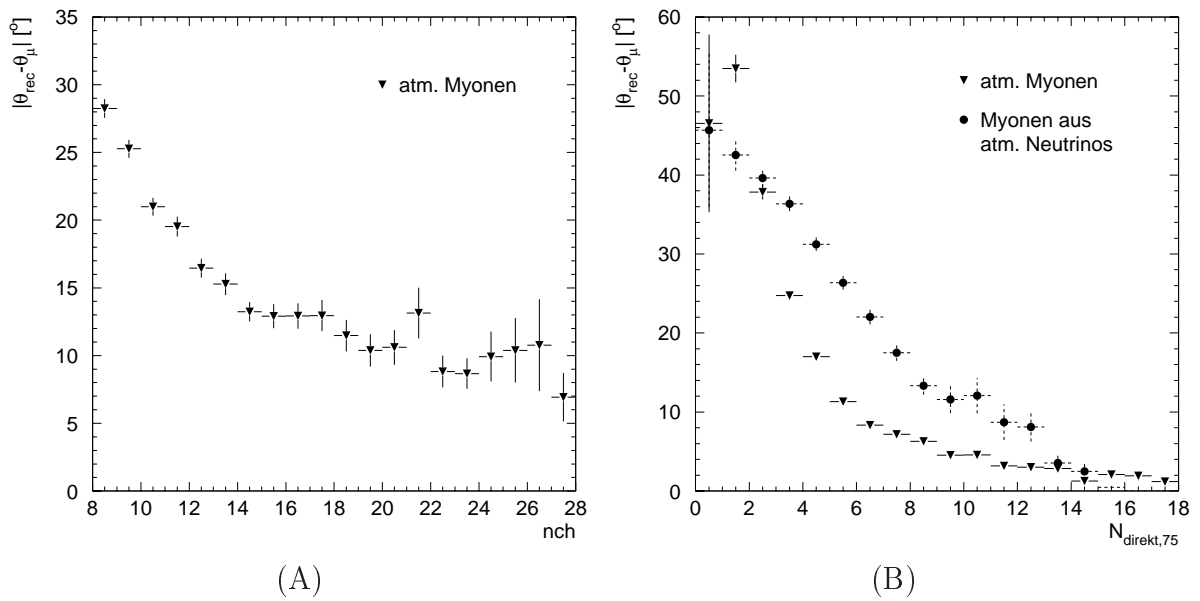


Abbildung 61: In (A) der mittlere Zenitwinkelfehler für atmosphärischen Myonen als Funktion der Anzahl der getroffenen Kanäle. In (B) der Zenitwinkelfehler als Funktion der direkten Treffer  $N_{\text{direkt},75}$  für atmosphärische Myonen und die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos.

## 11 Berechnung der Trigger aus atmosphärischen Neutrinos über die effektiven Triggerflächen

Wie in Kapitel 7 beschrieben, wurden für den *AMANDA-B4*-Detektor die effektiven Triggervolumina und daraus die effektiven Triggerflächen als Funktion der Myonenergie und des Zenitwinkels bestimmt. Die Faltung dieser Flächen mit dem in Kapitel 3 berechneten Myonenfluß aus atmosphärischen Neutrinos, ergibt die erwartete Anzahl von registrierten Ereignissen in *AMANDA-B4*.

### 11.1 Die Datensätze

Zum Berechnen der effektiven Volumina wurden Myonen in einem Zylindervolumen generiert und anschließend mit Hilfe von *mudedx* mit einer Länge und sekundären Schauern versehen. Die schematische Darstellung dieser Generation ist in Abbildung 62 zu sehen. Der Detektor (in grau) ist von seinem gestrichelt gezeichneten aktiven Volumen<sup>17</sup> umgeben. Dieser übersteigt die reine Detektorgeometrie um etwa 200 m an jeder Ecke. In diesem Bereich kann der Detektor auf Licht von sekundären Energieverlustprozessen reagieren. Um das Detektorzentrum rotiert der Generationszylinder der Myonen. Dabei liegt die Myonenachse jeweils parallel zur Zylinderachse, und der Generationsvertex zufällig im Detektorvolumen. Dadurch erhält man eine isotrope Verteilung der Myonen. Die Zylinderlänge in Flugrichtung bis zum Zentrum des Detektors wird bestimmt durch die maximale Länge der Myonen ( $r_{\mu}^{max}$ ). Da die Wahrscheinlichkeit, ein Myon, welches in Flugrichtung hinter dem Detektormittelpunkt startet und somit vom Detektor wegfliegt, zu detektieren, irgendwann gegen null geht, ist ein Radius ( $r_{gen}$ ) definiert, welcher die Ausdehnung des Zylinders hinter dem Detektorzentrum beschränkt. Diese Geometrie spart Zeit bei der Prozessierung der Daten. Dabei ist anzumerken, daß es selbstverständlich Myonen gibt, deren Endpunkt außerhalb des Zylindervolumens liegt.

Entsprechend diesem Schema wurden Myonen mit Energien kontinuierlich von 0-100 GeV sowie bei festen 100, 1000 und 10000 GeV generiert. Dabei wurde der für übliche Multiplizitätstrigger von 8 getroffenen Modulen in 2  $\mu$ s verlangt. Für die weitere Benutzung wurden die kontinuierlich zwischen 0 und 100 GeV generierten Myonen in Gruppen zu 10 GeV um die Mittelwerte von 5, 15, . . . , 95 GeV zusammengefaßt und mit den anderen drei Energien als Stützstellen für eine spätere lineare Interpolation benutzt. Die Ergebnisse der Berechnung der effektiven Flächen sind in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt. In der Abbildung 63 ist die Energieabhängigkeit der effektiven Triggerfläche dargestellt. Deutlich zu erkennen ist ein starker Anstieg der Fläche von 10-100 GeV, der sich dann flacher bis 10 TeV fortsetzt. Der *AMANDA-B4*-Detektor ist wesentlich sensitiver (insbesondere bei kleinen Energien / kurzen Myonen) für vertikal aufwärtslaufende Myonen als für horizontal verlaufende. Dies läßt sich verstehen, wenn man sich die gestreckte Geometrie des Detektors vor Augen führt. Für kurze, energiearme horizontale Myonen ist es schwer, acht Photomultiplier auszuleuchten.

Betrachtet man die effektive Fläche als Funktion des Azimutalwinkels (Abbildung 64),

---

<sup>17</sup>Mit "aktivem Volumen" wird derjenige Bereich bezeichnet, in dem die sekundären Energieverlustprozesse des Myons von dem Myonentransportprogramm in das Datenfile geschrieben werden.

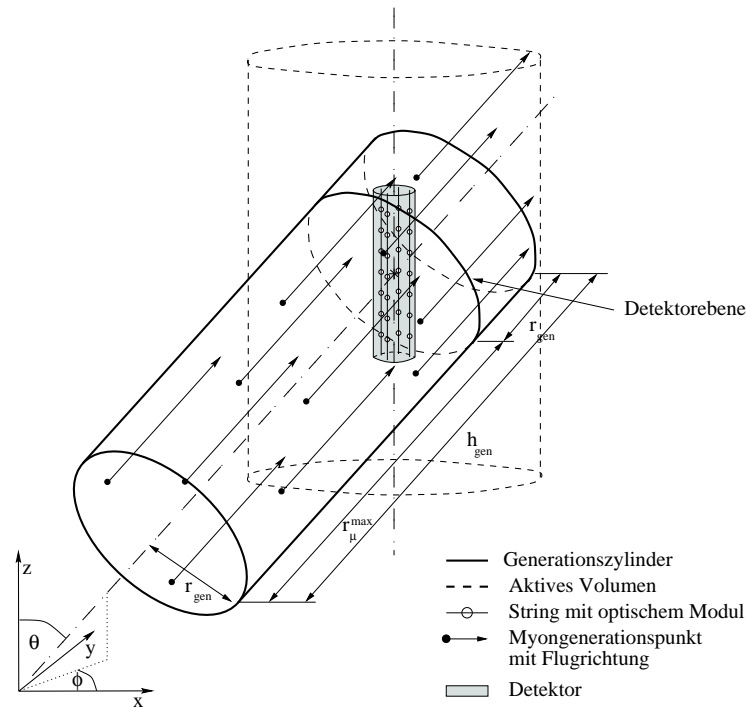


Abbildung 62: Darstellung des Generationszylinders für die Bestimmung der effektiven Triggervolumina. Zu sehen ist in schwarz der Generationszylinder, in grau der Detektor und in gestrichelt der um den Detektor gelegte Bereich des sogenannten aktiven Volumens, in dem die sekundären Schauer entlang der Myonenspur festgehalten werden.

so läßt sich die gleiche Tendenz für alle Energien ablesen. Senkrecht nach oben laufende Myonen werden durch die Geometrie und den Trigger bevorzugt. Tendenziell wird diese Vorzugrichtung durch die zusätzliche Energiedepositionen von hochenergetischen Myonen abgeschwächt, so daß der Quotient zwischen größter und kleinster effektiver Fläche von 8,5 (bei 100 GeV) über 3 (bei 1 TeV) auf knapp 2 (bei 10 TeV) fällt. Der Detektor ist für hochenergetische Myonen unformer als für niederenergetische. Wie in Tabelle 6 zu sehen, gehen die über  $\cos(\theta)$  gemittelten effektiven Volumina in etwa linear mit der Energie, während die effektiven Flächen schwächer wachsen (in etwa um den Faktor 2 pro Dekade Energie). Dies kommt daher, daß in das effektive Volumen sowohl die mittlere Myonenreichweite als auch die Energiedeposition durch sekundäre Schauer entlang der Myonenspur eingehen, während die effektive Fläche lediglich auf die Energiedeposition im Detektor sensitiv ist.

$E_\mu$ [GeV]	100	1 000	10 000
$V_{\text{eff}}$ [m <sup>3</sup> ]	$1.13 \cdot 10^6$	$1.82 \cdot 10^7$	$1.17 \cdot 10^8$
$R_\mu$ [m]	366	2510	7190
$A_{\text{eff}}$ [m <sup>2</sup> ]	$3.1 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$16.2 \cdot 10^3$

Tabelle 6: Die effektiven Volumina und Flächen gemittelt über alle Winkel, und die mittleren Reichweiten der Myonen für drei verschiedenen Myonenenergien.

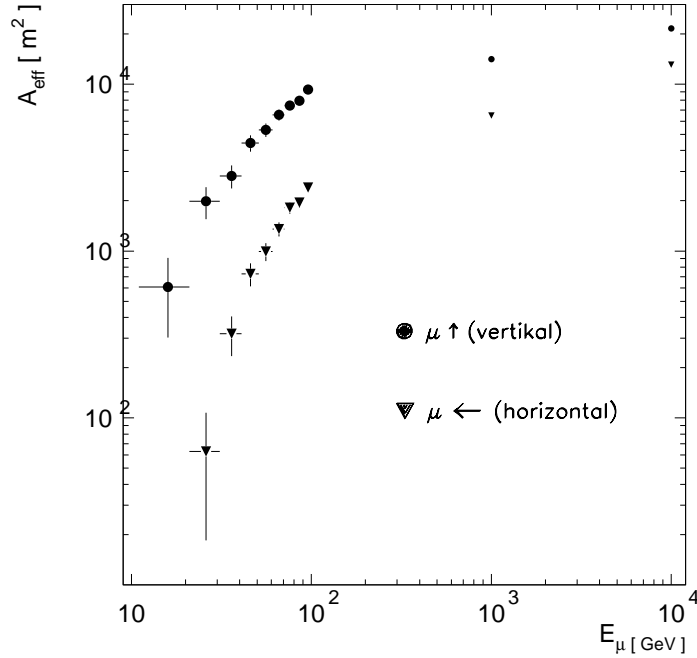


Abbildung 63: Die Energieabhängigkeit der effektiven Triggerfläche des *AMANDA-B4*-Detektors für horizontal und für senkrecht nach oben laufende Myonen. Zu erkennen ist, daß die Detektionsschwelle im Bereich von 10 GeV liegt. Insgesamt überstreicht die effektive Fläche einen Bereich von wenigen Quadratmetern bis zu über  $22 \cdot 10^3 \text{ m}^2$ .

Im Mittel hat der *AMANDA-B4*-Detektor eine effektive Fläche der Größenordnung 3 000 (16 000)  $\text{m}^2$  für 100 (10 000) GeV. Diese wird jedoch deutlich übertroffen, wenn man die Vorzugsrichtung des Detektors beachtet. Hier kann man 8 000 (22 000)  $\text{m}^2$  für 100 (10 000) GeV erzielen, wenn man in etwa vertikal aufsteigend Myonen detektieren möchte. Für exakt senkrechte Myonen ergeben sich dann sogar noch größere Werte, was bei der Suche nach WIMPs<sup>18</sup>, welche im Zentrum der Erde akkumuliert sein können, dort annihilieren und als Zerfallsprodukte Neutrinos produzieren, von Vorteil ist.

## 11.2 Die erwartete Anzahl der Trigger aus atmosphärischen Neutrinos

Den in Kapitel 3 entwickelten Fluß von Myonen aus den atmosphärischen Neutrinos kann man mit den oben erhaltenen effektiven Triggerflächen falten, um die erwartete Anzahl von Triggern für den *AMANDA-B4*-Detektor als Funktion der Energie und des Zenitwinkels zu erhalten. Die Anzahl der Trigger ergibt sich durch das Integral:

$$N_{Trigger} = T \cdot 2\pi \cdot \int_{\theta} \int_E dE d\theta \phi_{\mu}(\theta, E) \cdot A_{eff}(\theta, E). \quad (66)$$

<sup>18</sup>Weakly Interacting Massive Particles

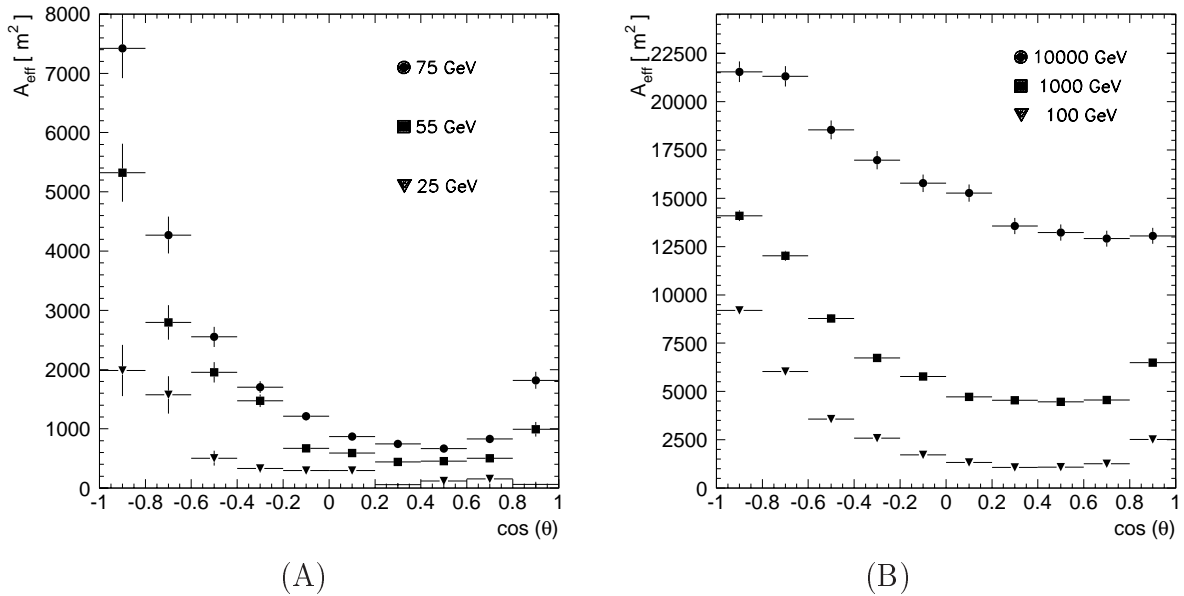


Abbildung 64: Die effektive Fläche des *AMANDA-B4*-Detektors als Funktion von  $\cos(\theta)$  für verschiedene Energien (die Fehler sind statistische Fehler). In (A) sind die Energien 25, 55 und 75 GeV aufgetragen. Während die 25 GeV-Myonen noch in einem Energiebereich sind, die den Detektor nicht sicher auslösen, ist man ab 50 GeV für aufwärts laufende Myonen im gut sensitiven Bereich. Auffallend ist die besondere Bevorzugung der senkrecht aufwärtslaufenden Myonen für Energien bis 1 TeV ((A) und (B)). Für 10 TeV ist die Summe der Energie (Licht), die durch sekundäre Schauer entlang der Myonenspur im Detektor deponiert wird, so groß, daß die Asymmetrie des Detektors dadurch verwischt wird. Der Übergang zu diesem Verhalten ist wie man es erwartet fließend.

Die Zeit  $T$  wurde hier zu einem Jahr gewählt. Der Faktor  $2\pi$  ist das Ergebnis der Integration über den Azimut, dessen Einfluß auf die effektive Fläche hier vernachlässigt wurde. Diese Vernachlässigung ist wegen der in  $\phi$  isotropen Verteilung der atmosphärischen Neutrinos gerechtfertigt. Das Ergebnis dieses Integrals sind dann die Trigger pro *AMANDA-B4* und pro Jahr. Mit der Formel 66 kann man, hat man einmal die effektiven Flächen bestimmt, die erwartete Anzahl der Trigger für jeden beliebigen neutrinoinduzierten Myonenfluß berechnen. Benutzt man diese effektiven Flächen zum Berechnen der Trigger, die von einer Punktquelle erwartet werden, so muß  $T$  so groß gewählt werden, daß sich die Abhängigkeit von  $\phi$  herausmittelt.

Da das erwartete Myonensignal in der oberen Hemisphäre vollständig von den atmosphärischen Myonen verdeckt wird, beschränkt sich diese Untersuchung auf die untere Hemisphäre.

Das stark fallende Energiespektrum der Myonen wird nur leicht durch die ansteigende Fläche des Detektors ausgeglichen, so daß sich ein Triggermaximum für relativ kleine Energien von etwa 50 GeV ausbildet (siehe Abbildung 65 (A)). Tatsächlich werden die meisten registrierten Ereignisse im Bereich zwischen 100 GeV und 1 TeV erwartet. Dies ist in Abbildung 66 zu sehen. Dort ist die integrierte Anzahl der Trigger, die von Myonen unterhalb der jeweiligen Energie ausgelöst werden, aufgetragen. Abbildung 65 (B) zeigt



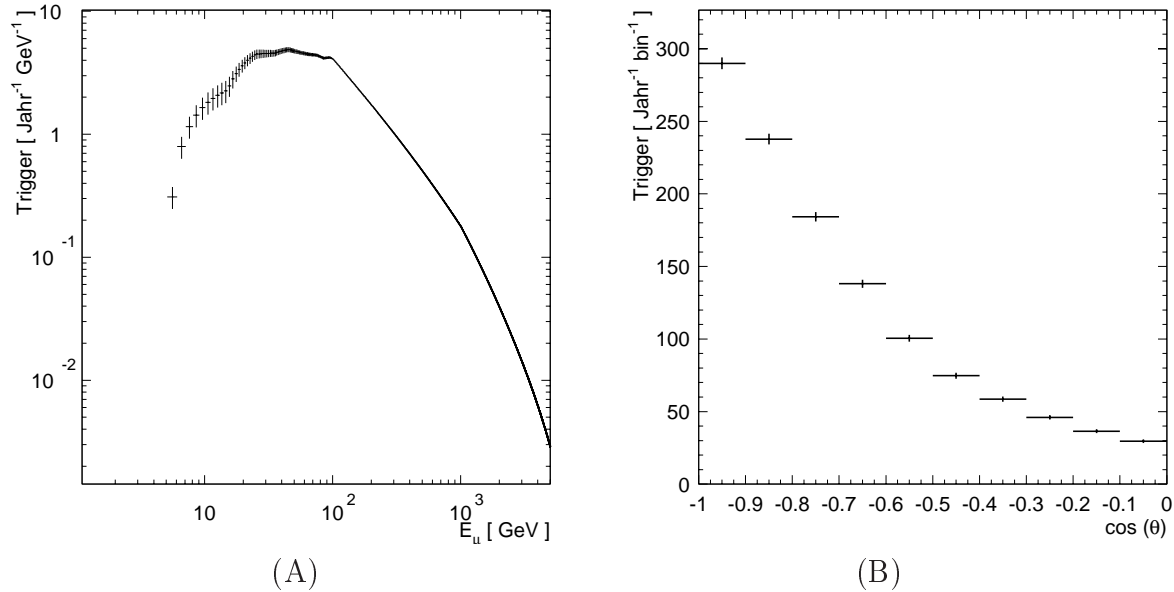


Abbildung 65: Zu sehen ist in (A) die Anzahl der erwarteten Trigger über der Energie für den *AMANDA-B4*-Detektor und ein Jahr. In (B) ist die Anzahl der Trigger als Funktion des Zenitwinkels aufgetragen. Der Zeitraum für diese Graphik beträgt ebenfalls ein Jahr.

die Anzahl der Trigger als Funktion des Zenitwinkels an. Für Myonen von Neutrinos ohne Beachtung der Energiedeposition am Produktionsvertex macht sich die lange schlanke Geometrie des Detektors stark bemerkbar. Deutlich sind die senkrechten, nach oben laufenden Myonen bevorzugt. Für diese Myonen erwartet man in etwa einen Trigger pro Tag. Die horizontalen Myonen sind trotz des dort höheren Neutrinoflusses um etwa den Faktor 10 unterdrückt.

Die Gesamterwartung für die untere Hemisphäre und das Jahr beträgt  $1196 \pm 27$ . Nichtbeachtet wird dabei der systematische Fehler, der durch die Unsicherheiten bei dem Wirkungsquerschnitt und dem Neutrinofluß entsteht. Diese Zahl vergleicht sich sehr gut mit einer Monte-Carlo-Studie, die in Stockholm durchgeführt wurde und  $980 \pm 400$  Trigger pro Jahr für *AMANDA-B4* und die untere Hemisphäre angibt [24]. Im nächsten Kapitel wird auch der hadronische Produktionsvertex mitberücksichtigt, was die Erwartungen an die Anzahl der Trigger und ihre Winkelverteilung deutlich ändert.

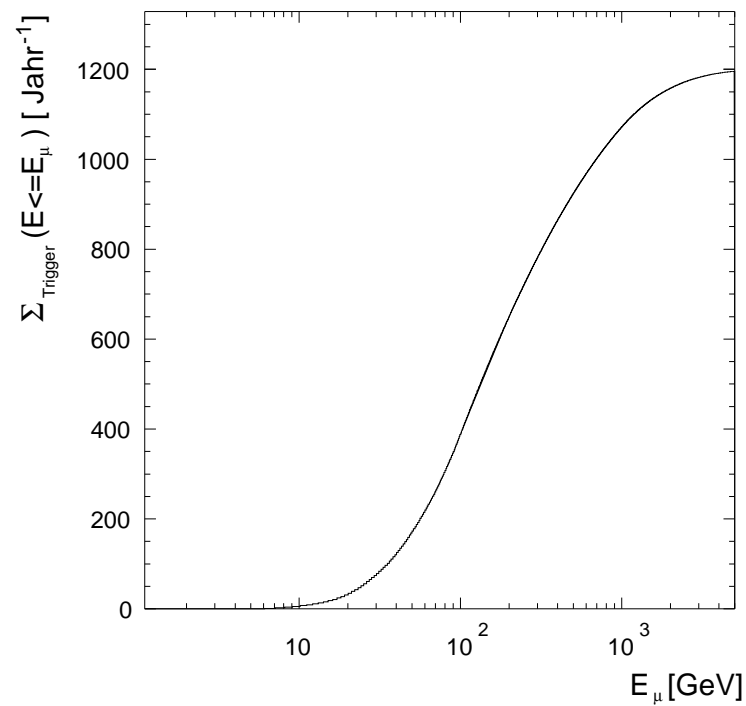


Abbildung 66: Die Kurve zeigt die Gesamtzahl der in einem Jahr erwarteten Trigger für Myonen mit Energien unterhalb  $E_\mu$ . Hier kann man gut erkennen, daß der Zuwachs für Energien oberhalb 2 TeV nur noch sehr gering ist.

## 12 Auswertung der Monte-Carlo-Datensätze für Neutrinos

Die in Kapitel 6.2 beschriebenen atmosphärischen Neutrinos wurden mit *AMASIM* für den 4-String-Detektor simuliert und bezüglich der Parameter “effektives Volumen” und “effektive Fläche” sowie “Anzahl der Trigger” untersucht. Dabei fällt auf, daß diese aus Neutrinowechselwirkungen hervorgegangenen Myonen sich wegen ihrer Energiedeposition am Produktionsvertex anders im Detektor verhalten, als das mit einzelnen Myonen in Kapitel 11.2 abgeschätzt wurde. Insbesondere die Energieabhängigkeit der effektiven Volumina und Flächen ist davon betroffen.

### 12.1 Die effektiven Volumina und Triggerflächen

Mit der Konfiguration des *AMANDA-B4*-Detektors wurden die verschiedenen Neutrino-datensätze simuliert. Dabei erhält man die effektiven Volumina und effektiven Flächen z.B. als Funktion der Neutrino- oder Myonenenergie. Hierbei zeigt sich ein großer Unterschied zwischen diesen beiden Betrachtungsweisen. Da der Detektor auf den Nachweis von Myonen ausgelegt ist, bietet sich die Größe Myonenenergie als Parameter an. Allerdings wird ein Teil der Neutrinoenergie (im Mittel  $\sim 50\%$ , siehe Abbildung 29 (A)) in dem hadronischen Produktionsvertex des Myons deponiert, und das daraus resultierende Licht kann einen großen Einfluß auf die Triggereigenschaften des Detektors gewinnen. Zusätzlich wird dieses Bild noch dadurch verzerrt, daß hier die getriggerten Myonenereignisse betrachtet werden. Niederenergetische getriggerte Myonen kommen bevorzugt von Neutrinos mit einer hohen Energie, da hier ein energiereicher hadronischer Schauer am Produktionsvertex den Detektor auslösen kann. Daher werden die jeweiligen Verteilungen sowohl als Funktion der Neutrino- als auch der Myonenenergie gezeigt.

$E_\nu$	10-20 GeV	20-100 GeV	100-1000 GeV	1000-10000 GeV
$V_0[m^2]$	$1.25 \cdot 10^8$	$8.0 \cdot 10^9$	$2.16 \cdot 10^{11}$	$4.1 \cdot 10^{12}$
$N_{gen}$	$6.29 \cdot 10^5$	$3.18 \cdot 10^6$	$1.26 \cdot 10^7$	$1.78 \cdot 10^8$
$N_{trig}$	22	917	2643	1294

Tabelle 7: Die Anzahl der generierten Neutrinowechselwirkungen für verschiedene Bereiche der Neutrinoenergie und Volumina. Die generierten Myonen entsprechen jeweils 1.3 Jahren. Gezeigt wird in der letzten Zeile die Anzahl der daraus resultierenden Trigger für *AMANDA-B4*.

Trotz der enormen Zahl generierter Myonen ist die Gesamtzahl der Trigger für die Neutrino-datensätze sehr klein. Die Triggereffizienz liegt in der Größenordnung von  $10^{-5}$ . Dies liegt an den riesigen Generationsvolumina, die wegen der großen Reichweite der hochenergetischen Myonen eingeführt werden mußten. Auch wurde hier keine Optimierung des Generationsvolumens durchgeführt. Für weitere Generationen wäre es sinnvoll, z. B. Myonen, welche den Detektor nicht treffen können, vorher auszusortieren. Die Triggerfrequenz für den gesamten Monte-Carlo-Neutrino-datensatz ist 3751 Myonen aus Neutrinowechselwirkungen pro Jahr für beide Hemisphären und damit höher als aus Kapitel 11 erwartet. Dafür gibt es im wesentlichen drei Gründe. Der erste und wichtigste ist, wie

später gezeigt wird, die Energiedeposition am Entstehungsvortex des Myons. Der zweite ist das unterschiedliche resultierende Myonenspektrum. Der dritte ist die Simulationsgrenze für die Neutrinoenergie von 10 TeV für das Monte-Carlo und 5 TeV für die analytische Rechnung. Auf diese Unterschiede hin kann man aber zu Vergleichszwecken korrigieren. Tatsächlich werden davon allerdings nur die Aussagen zur Anzahl der Trigger beeinflusst. Die effektiven Flächen und Volumina sind hiervon unabhängig.

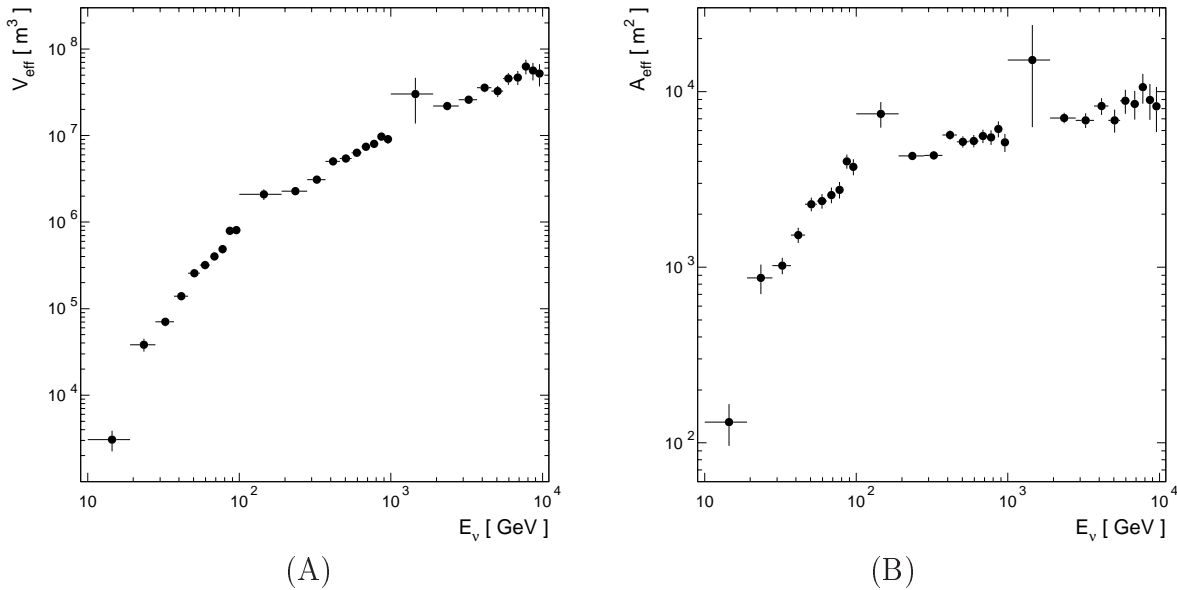


Abbildung 67: Das effektive Triggervolumen (A) und die effektive Triggerfläche (B) des *AMANDA-B<sub>4</sub>*-Detektors als Funktion der Neutrinoenergie.

Betrachtet man Abbildung 67 (A), so sieht man für Neutrinos ab 100 GeV einen linearen Anstieg des effektiven Volumens proportional zur Neutrinoenergie. Beträgt das effektive Volumen für 10 GeV Myonenneutrinos noch etwa  $3\,000\text{ m}^3$ , so wächst es über  $80\,000\text{ m}^3$  (100 GeV) und  $9 \cdot 10^6\text{ m}^3$  (1 TeV) auf  $0.06\text{ km}^3$  für 10 TeV an. Das heißt, steigt die Neutrinoenergie um drei Größenordnungen, so steigt das effektive Volumen um vier Größenordnungen. In der Abbildung 67 (B) kann man sehen, daß ab ca. 100 GeV die effektive Größe des Detektors im wesentlichen nur noch durch die Zunahme der Reichweite der Myonen beeinflusst wird. Die effektive Fläche erreicht ein Plateau bei ca.  $5000\text{ m}^2$ . Unterhalb von 100 GeV macht sich die mit der Neutrinoenergie steigende, zusätzliche Lichtmenge im Detektor bemerkbar. Die effektive Fläche wächst stärker als die Myonenreichweite zunimmt. Zu Vergleichszwecken wird die Myonenreichweite in Abbildung 68 zum einen als Funktion der Myonenenergie (obere Kurve) und zum anderen als Funktion der Mutter-Neutrinoenergie (untere Kurve) dargestellt.

Betrachtet man nun die effektiven Volumina und Flächen als Funktion der Myonenenergie in Abbildung 69 (A) und (B), so sieht man hier die Überlagerung zweier Effekte. Zum einen nimmt das effektive Volumen als Folge der Myonenreichweite von links nach rechts zu, zum anderen wird dieser Effekt durch eine Beimischung von hochenergetischen Hadronenschauern am Entstehungsvortex des Myons überlagert. Diese Beimischung kann

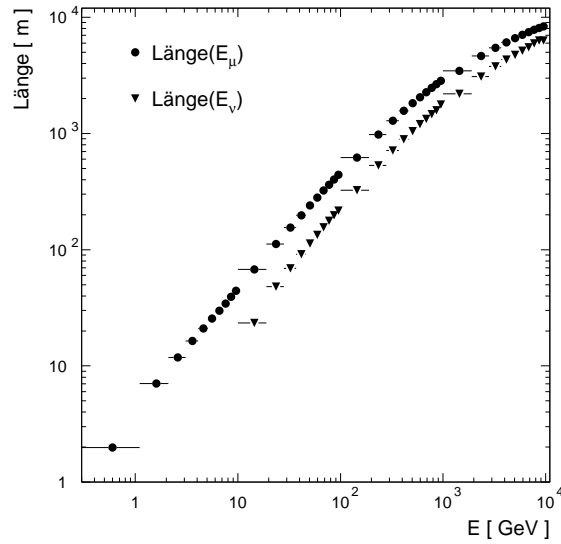


Abbildung 68: Die Myonenreichweite als Funktion der Myonen- und Neutrinoenergie.

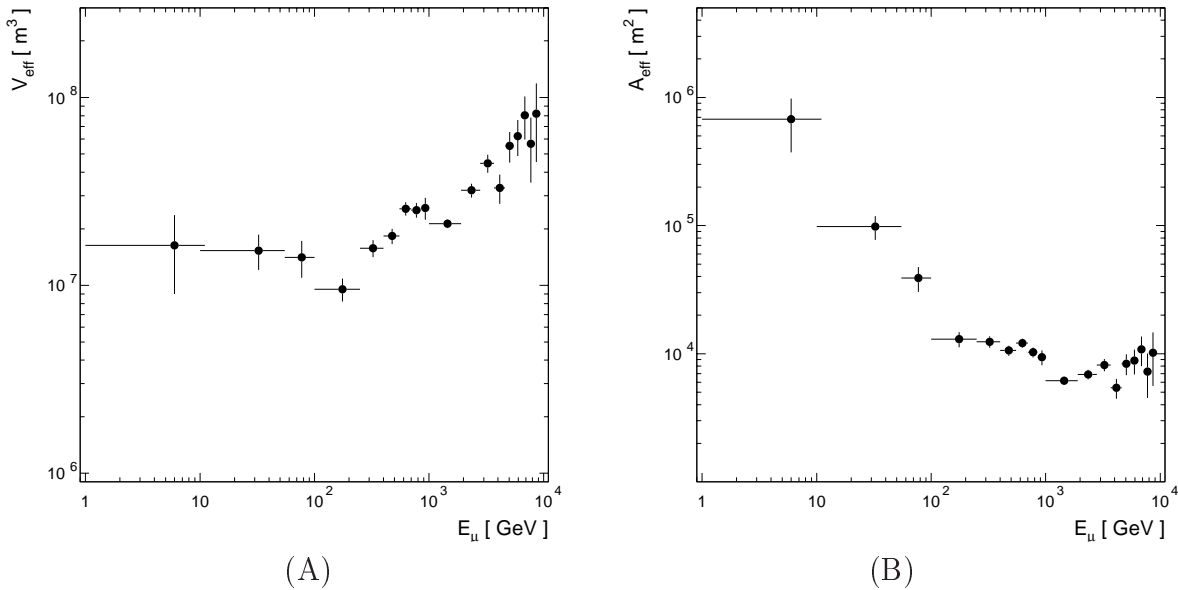


Abbildung 69: Das effektive Volumen des *AMANDA-B4*-Detektors, als Funktion der Myonenenergie in (A) und die effektive Fläche in (B).

um so höherenergetischer sein, je kleiner die Myonenenergien sind. So kann z. B. ein 1 TeV Neutrino ein 10 GeV Myon mit einem hochenergetischen Schauer am Entstehungsvortex produzieren. Da die Simulation als obere Grenze für die Neutrinoenergie 10 TeV hat, geht die Kurve für höhere Myonenenergien in die "normale" Myonenkurve ohne Vortexschauer über. Sehr deutlich sieht man, wie sowohl das Volumen als auch die Fläche für kleinere Energien angehoben wird. Dabei ist unterhalb von 100 GeV ein Plateau zu sehen, welches

bedeutet, daß hier die Detektorantwort nur vom deponierten Licht des Produktionsschauers bestimmt wird.

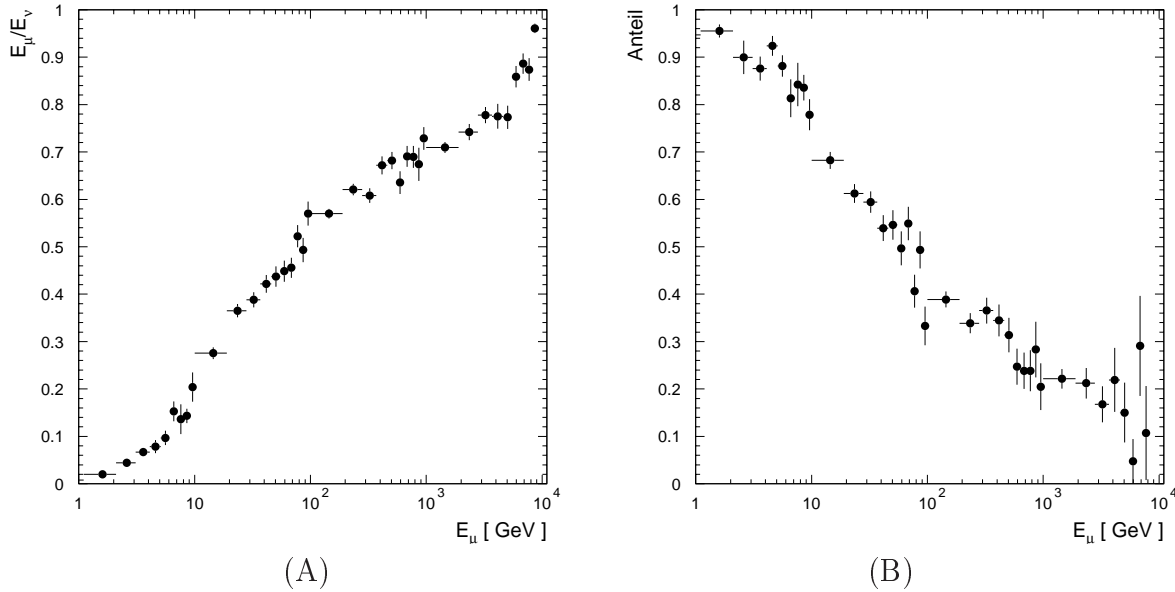


Abbildung 70: Der Anteil der Myonenenergie an der Neutrinoenergie in (A), und der Anteil der Treffer, die vom hadronischen Schauer am Entstehungsvortex des Myons ausgelöst werden.

Noch deutlicher wird diese Aussage, wenn man die Abbildung 70 (A) betrachtet. Hier ist der mittlere Anteil der Neutrinoenergie, die das Myon trägt, gegen die Myonenenergie für getriggerte Ereignisse aufgetragen. Man kann eine exponentielle Abhängigkeit sehen. Für Energie unter 100 GeV ist der Anteil der Myonenenergie an der Gesamtenergie im Ereignis unter 50 % und damit nicht so wichtig wie die Energie des Entstehungsvortex. Erst ab dieser Energie wird das Myon als Informationsträger bestimmend.

Die Abbildung 70 (B) zeigt den Anteil der Treffer im Ereignis, die vom hadronischen Vertex kommen. Dabei ist die gleiche Tendenz zu sehen. Ereignisse mit Myonen unter 50 GeV werden von der Energiedeposition am Produktionsvertex dominiert. Der Anteil liegt für Myonen unter 10 GeV sogar bei etwa 90 %.

In Abbildung 71 (A) ist die Anzahl der Trigger sowohl über der Neutrinoenergie als auch der Myonenenergie aufgetragen. Die Gesamtzahl der Trigger für *AMANDA-B4* aus der unteren Hemisphäre mit dieser Simulation ist  $2344 \pm 44$ . Dabei kann man aus dem Verlauf der Kurve abschätzen, wieviele Trigger man erwarten könnte, wenn man auch außerhalb der Grenzen von 10 GeV bis 10 TeV simuliert hätte. Auf der niederenergetischen Seite unter 10 GeV erwartet man unter 10 Trigger pro Jahr, während auf der hochenergetischen Seite, bei weiter stark fallendem Spektrum, um 100 Trigger pro Jahr erwartet werden. Hinzu kommt noch der Fehler, der aus der Unsicherheit von 40 % bei der Bestimmung des Myonenflusses aus dem Neutrinofluß herrührt [24]. Damit erhält man  $2344 \pm 44$  (stat.)  $\pm 938$  (syst.)  $+110$  (wg. Simulationsgrenzen) als Anzahl der Trigger aus der unteren Hemisphäre pro Jahr und *AMANDA-B4*.

Die Abbildung 71 (B) zeigt die Winkelverteilung der Trigger. Die meisten Trigger werden

durch Neutrinos im Energiebereich von 100–1 000 GeV verursacht. Die Anzahl der Trigger von Neutrinos unter 100 GeV und über 1 000 GeV ist annähernd gleich. Durch die Asymmetrie des Detektors bedingt sich ein Unterschied zwischen nach unten und nach oben laufenden Myonen, dabei werden ungefähr zweimal mehr nach oben als nach unten laufende Myonenereignisse getriggert. Insgesamt ist diese Asymmetrie nicht mehr so deutlich wie sie bei einer Simulation ohne Produktionsvertex auftritt (siehe Kapitel 11).

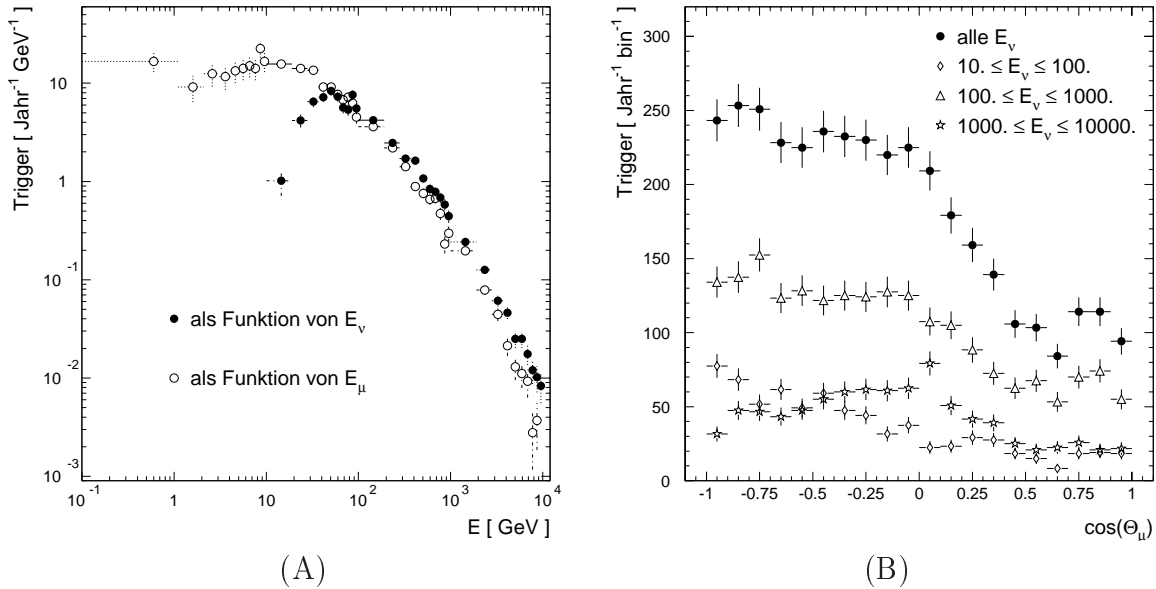


Abbildung 71: Die Anzahl der Trigger für ein Jahr und pro GeV, als Funktion der Neutrino- und Myonenenergie (A). In (B) ist die Anzahl der Trigger pro Bin und Jahr, als Funktion des Azimuts für verschiedene Neutrinoenergien aufgetragen.

### 12.1.1 Vergleich der analytischen Rechnung und der Simulation

Möchte man die Anzahl der Trigger, die aus Neutrinowechselwirkungen entstehen, aus der Simulation mit den in Kapitel 11 ermittelten Werten vergleichen, so muß man beachten, daß in beide Fälle unterschiedliche Voraussetzungen eingehen. Erstens unterscheiden sich die aus den Neutrinowechselwirkungen resultierenden Myonenflüsse. Zweitens wurden zum Ermitteln der effektiven Flächen in Kapitel 11 Myonen ohne hadronischen Schauer am Erzeugungsort verwendet, d.h. ein Myon dieses Datensatzes mit der gleichen Energie wie in der Monte-Carlo-Simulation erzeugt weniger Licht. Drittens wurde in Kapitel 11 als obere Grenze der Neutrinoenergie 5 TeV angenommen, während in der Simulation 10 TeV benutzt wurden. Auf diese drei Unterschiede hin wird im folgenden korrigiert. Abbildung 72 zeigt die Unterschiede der beiden Flüsse relativ zueinander. Im niederenergetischen Bereich ist der analytisch gewonnene Fluß höher, während im Bereich über 100 GeV der Monte-Carlo-Fluß dominiert.

In Abbildung 73 (B) ist der Anteil der Ereignisse aufgetragen, der als Funktion der Myonenenergie einen simplen 8-fach Trigger, auch ohne Treffer aus dem hadronischen Produktionsvertex erreicht. Dabei ist anzumerken, daß hier keine vollständige Triggersimulation

durchgeführt wurde, sondern lediglich acht verbleibende Treffer in einem getriggerten Ereignis verlangt wurden. Dies ist also nur eine, für diese Zwecke ausreichende, Näherung des realen Triggerverhaltens. Multipliziert man mit den Faktoren aus Abbildung 72 die Anzahl der getriggerten Myonen und berücksichtigt, daß keine Myonen gezählt werden, die als Mutter ein Neutrino mit einer Energie über 5 TeV haben, so erhält man die Anzahl der Trigger, die man erwarten würde, wenn man die Simulation so durchgeführt hätte wie in Kapitel 11. Die Verteilung der Anzahl der Trigger über der Myonenenergie aus der unteren Hemisphäre sieht man in Abbildung 74, die sich mit der Abbildung 8 vergleicht. Sowohl der Verlauf der Kurve als auch die Gesamtzahl der Trigger pro Jahr und *AMANDA-B4* von  $812 \pm 34$  für das Neutrino Monte-Carlo und  $1169 \pm 27$  für die analytische Lösung, stimmen bei Berücksichtigung der systematischen Fehler überein.

Ein wichtiges Ergebnis dieses Kapitels ist, daß die Simulation des hadronischen Produktionsvertexes von enormer Wichtigkeit ist. Nicht nur die Gesamtzahl der getriggerten Ereignisse, sondern auch die Energieverteilung der getriggerten Ereignisse verändert sich. So kann schon das Licht des Produktionsvertexes ausreichen, um den Detektor zu triggern, was dazu führt, daß man Ereignisse mit nahezu keiner Myoneninformation erhält. Diese Ereignisse sind ein Untergrund bei einer zukünftigen Suche nach Elektronneutrinos.

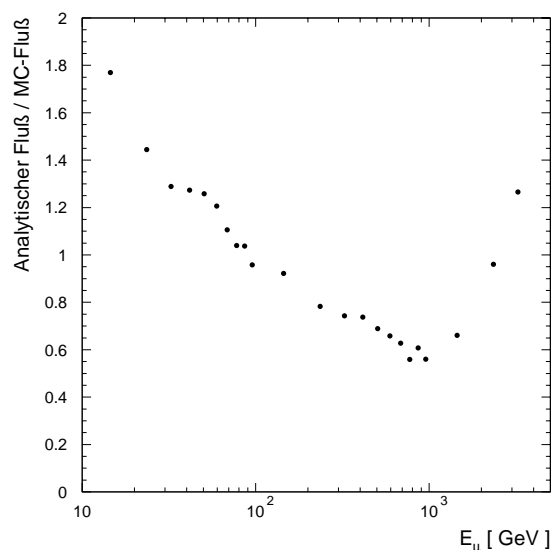


Abbildung 72: Das Verhältnis zwischen dem analytische gewonnen Myonenfluß aus Kapitel 11 und dem Monte-Carlo Myonenfluß als Funktion der Myonenenergie.



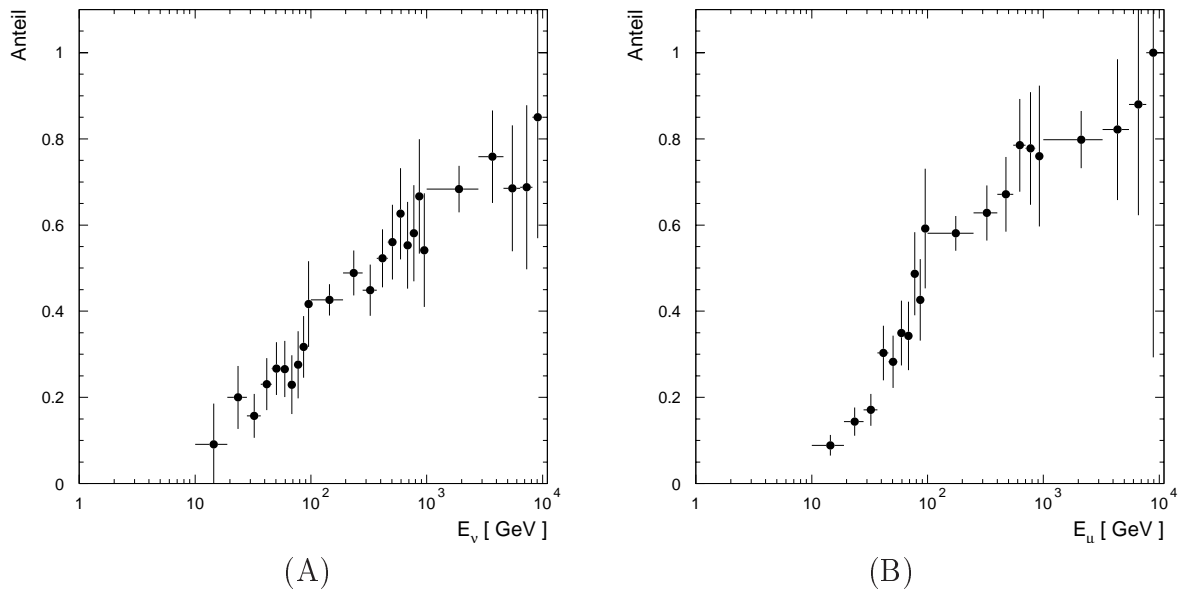


Abbildung 73: Der Anteil der Ereignisse, die einen 8-fach Multiplizitätstrigger erreichen, wenn man die Treffer, die durch den hadronischen Schauer am Myonentstehungsvertex erzeugt werden, vernachlässigt, als Funktion der Neutrinoenergie (A) und der Myonenergie (B).

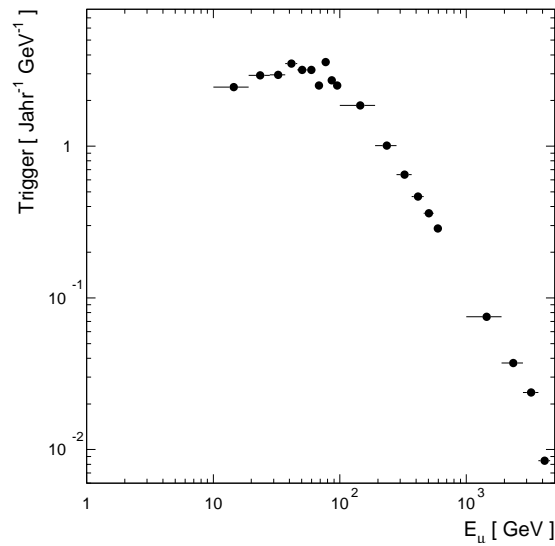


Abbildung 74: Die Verteilung der Trigger, die ohne Treffer durch den hadronischen Produktionsvertex erwartet werden, als Funktion der Myonenergie.

## 13 Die Messung des vertikalen Myonflusses mit *AMANDA-B4*

### 13.1 Das Winkelspektrum der atmosphärischen Myonen

Die in der Atmosphäre entstehenden Myonen verlieren bei ihrem Durchgang durch das Eis, wie in Kapitel 4 besprochen, Energie, was dazu führt, daß die Myonintensität mit der durchquerten Materialdicke fällt. Durch die Möglichkeit, mit dem *AMANDA*-Detektor den rekonstruierten Spuren Winkel zuzuordnen, kann man neben der absoluten Myonintensität für die Tiefe, in der sich der Detektor befindet, auch die Intensitäten für größere Materialtiefen angeben. Dabei ergibt sich die Materialdicke des Eises, die ein von dem Detektor unter dem Winkel  $\theta$  registriertes Myon durchlaufen hat, durch den geometrischen Zusammenhang:

$$L_{Eis} = \frac{L_{Detektor}}{\cos(\theta)}. \quad (67)$$

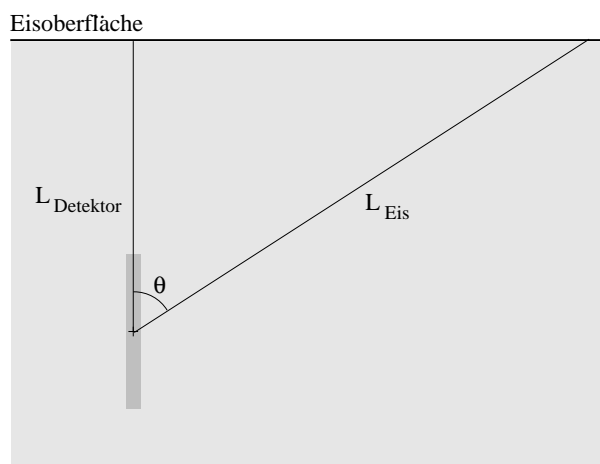


Abbildung 75: Für einen Detektor, mit dem man die Richtung des einfallenden Myons bestimmen kann, ergibt sich die Möglichkeit, die Intensität der Myonen für einen weiten Bereich von Materialdicken zu messen. Gezeigt ist der Zusammenhang zwischen Detektionswinkel und durchlaufener Materialtiefe.

Vergleicht man die gewonnenen Daten mit anderen Meßergebnissen, so werden diese Meßwerte meist für mwe<sup>19</sup> angegeben. Eine Umwandlung der Eistiefe in eine Tiefe mit dieser Einheit, ergibt sich für unsere Meßwerte durch Multiplikation mit der Dichte des Eises,  $\rho_{Eis} = 0.92 \cdot \rho_{Wasser}$ . Die Oberfläche des Eises darf mit sehr guter Näherung als flach angenommen werden, da sich die Erdkrümmung selbst für große Winkel nur in Metern bemerkbar macht.

---

<sup>19</sup>meter water equivalent

$L_{\text{Eis}}$	$L_{\text{Wasser}}$	$\Phi_v(>0 \text{ GeV})$	$\Phi_v(>1 \text{ GeV})$	$\Phi_v(>10 \text{ GeV})$	$\Phi_v(>20 \text{ GeV})$
[m]	[mwe]	$\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}]$			
1450	1334	4.40	4.35	4.00	3.66
1550	1426	3.57	3.54	3.26	3.00
1650	1518	2.93	2.90	2.68	2.48
1750	1610	2.42	2.40	2.22	2.06
1850	1702	2.01	2.00	1.86	1.73
1950	1794	1.69	1.67	1.56	1.45
2050	1886	1.42	1.41	1.32	1.23

Tabelle 8: Die berechneten integralen vertikalen Myonflüsse für verschieden Schwellenenergien und Tiefen nach [44]. Der *AMANDA-B4*-Detektor erstreckt sich über eine Tiefe von etwa 1550 m bis 1950 m. In der Berechnung wird der Myonfluß an der Oberfläche gemäß Volkova und der Energieverlust im Wasser gemäß Bugaev parametrisiert. Der Energieverlust wird als mittlerer Energieverlust angenommen.

In Formel (67) ist  $L_{\text{Detektor}}$  in erster Näherung die Tiefe des Zentrums des Arrays ( $\sim 1755$  m). Durch die große vertikale Ausdehnung des Arrays von 400 m ist es wichtig zu wissen, wo im Detektor das Ereignis registriert wurde. Das folgende Beispiel verdeutlicht dies: Ein Myon, welches unter einem Zenitwinkel von  $60^\circ$  am oberen Rand des Detektors vorbeiläuft, hat eine Wegstrecke von  $\sim 3100$  m zurückgelegt. Ein am unteren Ende des Detektors vorbeilaufendes Myon legt dagegen  $\sim 4000$  m zurück. Hierdurch bedingt ist die Größe des erwarteten Flusses am Fuß des *AMANDA-B4*-Detektors um den Faktor 2 kleiner als am oberen Ende (siehe Tabelle 8).

$L_{\text{Eis}}$	$\Phi_v(>0 \text{ GeV})$	$\Phi_v(>0 \text{ GeV})$
[m]	$\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}]$	
1450	4.40	3.84
1550	3.57	3.14
1650	2.93	2.60
1750	2.42	2.16
1850	2.01	1.81
1950	1.69	1.53
2050	1.42	1.30

Tabelle 9: Vergleich zweier berechneter vertikalen Flußparametrisierungen nach [44]. Dabei ist die linke Spalte analog Tabelle 8, während die rechte auch auf die stochastische Energieverluste korrigiert. Man sieht einen Unterschied von  $\sim 10\%$  hin zu kleineren Flüssen bei Beachtung der stochastischen Energieverlustprozesse.

Für die Messung eines Flusses ist es also nötig, zumindest im Mittel über viele Ereignisse zu wissen, in welcher Region des Detektors diese registriert wurden. In Tabelle 8 ist die Abhängigkeit des vertikalen Flusses als Funktion der jeweiligen Detektorschwelle angegeben. So ergeben sich beim Vergleich der integralen vertikalen Flüsse oberhalb von

0 GeV und 10 GeV sowie von 10 GeV und 20 GeV jeweils Unterschiede von etwa 10 %. Hieran ist zu sehen, wie wichtig bei einem Vergleich unterschiedlicher Experimente die Korrektur auf die jeweilige Detektorsystematik ist. Insbesondere, da offene Detektoren wie *AMANDA* keine fest zu definierenden Detektorgrenzen und Schwellen besitzen. Man kann diese Werte aber auch zum Abschätzen der Größe des experimentellen Fehlers benutzen, der durch eine ungenaue Kenntnis der Detektorschwelle eingebracht wird. Irrt man hier um 10 GeV, so ist der Fehler nicht größer als 10 %; für die hier erreichbare Genauigkeit dieser Messung tolerabel. Betrachtet man die Werte der Tabelle 9, so sieht man die Unterschiede in dem erwarteten Fluß, die von einer Berücksichtigung der stochastischen Energieverluste herrühren. Die für die jeweiligen Tiefen erwarteten Flüsse gehen um ca. 10 % zurück. Das heißt, die Genauigkeit der theoretischen Erwartungen an die vertikale Myonintensität ist nicht besser als 10 %. Die folgende Untersuchung lehnt sich in der Methodik einer von der *Baikal*-Kollaboration durchgeführten Analyse an. Jedoch wurde hier eine regularisierte Entfaltung benutzt. Diese Methode sorgt, bei richtiger Wahl der Meßintervalle, für eine stabile Entfaltung mit möglichst geringen Korrelationen zwischen den einzelnen Meßintervallen. Ebenso wird hier auf die Problematik eines ausgedehnten Detektors, mit stark unterschiedlichen Myonflüssen zwischen oberem und unterem Ende des Arrays eingegangen.

Der Fluß der Myonen mit einem Winkel  $\theta_\mu$  ist die Anzahl der Myonen, die während der Beobachtungszeit  $T$  eine Fläche  $A$  durchdringen:

$$\Phi(\theta_\mu) = \frac{N_\mu(\theta_\mu)}{TA}. \quad (68)$$

Für den *AMANDA*-Detektor erhält man den Winkel  $\theta_\mu$  einer Spur aus der Rekonstruktion, die eine bestimmte Effizienz ( $\epsilon_{rec}(\theta_\mu)$ ) und eine gewisse Ungenauigkeit in der Rekonstruktion des Zenitwinkels  $\theta_\mu$  besitzt. Daher mißt man nicht das gewünschte wahre Winkelspektrum der Myonereignisse, sondern das durch die Rekonstruktion verschmierte Spektrum. Aus diesem gemessenen Spektrum entfaltet man das wahre Spektrum. Ermöglicht wird diese Entfaltung durch Monte-Carlo-Ereignisse, bei denen der Zusammenhang zwischen wahrem und rekonstruiertem Zenitwinkel bekannt ist. Der Zusammenhang zwischen dem gemessenen Spektrum  $g(\theta_{rec})$  und dem wahren Spektrum  $h(\theta_\mu)$  läßt sich folgendermaßen darstellen:

$$g(\theta_{rec}) = Ah(\theta_\mu) + b(\theta_{rec}). \quad (69)$$

Hierbei ist  $A$  eine Matrix, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Myon mit einem Zenitwinkel  $\theta_\mu$  nach der Rekonstruktion einen Winkel  $\theta_{rec}$  erhält. Die Zeilen dieser Matrix lassen sich also als Wahrscheinlichkeitsverteilungen auffassen und die Summe über die Elemente einer Zeile ist jeweils eins. Die Funktion  $b(\theta_{rec})$  ist ein möglicher Untergrund in der Messung  $g(\theta_{rec})$ . Dies wären die aus den atmosphärischen Neutrinos resultierenden Myonen. Diese beginnen jedoch erst bei etwa 12 km Wassertiefe eine Rolle zu spielen (siehe hierzu z. B. [77]), daher kann der Untergrundterm der obigen Gleichung (69) in dieser Untersuchung außer Betracht gelassen werden.

Ein Korrekturfaktor  $m(\theta_\mu)$  berücksichtigt die mittlere Ereignismyонmultiplizität und korrigiert dabei die Eigenschaft der Rekonstruktion, Einmyon- und Multimyонereignisse nicht

unterscheiden zu können. Generell werden alle Ereignisse von der Rekonstruktion als Einmyonereignisse interpretiert. Da aber die mittlere Multiplizität in der Tiefe des Detektors in etwa 1.2 ist, würde die Vernachlässigung dieser Korrektur einen um 20 % verringerten gemessenen Fluß bedeuten.

Ebenso ist die effektive Triggerfläche des Detektors unter den verschiedenen Winkeln zu berücksichtigen. Dies ist der Faktor  $A_{eff, trig}(\theta_\mu)$ . Diese Triggerfläche ist eine Funktion der Bedingungen, die man an den Trigger stellt. Neben dem üblichen Trigger von mindestens acht getroffenen Modulen, wurden hier auch höhere Multiplizitäten im gesamten Ereigniszeitintervall ( $32 \mu s$ ) verlangt. Diese Variation der Bedingung ermöglicht eine Untersuchung der Stabilität dieser Verfahrensweise gegenüber qualitativer Einschränkung auf verschiedene Untermengen der Ereignisse. Prinzipiell muß diese Methode fähig sein, auch bei Benutzung verschiedener Ereignisunterklassen den gleichen ursprünglichen Fluß zu bestimmen.

Natürlich kann man mit einem beliebigen Detektor immer nur Myonen oberhalb einer minimalen Energie, der Schwellenenergie, beobachten. Diese kann unter Umständen auch eine Funktion des Zenit- oder Azimutwinkels sein, so daß die gemessene Rate immer einen kleineren Fluß impliziert, als er in Wirklichkeit an der Stelle des Detektors herrscht. Dies läßt sich durch den Vergleich mit den im Monte-Carlo generierten Myonen herausrechnen, indem man bei der Bestimmung der effektiven Triggerfläche  $A_{eff, trig}(\theta_\mu)$  auch die Myonereignisse berücksichtigt, die unterhalb der Triggerschwelle liegen. Somit wird für jedes getriggerte Myon zusätzlich der Anteil der ungetriggerten Myonen miteinbezogen.

Hat man die im Experiment aufgezeichneten und rekonstruierten Ereignisse  $g(\theta_{rec})$  in eine Verteilung  $h(\theta_\mu)$  entfaltet, wobei  $N_\mu(\theta_\mu)$  die Anzahl der Ereignisse mit dem wahren Zenitwinkel  $\theta_\mu$  in dem entsprechenden Intervall ist, so ergibt sich für die Berechnung der Myonintensität die folgende Formel:

$$\Phi(\theta_\mu) = \frac{S_{Totzeit}}{T\Delta\Omega} \frac{N_\mu(\theta_\mu)m(\theta_\mu)}{\epsilon_{rec}(\theta_\mu)A_{eff, trig}(\theta_\mu)}. \quad (70)$$

Der Faktor  $S_{Totzeit}$  korrigiert auf die Totzeit des Detektors und  $\Delta\Omega$  gibt den Raumwinkelbereich an. In dieser Untersuchung wurden die Intervalle im Cosinus des Zenitwinkels alle gleich groß gewählt, so daß  $\Delta\Omega = \text{konstant}$  für alle Intervalle gilt. Bei der Bestimmung aller Größen außer der Meßzeit, der Totzeit und der Anzahl der rekonstruierten Myonereignisse ist man auf das Monte-Carlo angewiesen. Hier wurden die mit dem Programm *basiev* generierten, mit *AMASIM* getriggerten und anschließend mit *recoos* rekonstruierten Ereignisse benutzt, wie sie in Kapitel 6 beschrieben sind.

### 13.1.1 Die Laufzeit

In der Analyse wurden die Runs ab255\_176-96-0 bis ab255\_176-96-21 benutzt. Dies sind die Daten, die am 176-ten Tag des Jahres 1996 genommen wurden (24. Juni 1996). Sie entsprechen zusammengenommen einer Laufzeit des Experimentes von  $T = 79\,319$  s. Das sind 22 Stunden, mit den in der Tabelle 10 angegebenen Ereigniszahlen. Innerhalb dieser Runs gab es keine Unterbrechungen der Datennahme.

nch $\geq$	8	10	12	14	16	18
Anzahl	986 005	609 838	376 226	238 771	156 160	105 004

Tabelle 10: Die Ereigniszahlen, die den jeweiligen Schnitt auf die Anzahl der getroffenen Kanäle in den analysierten Runs passierten.

### 13.1.2 Die Totzeit

Durch verschiedene Einflüsse auf das Datennahmesystem des Detektors, bzw. durch die beschränkte Verarbeitungsgeschwindigkeit desselben, entsteht die sogenannte Totzeit. Diese Totzeit beschreibt den Anteil an der Datennahmezeit des Detektors, in der der Detektor nicht fähig ist, Ereignisse aufzunehmen. Sie wird in Prozent angegeben. Die Auswirkung der Totzeit ist, daß der Detektor nach einem detektierten Ereignis blind für ein innerhalb einer gewissen Zeitspanne folgendes Ereignis ist. Trägt man die Zeit zwischen zwei unmittelbar aufeinander folgenden Ereignissen auf, so erhält man einen exponentiellen Abfall der Häufigkeit zu großen Zeitabständen hin. Für sehr kurze Zeitabstände macht sich dann die Totzeit des Detektors bemerkbar und die Kurve bricht ab. Zum Bestimmen der Totzeit wird an die Kurve eine Exponentialkurve gefittet. Die Differenz der Fläche unterhalb der gefitteten Kurve und der Fläche des Histogrammes ( $A_{Histo}$ ) ergibt den Verlust an Ereignissen durch die Totzeit:

$$A_{fit} = \int_{\infty}^0 a \cdot e^{-b\Delta t} d\Delta t = \frac{a}{b}, \quad (71)$$

$$T_{Totzeit} = \frac{A_{fit} - A_{histo}}{A_{fit}}. \quad (72)$$

Wie der Abbildung 76 zu entnehmen, ergibt sich der prozentuale Anteil der Totzeit an der Gesamtdatennahmezeit für den Tag 176 zu:

$$T_{Totzeit} = \frac{A_{fit} - A_{histo}}{A_{fit}} = \frac{231.6 - 203.6}{231.6} = 12\%. \quad (73)$$

Der gleiche Wert wurde auch für den Tag 177 ermittelt.

Diese 12 % stimmen gut mit den 13 % überein, welche in [1] für einen nicht näher bestimmten Datennahmelaufer ermittelt wurden. In der folgenden Analyse muß der gemessene Fluß auf die Totzeit korrigiert werden. Da das Experiment nur 88 % der Ereignisse aufzeichnet, muß der erhaltene Fluß mit dem Faktor  $S_{Totzeit} = 1.14$  multipliziert werden.

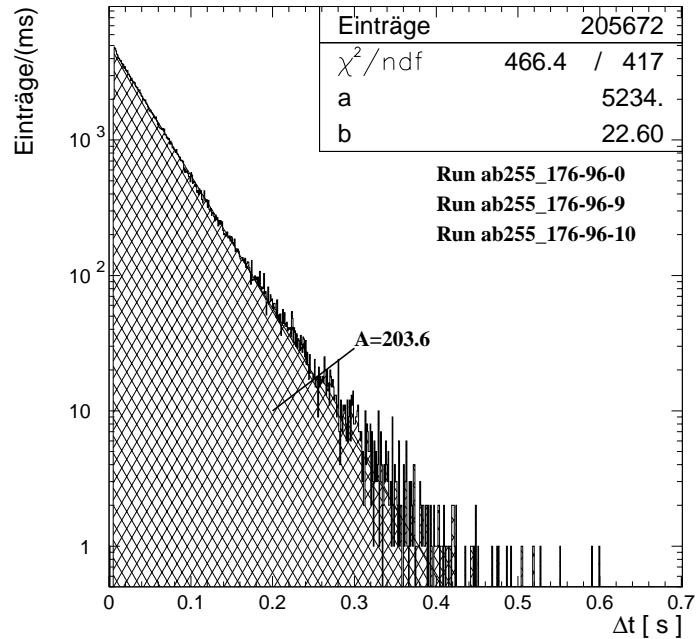


Abbildung 76: Die Zeitdifferenz aufeinanderfolgender Ereignisse für Teile des Tages 176 (die benutzten Runnummern sind im Histogramm angegeben). Gefittet wurde eine Exponentialfunktion. Angegeben ist auch die Fläche  $A$  unter dem Histogramm sowie die gefitteten Parameter  $a$  und  $b$  der Exponentialfunktion (71). Der Anteil der Totzeit an der Datennahmezeit beträgt 12 %.

### 13.1.3 Die Entfaltung

In den experimentellen Daten liegen die rekonstruierten Myonen mit ihrem gefitteten Zenitwinkel  $\theta_{rec}$  vor. Dieser Winkel weist wegen der Ankunftszeitverzögerung der Photonen im Eis, ohne Anwendung von Schnitten auf die Rekonstruktion, eine starke Streuung um den wirklichen Myonzenitwinkel  $\theta_\mu$  auf. Dies ist in Abbildung 77 (A) für Monte-Carlo-Ereignisse dargestellt. Während die Ereignisse nur in der oberen Hemisphäre generiert wurden, werden etwa 10 % unterhalb des Horizontes rekonstruiert. Ebenso zieht die Rekonstruktion die Ereignisse mehr zur Vertikalen. Der Vergleich zwischen rekonstruierten experimentellen Ereignissen und den Monte-Carlo-Ereignissen ist in Abbildung 77 (B) zu sehen. Hier ergibt sich für alle Multiplizitäten eine befriedigende Übereinstimmung. Durch starkes Schneiden auf die Anzahl der direkten Treffer und andere Qualitätskriterien der Rekonstruktion kann man die Korrelation zwischen echtem und rekonstruiertem Winkel erhöhen. Dies geht jedoch mit einem drastischen Verlust an Ereignissen, die dieses Kriterium nicht erfüllen, einher.

Auf der anderen Seite kann man das Wissen, das man aus dem Monte-Carlo über die Rekonstruktion besitzt, einsetzen und die Verschmierung des Zenitwinkels durch die Rekonstruktion herausfalten. Da sich die Messung, wie in Formel (69) beschrieben, darstellen läßt, ist der direkte Weg der Entfaltung die Matrixinversion. Hierbei sind die Zeilen der Matrix  $A$  als Wahrscheinlichkeiten zu interpretieren. Diese Interpretation geht dann bei

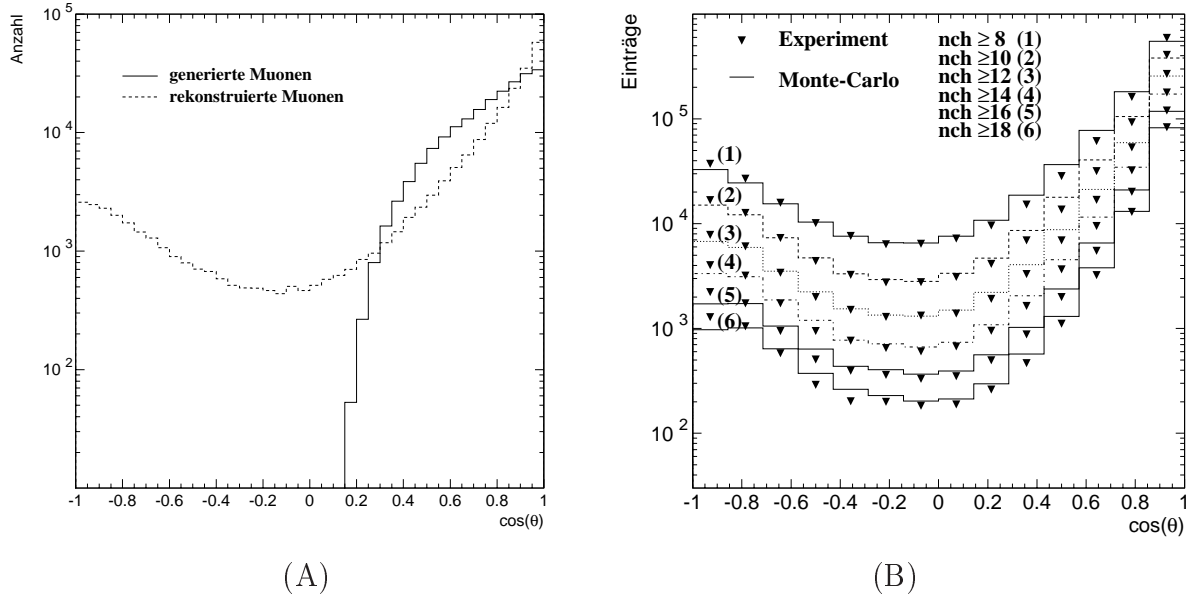


Abbildung 77: Die Verteilung der generierten Monte-Carlo-Zenitwinkel  $\theta_\mu$  für atmosphärische Myonen (durchgezogene Linie) und deren rekonstruierte Winkel  $\theta_{rec}$  (gestrichelte Linie) für einen 8-fach Multiplizitätstrigger (A). In (B) ist jeweils die rekonstruierte  $\cos(\theta)$ -Verteilung für das Experiment und die Monte-Carlo-Erwartung für die verschiedenen Schnitte auf die Anzahl der getroffenen Kanäle gezeigt.

der Inversion verloren, stattdessen hat die Matrix  $A^{-1}$  sowohl positive als auch negative Elemente:

$$h(\theta_\mu) = A^{-1}g(\theta_{rec}). \quad (74)$$

Wendet man Formel (74) jedoch in der Praxis an, so erkennt man, daß die Verteilung  $h(\theta_\mu)$  zum Oszillieren neigt und nicht, wie erwartet, eine weitgehend stetige Verteilung liefert. Betrachtet man die Kovarianzmatrix, so zeigen sich anhand der großen negativen Korrelationen, daß diese Oszillationen statistisch nicht signifikant sind [84]. Jedoch wird hierdurch eine weitere Auswertung der entfalteten Daten nahezu unmöglich. Diese Instabilität läßt sich kontrollieren, indem man eine sogenannte regularisierte Entfaltung anwendet. Ein Programm zur regularisierten Entfaltung von experimentellen Daten wird in [14] und [15] beschrieben. Die Arbeitsweise dieses Programmes möchte ich hier zusammenfassen.

Seien  $g(\theta_{rec})$  die Verteilung der rekonstruierten experimentellen Ereignisse,  $g_0(\theta_{rec})$  und  $h_0(\theta_\mu)$  die Verteilungen der rekonstruierten und generierten Monte-Carlo Ereignisse. Man sucht eine Gewichtsfunktion  $f_{mult}(\theta_\mu)$ , die multipliziert mit der Monte-Carlo-Verteilung  $h_0(\theta_\mu)$  zu einer Verteilung  $g'_0(\theta_{rec})$  führt, die möglichst genau die experimentelle Verteilung  $g(\theta_{rec})$  beschreibt.

Wie in Abbildung 78 gezeigt, geht jedes Intervall der generierten Monte-Carlo-Verteilung  $h_0(\theta_\mu)$ , nach der Detektorsimulation und der Rekonstruktion, in eine Verteilung von rekonstruierten Winkeln über. Durch geeignete Normierung und anschließende Summation dieser einzelnen Verteilungen kann man die Verteilung  $g(\theta_{rec})$  approximieren. Die Fakto-



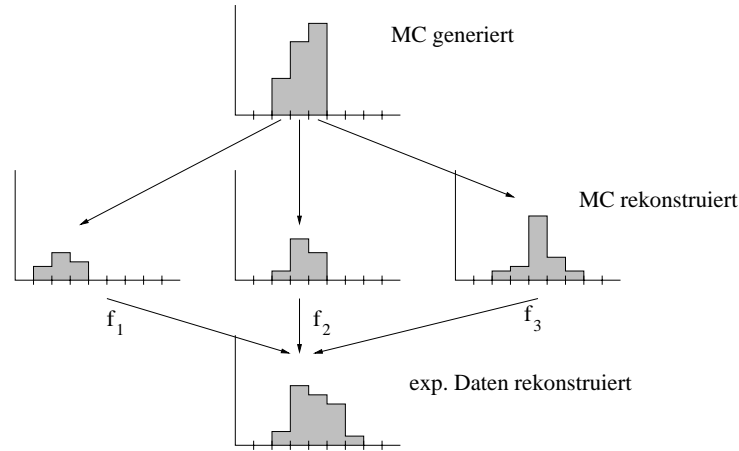


Abbildung 78: Illustration zur Bestimmung der Gewichtsfunktion  $f_{mult}(\theta_\mu)$ . Jedes Intervall der generierten Monte-Carlo-Verteilung (1. Reihe) ergibt eine verschmierte rekonstruierte Detektorantwort (2. Reihe). Diese einzelnen Beiträge werden mit Gewichten  $f_1, f_2, f_3$  versehen, so daß ihre Summe der beobachteten experimentellen Verteilung möglichst nahe kommt. Diese Gewichte bestimmen die Gewichtsfunktion.

ren der Normierung ergeben dabei die Gewichtsfunktion  $f_{mult}(\theta_\mu)$ . Die optimalen Werte werden dabei mit einer Maximum-Likelihood-Methode gefunden. Eine Beschreibung hierzu findet sich z. B. in [84]. Bislang wurde noch keine Regularisierung angewandt, und auch hier kann eine ungewünschte Oszillation auftreten. Um dies zu umgehen, wird die Gewichtsfunktion als Summe über normalisierte orthogonale Basis-Splines  $p_k$  dargestellt:

$$f_{mult}(\theta_\mu) = \sum_{k=0}^n a_k p_k(\theta_\mu). \quad (75)$$

In der Regel ist  $p_0(\theta_\mu)$  konstant,  $p_1(\theta_\mu)$  linear,  $p_2(\theta_\mu)$  quadratisch usw. in  $\theta_\mu$ . Die Faktoren  $a_k$  sind dabei voneinander unabhängige Amplituden. Diese sind in der Regel nur für die ersten Glieder wesentlich von Null verschieden. Die Regularisierung besteht nun darin, einen Wert  $k_{cut}$  für  $k$  zu bestimmen, ab dem die restlichen Summenglieder mit Null verträglich sind. Dieser Wert für  $k$  wird durch die experimentelle Auflösung und die verfügbare Anzahl an Ereignissen bestimmt. Tatsächlich wird kein fester Schnitt, sondern eine schrittweise Dämpfung angewandt. Die obige Summe (75) besteht somit aus  $k_{cut}$  Elementen, und das Ergebnis der Entfaltung ist:

$$h(\theta_\mu) = f_{mult}(\theta_\mu) \cdot h_0(\theta_\mu). \quad (76)$$

Dieses Verfahren wurde hier auf die experimentellen Verteilungen angewandt. So wurde die Verteilung  $h(\theta_\mu)$  mit den Elementen  $N_\mu(\theta_\mu)$  aus der Verteilung  $g(\theta_{rec})$  der rekonstruierten experimentellen Daten gewonnen.

Die Verteilung  $h(\theta_\mu)$  ist in Abbildung 79 (A) dargestellt. Zu sehen ist die absolute Anzahl der Ereignisse, die das Array getriggert haben. Für jedes Intervall ist der Unterschied zwischen der schwächsten und der härtesten Triggeranforderung in etwa eine Größenordnung. Zwischen dem Intervall für nahezu senkrechte Spuren und dem Intervall, das auf fast  $80^\circ$  hinuntergeht, liegt in etwa ein Faktor 100. Dabei liegen die Punkte in dem

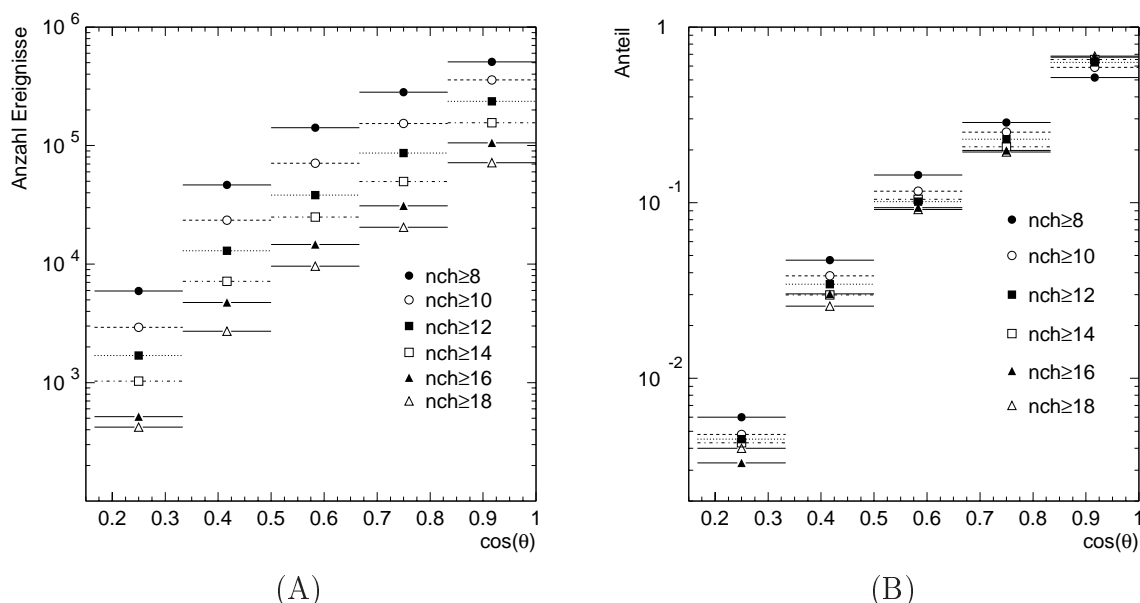


Abbildung 79: (A) Das entfaltete Myonspektrum als Funktion der Schnitte auf die Ereignismultiplizität. Dabei gibt die Anzahl jeweils die Anzahl der Ereignisse in 22 Stunden an, die tatsächlich mit diesem Zenitwinkel den Detektor durchlaufen und getriggert haben. In (B) ist die gleiche Verteilung, allerdings normiert, gezeigt. Hieran kann man besser die Auswirkung der Triggerbedingung studieren. Diese selektiert für eine höhere Multiplizität einen höheren Anteil senkrechter Myonen.

Intervall ganz rechts dichter als diejenigen in dem ganz links. Das bedeutet, je härter der Trigger gewählt wird, desto stärker bevorzugt man senkrechte Spuren. Dies ist eine Folge der langen, dünnen Geometrie des Detektors. Ebenfalls erkenntlich wird, daß zum sicheren Bestimmen des Flusses bis zum Horizont hinunter ein größerer Datensatz benutzt werden müßte. Da die Entfaltung jedoch das Monte-Carlo-Wissen benötigt, macht es keinen Sinn, hier über die vorhandene Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse hinauszugehen. Bei der Flußmessung ist man, wie später bei der Neutrinosuche, durch die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse limitiert. Die Gleichmäßigkeit des Kurvenverlaufes für die verschiedenen Schnitte auf die Kanalmultiplizität, zeigt die Stabilität der Methode. Abbildung 79 (B) zeigt die gleichen Verteilungen jeweils auf die Gesamtzahl der Ereignisse normiert. Hier kann man besser erkennen, daß der Trigger  $n_{ch} \geq 8$  im Verhältnis mehr horizontale Spuren enthält als die anderen Trigger. Im Prinzip sieht man hier das Verhalten der effektiven Fläche als Funktion des Triggers (siehe auch das Kapitel 13.1.4) gefaltet mit dem tatsächlichen Myonfluß in dem jeweiligen Intervall.

### 13.1.4 Bestimmung der effektiven Triggerfläche

Abhängig von den angelegten Schnitten, bestimmt sich die effektive Triggerfläche aus dem umgekehrten Verhältnis der auf einer Fläche generierten Ereignisse zu den vom Detektor registrierten Ereignissen, multipliziert mit der Generationsfläche (siehe Kapitel 7). In der obigen Formel (70) wird diese Fläche benutzt, um aus der getriggerten Anzahl von

Ereignissen auf die Anzahl der Ereignisse, die tatsächlich den Detektorraum durchquerten, zu schließen.

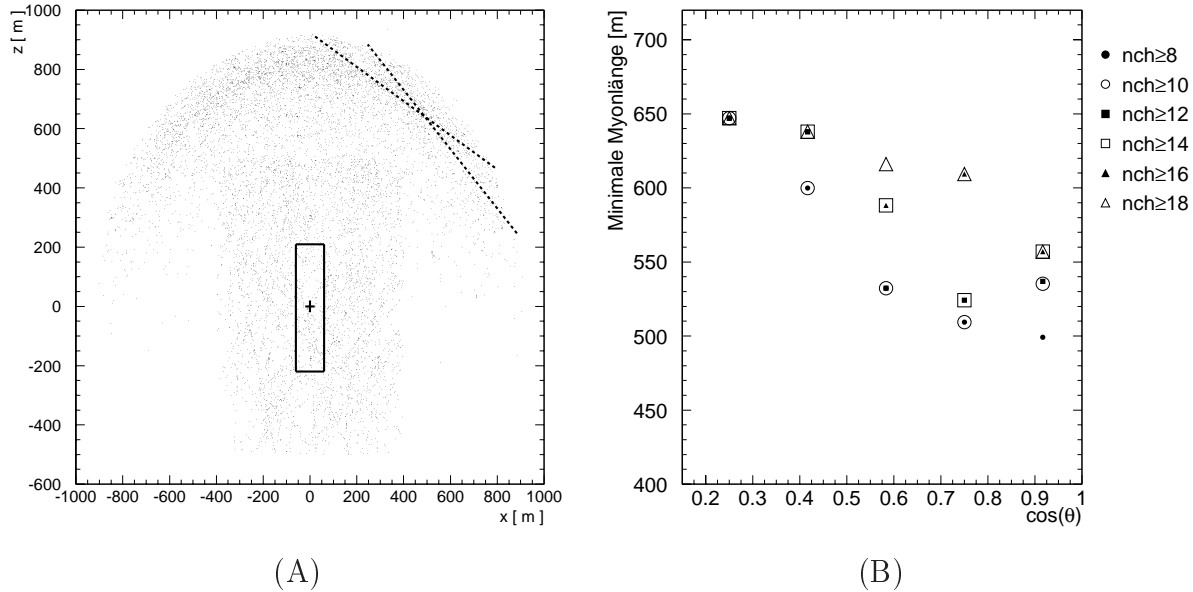


Abbildung 80: (A) Die Lage der mit *basiev* generierten Myonen auf einer Kugelschale um das Detektorzentrum (gezeigt ist die Projektion auf die x-z-Ebene). Die Entfernung der Generationsfläche vom Detektorzentrum beträgt 800 m. Eingezeichnet sind die Generationsflächen für zwei verschiedene Winkel. Im Zylinder unterhalb des Kopfes sieht man die Sekundärvertices im aktiven Volumen um den Detektor. Dieser ist als kleiner Zylinder um den Ursprung eingezeichnet. (B) Die minimale Länge, die ein Myon benötigt, um unter dem jeweiligen Winkel den Detektor auszulösen.

Hierbei sind zwei Dinge zu beachten. Zum einen existiert für den Detektor eine Triggerschwelle für Myonen abhängig von ihrer Energie. Unterhalb dieser Energie passieren die Myonen den Detektor, ohne den Trigger auszulösen. Die absolute Größe dieser Energie ist bei gleichartigen optischen Modulen abhängig von der vom Myon gesehenen räumlichen Dichte derselben. Daher ist sie auch eine Funktion des Zenit- und Azimutwinkels. Oberhalb dieser Schwellenenergie springt die Triggerwahrscheinlichkeit nicht schlagartig auf eins, sondern sie steigt bei offenen Detektoren, wie z. B. die Detektoren von *AMANDA* und *Baikal*, langsam mit der Energie an. Dies wird bei der Simulation implizit berücksichtigt.

Zum anderen möchte man den Myonfluß am Detektorort bestimmen. Daher muß man bei der Bestimmung der effektiven Fläche darauf achten, daß der Monte-Carlo-Myonfluß am Detektorort generiert wird. Dieser Detektorort ist allerdings bei einem offenen großen Detektor wie *AMANDA* nicht gut definiert, sondern erstreckt sich über mehrere hundert Meter Tiefe. Das Problem ist also, daß man im voraus nicht weiß, welche Myonen überhaupt eine Chance hatten, den Detektor zu triggern. In Abbildung 80 (A) ist die auf eine Ebene entlang der Detektor-z-Achse projizierte Verteilung der Generations- und der Sekundärvertices zu sehen. Dabei ist der Hut der Bereich, in dem die mit *basiev* generierten Myonen ihren Monte-Carlo-Startpunkt haben. Ebenfalls eingezeichnet ist die ungefähre

Lage des *AMANDA-B4*-Detektors als Rechteck um den Ursprung. Die Generationsfläche rotierte bei der Generation auf einem Radius von 800 m. Die untere Energiegrenze der Generation betrug 10 GeV. Schon an dieser Abbildung wird die Problematik bei der Bestimmung der effektiven Fläche klar. Teilte man einfach die getriggerten Ereignisse durch die generierten Ereignisse, so würden selbst bei einem idealen Detektor mit einer Triggereffizienz von eins die effektiven Flächen zum Horizont hin abnehmen. Mit der längeren Wegstrecke zum Detektor, verlieren mehr Myonen auf dem Weg ihre Energie und haben somit keine Chance, den Detektor zu triggern. Für diese Myonen wurde der Fluß zu weit weg vom Detektor simuliert.

Umgehen kann man diese technische Schwierigkeit, indem man eine große Anzahl von getriggerten Myonereignissen untersucht. Dabei sucht man für jedes Meßintervall in  $\cos(\theta)$  die Mindestlänge des Myons, das gerade noch den Detektor triggert. Für Ereignisse mit mehr als einem Myon wird das längste Myon des Ereignisses zur Bestimmung dieser Mindestlänge benutzt. Die Verteilung dieser Längen ist in Abbildung 80 (B) dargestellt. Diese Verteilung wird beeinflusst durch Ausreißer von einzelnen Ereignissen, die den Detektor gerade noch ausgelöst haben, weil z. B. ein hoher Anteil von Rauschtreffern in diesem Ereignis vorhanden ist. Insgesamt sieht man aber den Trend, der durch die Geometrie der Generation vorgegeben ist, daß Myonereignisse zum Horizont hin größere Mindestlängen benötigen. Um zu kompensieren, daß der Detektor erst oberhalb einer gewissen Schwelle beginnt, Ereignisse zu registrieren, wird von dieser Länge 100 m abgezogen; dies entspricht einer Triggerschwelle von  $\sim 20$  GeV. Anschließend zählen nur Myonereignisse mit einer Länge oberhalb dieser Mindestlänge als generiert, und man bekommt eine mittlere effektive Fläche als Funktion des Winkels, die auf den totalen Fluß der Myonen korrigiert. Dies ist in Abbildung 81 für die verschiedenen Multiplizitäten zu sehen. Tatsächlich zeigt diese Abbildung auch, daß für atmosphärischen Myonereignisse ein 8-fach Multiplizitätstrigger nicht ausreichend ist, um möglichst senkrechte Myonen zu selektieren. Hier kommt zum Ausdruck, daß das Myonenergiespektrum am Detektorort zu großen Zenitwinkeln hin immer härter wird. Dies kompensiert, daß der Detektor horizontal weniger dicht bestückt ist, als vertikal.

Je höher die Triggeranforderung wird, desto schwerer wird es, durch sekundäre Prozesse genug optische Module auf dem Weg quer durch den Detektor anzusprechen, und die effektive Fläche für nahezu horizontale Myonen bleibt niedrig.

Die Ratenmessung ist immer auch eine Messung der effektiven Triggerfläche. Die Rate ergibt sich aus einer Faltung des Myonspektrums am Detektor (als Funktion von der Energie und dem Zenitwinkel) und der effektiven Fläche des Detektors ( $A_{eff, trig}(E, \theta)$ ). Somit läßt sich der Fehler, der bei der Bestimmung der effektiven Fläche gemacht wird, anhand des Vergleiches von Monte-Carlo-Triggerrate und experimentell erhaltener Rate nach oben abschätzen. Im Monte-Carlo erhält man als Erwartung etwa 18 Hz Triggerrate, während die tatsächliche Rate bei etwa 22 Hz liegt. Führt man die gesamte Differenz auf einen Fehler in der Bestimmung der effektiven Fläche zurück, so ergibt sich ein abgeschätzter maximaler Fehler von etwa 15 %.

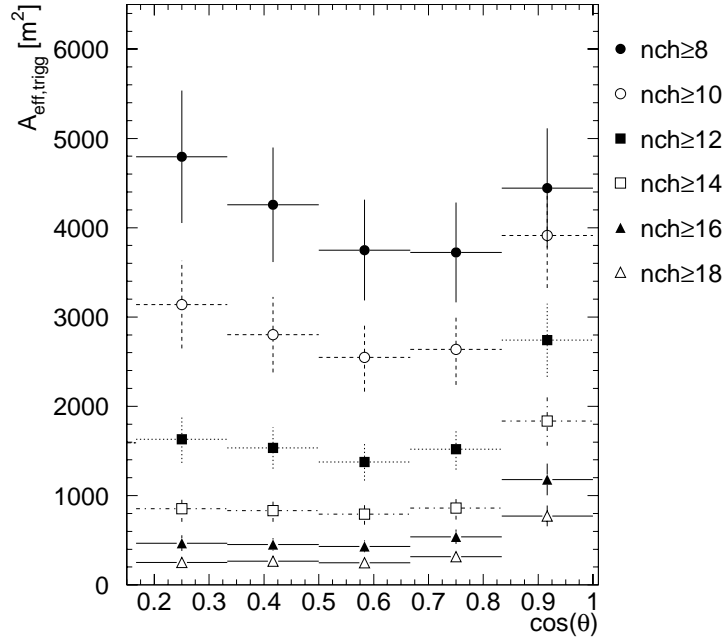


Abbildung 81: Die effektive Triggerfläche für atmosphärische Myonen und den *AMANDA-B4*-Detektor als Funktion des Zenitwinkels und für verschiedene Ereignismultiplizitäten. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen und der mit 15 % angenommene systematische Fehler.

### 13.1.5 Die Myonmultiplizität

Die Myonmultiplizität gibt an, wieviel Myonen im Mittel in einem Ereignis erwartet werden. Bei der Bestimmung der Myonmultiplizität werden die generierten atmosphärischen Myonen vor der Detektorsimulation benutzt. Hierbei erhält man die Multiplizität für die Tiefe, für die der *basiev* Generator eingestellt ist. Wie bei der effektiven Triggerfläche werden nur Myonereignisse mitgezählt, die auch die erforderliche Mindestlänge haben. Somit erhält man die Myonmultiplizität in der für den Detektor relevanten Tiefe (siehe Abbildung 82 (A)). Da der *basiev*-Generator nur protoneninduzierte atmosphärische Schauer simuliert, wird die Myonmultiplizität hier unterschätzt. Insgesamt sind aber die Multi-myonereignisse gegenüber den Einzelmyonereignissen stark unterdrückt, weshalb hier ein systematischer Fehler von 10 % angenommen wird.

### 13.1.6 Die Triggertiefe

Da der Detektor sehr langgestreckt ist, ist es nur in erster Näherung ausreichend, die Tiefe des Detektorzentrums als diejenige Tiefe zu betrachten, an der der Myonfluß gemessen wird. Tatsächlich ist der Ort des Myondurchgangs wichtig. Dafür wird für jedes Ereignis eine effektive Tiefe im Detektor definiert, die besser beschreibt, auf welcher Höhe dieses Ereignis gesehen wurde. Benutzt werden die z-Koordinaten der getroffenen optischen Module ( $z_{OM}$ ) relativ zum Detektorursprung.

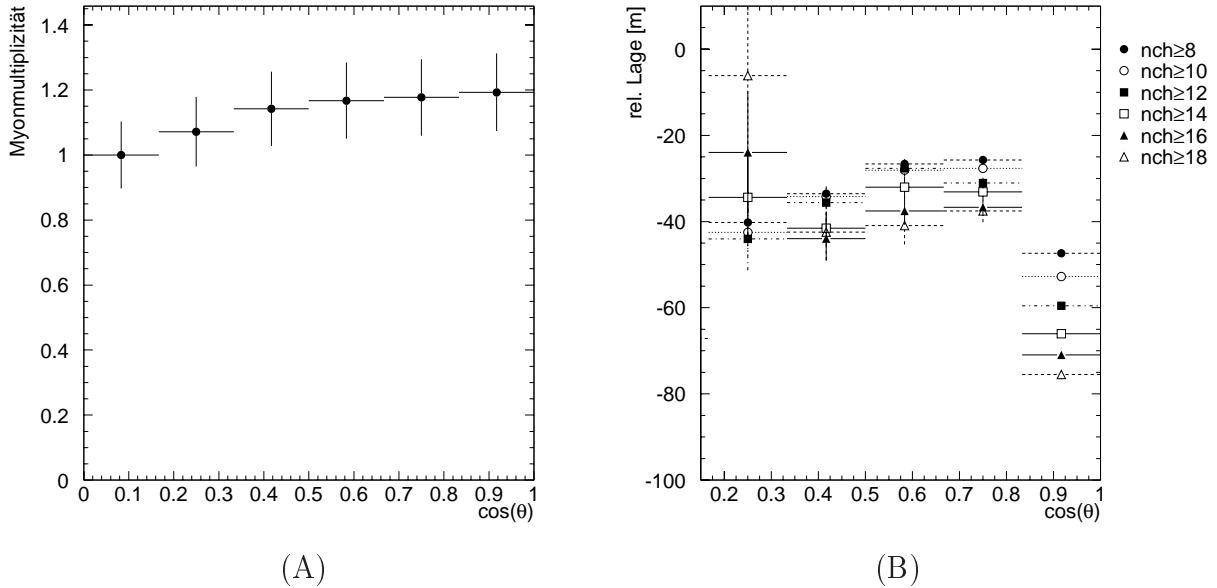


Abbildung 82: (A) Die Myonmultiplizität der atmosphärischen Myonen, als Funktion des Zenitwinkels in der Tiefe des *AMANDA*-Detektors ( $\sim 1700$  m). (B) Die relative Lage des Myondurchgangs durch den Detektor, als Funktion des Zenitwinkels, für 8 bis 18 getroffenen Kanäle.

Die effektive Tiefe ( $h_{eff}$ ) ergibt sich zu:

$$h_{eff} = L_{Detektor} + \overline{z_{OM}} - \frac{1}{2}(\overline{z_{OM}} - z_{OM,min}). \quad (77)$$

Dabei ist  $\overline{z_{OM}} = (1/n_{ch}) \cdot \sum_{n_{ch}} z_{OM}$  und  $z_{OM,min}$  die z-Koordinate des untersten getroffenen Kanals. Die Idee ist hierbei, daß ein Myon entlang seines Weges durch den Detektor die passierten optischen Module beleuchtet. Jedoch läuft das Licht unter Umständen noch weiter durch den Detektor als das Myon selbst. Weiterhin kann ein Treffer eines tiefen optischen Moduls auch durch Rauschen verursacht werden. Daher würde das Benutzen der z-Komponente des tiefsten getroffen optischen Moduls zu einer Überschätzung der Tiefe führen. Stattdessen wird die Mitte zwischen dem tiefsten getroffenen optischen Modul und dem Schwerpunkt der getroffenen optischen Module als effektive Tiefe benutzt.

Interessant für diese Untersuchung ist die Änderung von  $h_{eff}$  als Funktion des Zenitwinkels, also  $h_{eff}(\theta_\mu)$ . Diese wird ermittelt, indem für die Monte-Carlo-Ereignisse in jedem  $\cos(\theta)$ -Intervall die jeweilige effektive Tiefe gemittelt wird. Die relative Lage dieser effektiven Tiefe, gemittelt über alle Monte-Carlo-Ereignisse zum Detektorursprung, ist in Abbildung 82 (B) als Funktion des Zenitwinkels gezeigt. Für nahezu senkrecht laufende Myonen nimmt die effektive Tiefe mit höherer verlangter Multiplizität zu, da die Myonen immer weiter durch den Detektor laufen müssen, um die entsprechende Anzahl von optischen Modulen auszulösen. Für weiter ausgelenkte Myonen nimmt dieser Effekt immer weiter ab, um sich für nahezu horizontale Myonen umzudrehen. Dies erklärt sich dadurch, daß Myonen nun auch ober- und unterhalb des Detektors durchlaufen und den Detektor auslösen können. Insgesamt ergibt sich eine maximale Änderung der Triggertiefe von  $\sim 50$  m. Da die größte Abweichung zum Detektorzentrum  $\sim 80$  m beträgt und dieses bei 1755 m liegt,

ist die Berücksichtigung der effektiven Triggertiefe hier eine  $\sim 5\%$ -Korrektur.

### 13.1.7 Die systematischen Fehler

In diese Messung gehen die systematischen Fehler bei der Bestimmung der Myonmultiplizität, der Rekonstruktionseffizienz und der effektiven Triggerfläche ein. Dabei ist die Myonmultiplizität dem systematischer Fehler des Luftschauer-Monte-Carlos und der Myonpropagation zuzuordnen. Insgesamt dürfte dieser Fehler in etwa 10 % betragen. Der Fehler der Rekonstruktionseffizienz ist wesentlich kleiner, da sowohl das Spektrum der rekonstruierten experimentellen Myondaten mit dem der Monte-Carlo-Erwartung gut übereinstimmt als auch beim Schneiden auf die Rekonstruktionsparameter in der Neutrinosuche (siehe Kapitel 14) Monte-Carlo und experimentelle Daten das gleiche Verhalten zeigen. Daher wird dieser Fehler zu 5 % angenommen. Der systematische Fehler der effektiven Triggerfläche läßt sich, wie oben gezeigt, aus einem Vergleich der experimentellen Triggerrate und der Monte-Carlo-Rate ermitteln. Dieser Fehler beträgt etwa 15 %.

Fehlerquelle	systematischer Fehler
$m(\theta_\mu)$	10 %
$\epsilon_{rec}$	5 %
$A_{eff, trigg}$	15 %

Tabelle 11: Zusammenstellung der systematischen Fehler, die bei der Bestimmung des Flusses aus den Myontriggern in die Messung eingehen.

### 13.1.8 Die Umwandlung des gemessenen Winkelspektrums in den vertikalen Fluß

Mit den oben bestimmten Größen und der Formel (70) wird die Myonintensität als Funktion des Zenitwinkels bestimmt. Diese ist in Abbildung 83 dargestellt. Zu erkennen ist, daß die gemessenen Flüsse innerhalb der Fehler übereinstimmen.

Der gemessene Fluß  $\phi(\theta_\mu, h)$  wird in einen vertikalen Fluß umgewandelt:

$$\phi(\theta_\mu = 0, h) = \phi(\theta_\mu, h) \cos(\theta_\mu) c(\theta_\mu). \quad (78)$$

Hier wird mit dem  $\cos(\theta)$  der Fluß in einen vertikalen Fluß umgewandelt; dies ist nach [29], [77] eine gültige Näherung für Winkel kleiner als  $60^\circ$ . Um auch größere Winkel benutzen zu können, wurde mit  $c(\theta)$  eine Korrektur eingeführt. Diese gibt das Verhältnis zwischen wahren vertikalen Myonfluß in einer bestimmten Tiefe  $h$  und dem mit  $\cos(\theta)$  korrigierten Fluß an. Dieser Faktor ist abhängig von der jeweiligen Schwellenenergie an der Eisoberfläche und hat für die sechs hier benutzten Intervalle die Werte 0.96, 0.92, 0.88, 0.84, 0.80, 0.77 [73]. Der erste Wert bezieht sich auf das Intervall mit  $\cos(\theta)=1.00-0.83$ . Zum Ermitteln der zu den jeweiligen Intervallen in  $\cos(\theta)$  gehörenden Tiefe wird, wie im folgenden Abschnitt beschrieben, vorgegangen. Zunächst wird die effektive Triggertiefe  $h_{eff}(\theta_\mu)$  benutzt, um mit:

$$h = h_{Eis} \cdot \rho_{Eis} = (h_{eff}(\theta_{mu}) \cdot \sec(\theta_\mu)) \cdot \rho_{Eis} \quad (79)$$

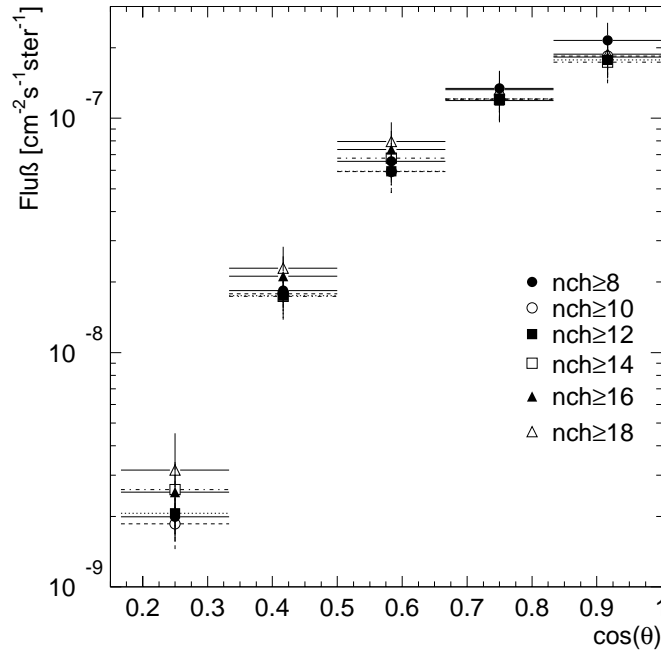


Abbildung 83: Der Myonfluß als Funktion des Zenitwinkels für die Triggerbedingung  $nch \geq 8-18$ .

die zu durchquerende Materialtiefe  $h$  in Meter Wasseräquivalent für die jeweilige Intervallmitte zu berechnen. Hierzu ist anzumerken, daß die effektive Tiefe lediglich eine Änderung von maximal 80 m zusätzlich zum Detektorzentrum ist. Dies ist also nur eine kleine Korrektur der Tiefe des Detektorzentrums. In der Tabelle 12 sind die ermittelten Tiefen und Intervallgrenzen für den Datensatz mit  $nch \geq 16$  aufgeführt. Die Tabelle 13 zeigt die gemessenen vertikalen Flüsse für diesen Datensatz als Funktion der Tiefe. Dabei nimmt der Fluß zwischen 1 800 und 6 500 mwe um etwa den Faktor 300 ab.

$\cos(\theta)$	Tiefe [mwe]		
	Mitte	links	rechts
1.00–0.83	1833	1680	2016
0.83–0.67	2198	1978	2473
0.67–0.50	2827	2474	3298
0.50–0.33	3972	3310	4965
0.33–0.17	6547	4910	9820

Tabelle 12: Die für die 5 verwendeten Intervalle ermittelten Tiefen für  $nch \geq 16$ . Angeführt ist die der Intervallmitte in  $\cos(\theta)$  entsprechende Tiefe sowie die linke und rechte Grenze des jeweiligen Intervalls. Die linken und rechten Intervallgrenzen haben keine wirkliche Bedeutung in der Messung und geben hier nur einen Anhaltspunkt für die aktuelle Größe der Intervalle. Sie schließen nicht unbedingt direkt aneinander an, da die effektive Detektortiefe sich von Intervall zu Intervall ändert.



h [mwe]	$\phi(\theta = 0, h)$ $\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$
1833	$1.60 \pm 0.30$
2198	$0.82 \pm 0.16$
2827	$0.38 \pm 0.08$
3972	$0.074 \pm 0.016$
6547	$0.0051 \pm 0.0018$

Tabelle 13: Die für den Datensatz mit  $n_{\text{ch}} \geq 16$  ermittelten vertikalen Flüsse als Funktion der Tiefe.

In der Literatur werden an die vertikale Myonintensitäten im wesentlichen drei verschiedene Funktionen gefittet. Es kann eine einfache Exponentialfunktion benutzt werden [23], [54], [3]:

$$\Phi(h, \theta_{\mu} = 0) = a_{\mu} e^{-h/\lambda}. \quad (80)$$

Im Fréjus-Experiment wurde eine empirische Formel an die Daten gefittet, die einen zusätzlichen quadratischen Term beinhaltet [10]:

$$\Phi(h, \theta_{\mu} = 0) = a_{\mu} \left( \frac{\lambda}{h} \right)^2 e^{-h/\lambda}. \quad (81)$$

Läßt man nun den Exponenten des zusätzlichen Faktors frei, so erhält man die Funktion, die im Macro-Experiment zum Fitten der Daten benutzt wurde [5]:

$$\Phi(h, \theta_{\mu} = 0) = a_{\mu} \left( \frac{\lambda}{h} \right)^{\alpha} e^{-h/\lambda}. \quad (82)$$

In der Tabelle 14 sind für verschiedene Experimente die gefitteten Parameter eingetragen. Dabei sind die drei Experimente (CWI, Macro und LVD) alle unter Felsen. Die benutzten Tiefen erstrecken sich von 3 kmwe bis über 12 kmwe. Diese Experimente haben eine Zenitwinkelauflösung von typischerweise besser  $\sim 1^{\circ}$ , wodurch sich die systematischen Fehler klein halten lassen. In Abbildung 84 sind diese Parametrisierungen für eine Tiefe von 1000–7000 m aufgetragen. Die Nummern in Klammern geben jeweils die Referenz zur Tabelle 14. Diese Abbildung wird hier benutzt, um eine Vorstellung von der Streuung der unterschiedlichen Messungen zu bekommen. Betrachtet man nur die mit der Fréjusfunktion parametrisierten Kurven, so ist ein Unterschied im Fluß von bis zu 50 % zwischen den verschiedenen Experimenten zu erkennen.

Experiment	$a_\mu$ $\times 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$\lambda$ $\times 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$	$\alpha$	Referenz Nr.
CWI	$1.04^{+0.21}_{-0.13}$	$804^{+35}_{-39}$	-	[54], -
	$2.26 \pm 0.16$	$758 \pm 9$	-	[23], -
Macro	$1.81 \pm 0.06$	$1231 \pm 1$	2.	[5], (1)
LVD	$1.77 \pm 0.02$	$1211 \pm 3$	2.	[38], (2)
Fréjus	$2.18 \pm 0.05$	$1127 \pm 4$	2.	[64], (3)
Macro	$1.96 \pm 0.03$	$972 \pm 3$	$1.1 \pm 0.01$	[5], (4)
LVD	$2.15 \pm 0.05$	$1155^{+60}_{-30}$	$1.93^{+0.2}_{-0.12}$	[2], (5)

Tabelle 14: Zusammenstellung der Ergebnisse für verschiedene gefittete Funktionen der Experimente CWI, LVD, Fréjus und Macro. Dabei beginnen die benutzten Tiefen bei etwa 3000 mwe und gehen hinunter bis über 12 000 mwe. Die Zahlen in den runden Klammern in der letzten Spalte geben die Nummer für die Zuordnung zur Abbildung 84.

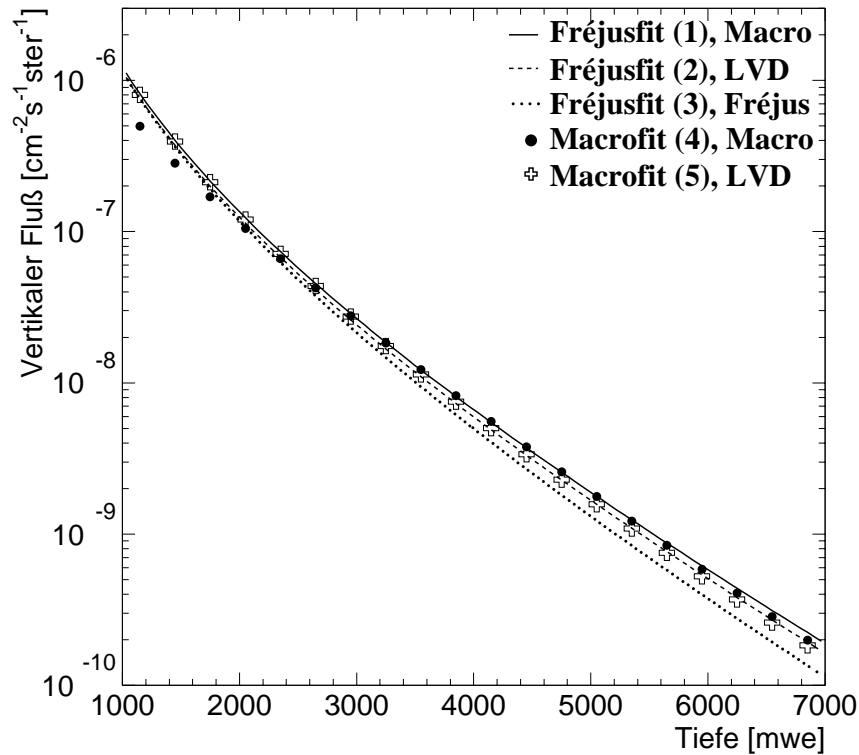


Abbildung 84: Die in der Tabelle 14 aufgeführten verschiedenen Parametrisierungen sind hier verglichen. Bezeichnet wird die Art der Funktion und das Experiment. Nicht eingetragen sind die beiden gefitteten Exponentialfunktionen.

### 13.1.9 Vergleich mit dem Bugaev-Naumov-Modell

Die Datensätze, die durch die verschiedenen Schnitte auf die Ereignismultiplizität erhalten wurden, werden in Abbildung 86 mit der Erwartung von Bugaev-Naumov verglichen.

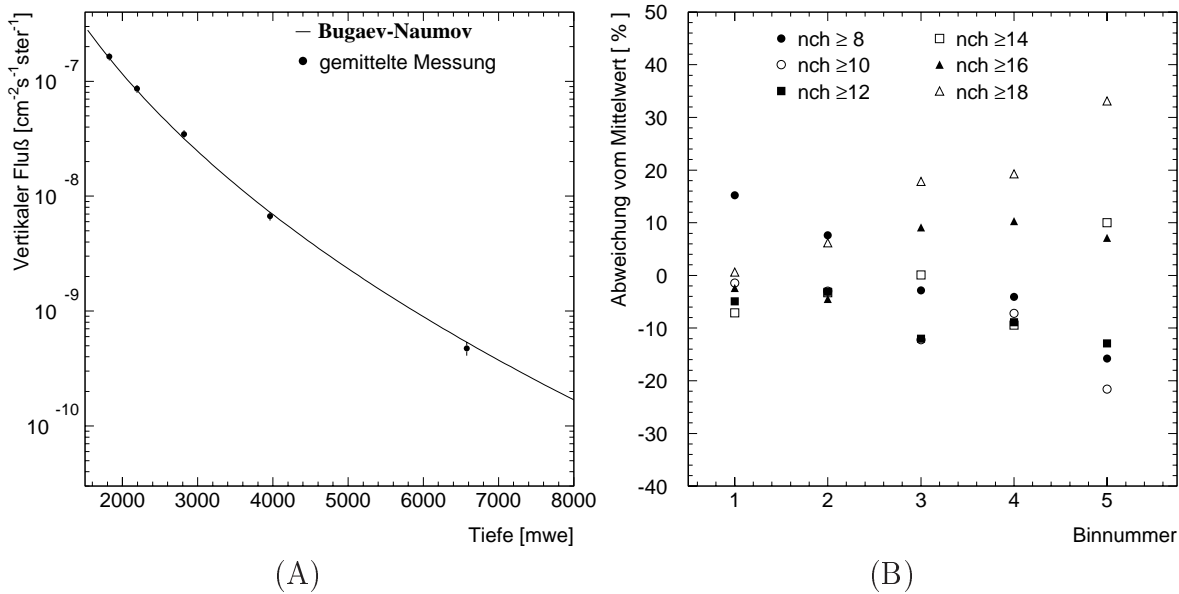


Abbildung 85: (A) Der über die Datensätze für  $nch \geq 8$ –18 gemittelte vertikale Fluß im Vergleich zum Bugaev-Naumov-Modell. (B) Der relative Unterschied der einzelnen Datensätze zum Mittelwert in (A).

Dabei ist eine Übereinstimmung, im Rahmen der Fehler, für alle Datensätze erkennbar. Dies ist allein schon deshalb bemerkenswert, da bei dem Schnitt auf die Multiplizität von größer gleich 18 die Anzahl der Ereignisse um den Faktor 10 kleiner wird als bei einem Schnitt auf 8 (siehe Tabelle 10). Das bedeutet, daß die aus dem Monte-Carlo berechneten Faktoren, wie die effektive Fläche und die Triggertiefe, über einen weiten Bereich verstanden sind. Ein  $\chi^2$ -Vergleich der Abweichungen zwischen der Erwartung von Bugaev-Naumov und den Messungen für die verschiedenen Triggerbedingungen ergibt, daß die Messung mit  $nch \geq 16$  die geringsten Abweichungen aufweist. Um ein besseres Bild von der Größe der Schwankungen zwischen den einzelnen Datensätzen zu bekommen, wurde aus den einzelnen Messungen ein Mittelwert gebildet (siehe Abbildung 85 (A)) und die Abweichungen der einzelnen Datensätze von diesem Mittelwert in Abbildung 85 (B) dargestellt. Man sieht im wesentlichen eine um Null symmetrische Verteilung der Abweichungen. Die Schwankungen liegen dabei, bis auf das letzte Intervall, innerhalb der angegebenen systematischen Fehler. Da jedoch die Messungen für die höheren Werte von getroffenen Kanälen (nch) jeweils Untermengen der vorhergehenden Datensätze sind, kann man den so gewonnenen Mittelwert nicht als Messung verwenden. Stattdessen ist es vielmehr eine Aussage über die Güte, mit der das Experiment über einen weiten Bereich der Multiplizität von dem Monte-Carlo beschrieben wird. Für die gesamte Analyseketten ist ein systematischer Fehler von etwa 20 % durchaus realistisch. Es ist leicht einsehbar, daß die Abweichungen systematisch zu größeren Intervallnummern hin zunehmen, da diese größeren Zenitwinkeln entsprechen. Hier werden sowohl die experimentell beobachteten, als auch die im Monte-Carlo generierten Ereignisse weniger. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse bestimmt aber den Fehler der Entfaltung und der anderen

Monte-Carlo-Faktoren, so daß hier eine größere Schwankung zu erwarten ist. Im weiteren sollen an die Einzelmessungen der vertikalen Intensität die drei oben erwähnten Funktionen gefittet werden. Hierbei gibt es nach [53] verschiedene Möglichkeiten, den Fehler der Messung zu behandeln. Sucht man mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate nach den Werten der Parameter, die die gemessenen Datenpunkte in einer Verteilung am besten beschreiben, so kann man die Fehler dieser Meßpunkte unterschiedlich behandeln. Zunächst kann man sie so belassen, wie sie sind. Das führt unter Umständen dazu, daß der Fit wegen eines zu großen oder zu kleinen  $\chi^2$  gegenstandslos wird. Überschätzte Fehler führen dazu, daß der Fehler des Parameters bei einem Mehrparameterfit größer wird als der Wert selbst. Dies wird insbesondere dadurch verstärkt, daß die Parameter untereinander abhängig sind. Diese Tendenz zeigt sich deutlich, wenn man die Macrofunktion (82) mit ihren drei Parametern fitten will. Hier werden das  $\chi^2$  sehr klein und die Parameter unbestimmt. Besser ist es, die Fehler aller Meßpunkte iterativ jeweils um einen bestimmten Faktor zu skalieren, bis das  $\chi^2$  des Fittes gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist [53]. Dies führt zu genauer bestimmten Parametern und einer realistischeren Abschätzung der Fehler. Für die drei Funktionen wurden zunächst für alle Datensätze alle Parameter in einem freien Fit bestimmt. Da die Parameter miteinander korreliert sind, kann man so schlecht eine Aussage über die Übereinstimmung der Fits an die verschiedenen Datensätze treffen. Deshalb wurden im folgenden jeweils alle Parameter bis auf einen festgehalten und die Fits wiederholt. Da jetzt jeweils nur ein Parameter frei ist, kann man nun einen besseren Vergleich durchführen. Die Schwankungen zwischen den verschiedenen Triggerbedingungen geben nun einen Hinweis auf die Qualität der Beschreibung des Experimentes durch das Monte-Carlo. Als Messung wurden jeweils die Parameter des freien Fits für den Datensatzes mit  $n_{ch} \geq 16$  benutzt.

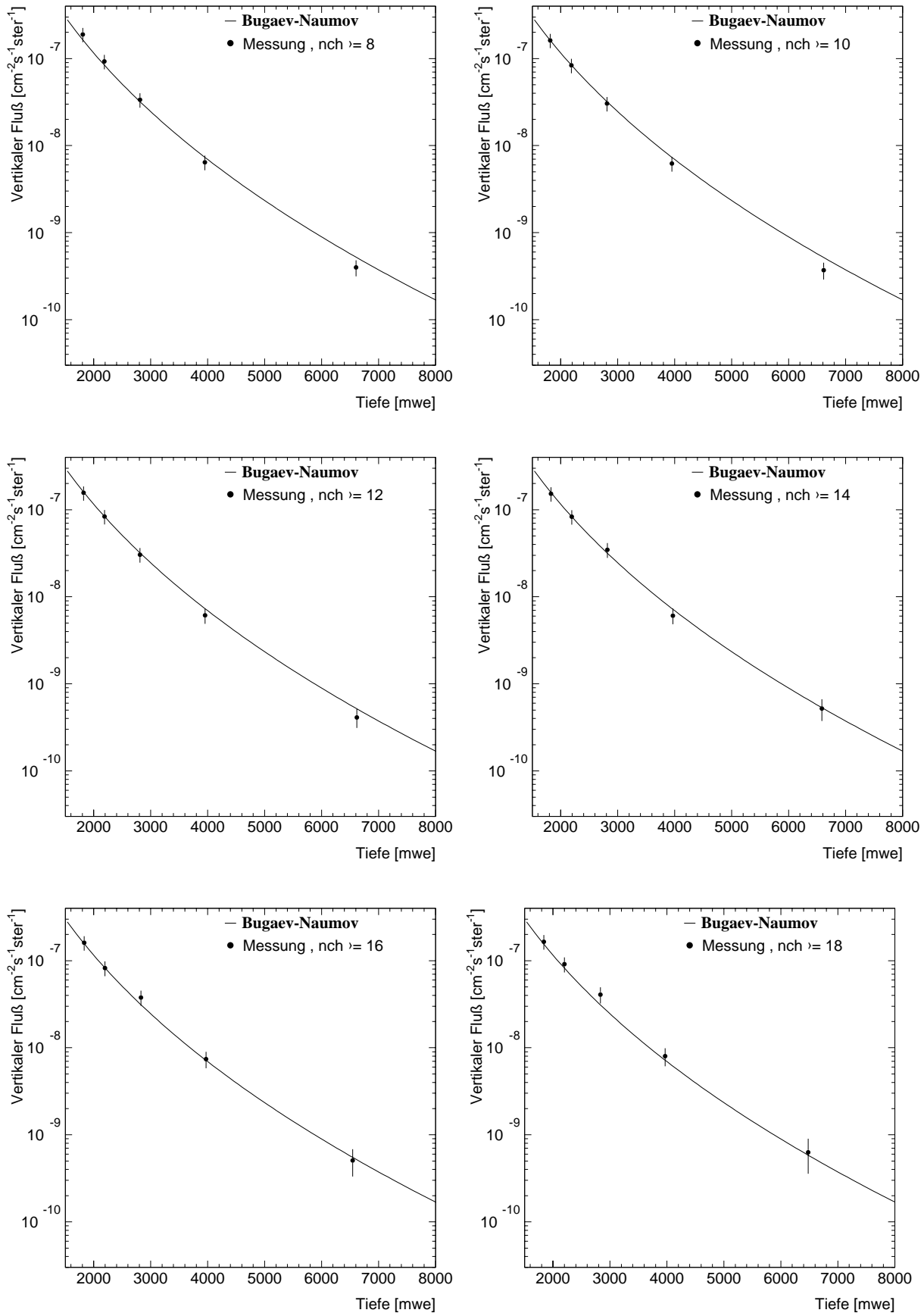


Abbildung 86: Die Messungen des vertikalen Flusses für die Multiplizitäten  $nch \geq 8-18$  im Vergleich zu der Erwartung gemäß [19]

### 13.1.10 Fit der Exponentialfunktion

In diesem Abschnitt wird die Exponentialfunktion (80) an die Datensätze für die Triggerbedingung  $n_{ch} \geq 8-18$  gefittet.

Werden beide Parameter frei gelassen und die Fehler solange variiert, bis das  $\chi^2$  gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist, so erhält man die Werte der Tabelle 15.

nch $\geq$	$a_\mu$ $\cdot 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$\lambda$ $\cdot 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$
8	$1.44 \pm 0.78$	$767 \pm 87$
10	$1.25 \pm 0.53$	$779 \pm 73$
12	$1.29 \pm 0.66$	$771 \pm 88$
14	$1.52 \pm 0.80$	$747 \pm 92$
16	$1.47 \pm 0.43$	$773 \pm 57$
18	$1.71 \pm 0.47$	$758 \pm 55$
$\emptyset$	$1.47 \pm 0.23$	$776 \pm 29$

Tabelle 15: Für verschieden Schnitte auf die Kanalmultiplizität gibt diese Tabelle die Werte der gefitteten Parameter  $a_\mu$  und  $\lambda$  am Detektorort an. Bei diesem Fit waren beide Parameter frei. Gefittet wurde die Exponentialfunktion (80).

Da man hier daran interessiert ist zu sehen, wie stark sich die gefitteten Kurven voneinander unterscheiden und da die beiden Parameter miteinander korreliert sind, wurde im folgenden der Parameter  $\lambda = 776 \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2}$  festgehalten und der Parameter  $a_\mu$  gefittet. Die Werte für  $a_\mu$  finden sich in Tabelle 16. Die Werte stimmen innerhalb der angegebenen Fehler sehr gut überein. Die maximale Abweichung vom gewichteten Mittelwert beträgt  $\sim 12\%$ .

nch $\geq$	$a_\mu$ $\cdot 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$
8	$1.37 \pm 0.20$
10	$1.27 \pm 0.16$
12	$1.26 \pm 0.17$
14	$1.31 \pm 0.18$
16	$1.45 \pm 0.12$
18	$1.57 \pm 0.13$
$\emptyset$	$1.40 \pm 0.06$

Tabelle 16: In dieser Tabelle sind die Werte für  $a_\mu$  angegeben, wobei  $\lambda = 776 \text{ g cm}^{-2}$  gesetzt wurde.

Zum Vergleich mit den anderen Parametrisierungen werden die Ergebnisse des freien Fits für den Datensatzes mit  $n_{ch} \geq 16$  benutzt:

$$a_\mu = (1.47 \pm 0.43) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}$$

$$\lambda = (773 \pm 57) \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2}.$$

In Abbildung 87 kann man erkennen, daß die Exponentialfunktion innerhalb der Fehler mit den Meßwerten verträglich ist, jedoch berücksichtigt sie natürlich nicht den “Bauch”, den man in den Datenpunkten erkennen kann. Nach [3] ist die Beschreibung der vertikalen Myonintensität durch die Exponentialfunktion für sehr große Tiefen möglich. Tatsächlich ist der Parameter  $\lambda$  eine Funktion der Tiefe. In [3] wird der Wert für  $\lambda$  wie in der Tabelle 17 angegeben. Da hier die Tiefe zwischen  $\sim 1\,500$  und  $6\,500$  mwe lag, liegt der ermittelte Wert innerhalb der Erwartung.

Tiefe [mwe]	$\lambda$ $\cdot 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$
3 000	625
6 000	825
10 000	900

Tabelle 17: Die in [3] angegebenen Werte für  $\lambda$  für verschiedenen Tiefen.

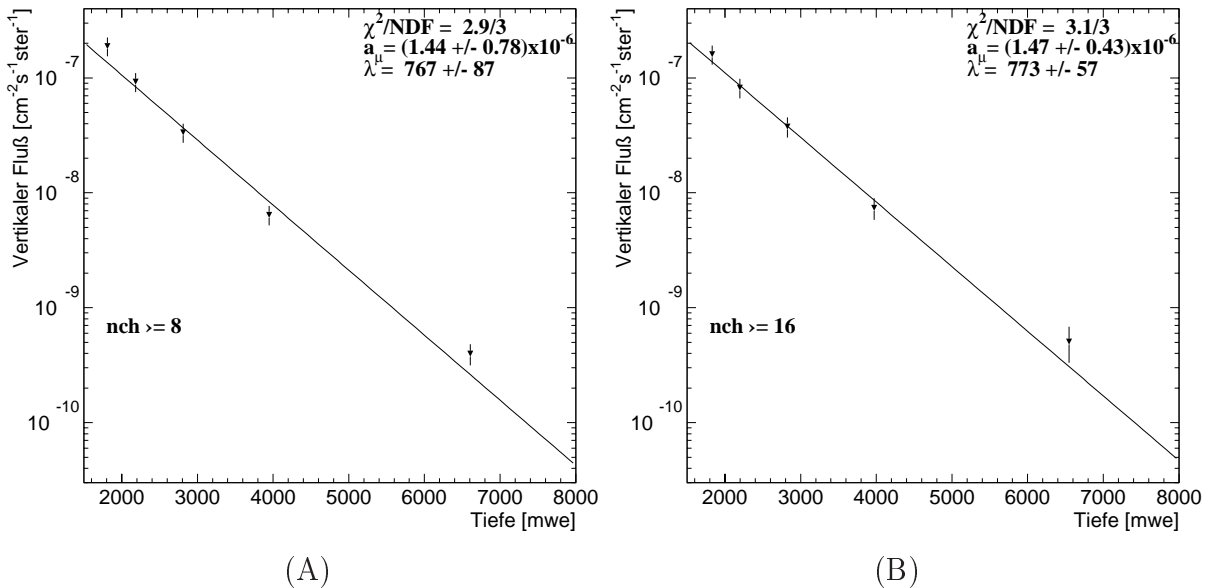


Abbildung 87: Der Fit der Exponentialfunktion an den Datensatz mit  $n_{\text{ch}} \geq 8$  (A) und  $n_{\text{ch}} \geq 16$  (B). Die Fehler sind dabei so skaliert, daß das  $\chi^2$  gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist.

### 13.1.11 Fit der Fréjusfunktion

Ebenso wie oben die Exponentialfunktion, wird hier die Fréjusfunktion (81) an die Datensätze gefittet. Zunächst werden wieder beide Parameter  $a_\mu$  und  $\lambda$  frei variiert. Daraus ergeben sich die Werte in Tabelle 18. Im Gegensatz zur Exponentialfunktion liegen die gefitteten Parameter nun weiter auseinander.

Im nächsten Schritt wurde  $\lambda = 1391 \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2}$  festgehalten und der Parameter  $a_\mu$  gefittet. So ergeben sich die Werte in Tabelle 19. Die größte Abweichung vom gewichteten

nch ≥	$a_\mu$ $\cdot 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$\lambda$ $\cdot 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$
8	$1.24 \pm 0.25$	$1336 \pm 59$
10	$1.03 \pm 0.13$	$1367 \pm 26$
12	$0.93 \pm 0.19$	$1400 \pm 66$
14	$0.85 \pm 0.27$	$1443 \pm 108$
16	$0.88 \pm 0.15$	$1459 \pm 61$
18	$0.88 \pm 0.17$	$1489 \pm 58$
∅	$0.96 \pm 0.07$	$1391 \pm 19$

Tabelle 18: Für verschieden Schnitte auf die Kanalmultiplizität gibt diese Tabelle die Werte der gefitteten Fréjusfunktion an. Hierbei waren jeweils beide Parameter frei. Die Fehler der Meßpunkte wurden so skaliert, daß das  $\chi^2$  der Anzahl der Freiheitsgrade entsprach.

Mittelwert beträgt hier  $\sim 15\%$ .

nch ≥	$a_\mu$ $\cdot 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$
8	$1.03 \pm 0.06$
10	$0.95 \pm 0.03$
12	$0.95 \pm 0.04$
14	$0.99 \pm 0.07$
16	$1.07 \pm 0.05$
18	$1.15 \pm 0.05$
∅	$1.00 \pm 0.02$

Tabelle 19: In dieser Tabelle sind die Werte für  $a_\mu$  angegeben, wobei  $\lambda = 1391 \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2}$  gesetzt wurde.

Aus Tabelle 18 erhält man die Werte für  $a_\mu$  und  $\lambda$  bei  $\text{nch} \geq 16$  mit:

$$a_\mu = (0.88 \pm 0.15) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}$$

$$\lambda = (1459 \pm 61) \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2}.$$

Der Fit an den Datensatz mit  $\text{nch} \geq 8$  (A) und  $\text{nch} \geq 16$  (B) ist in Abbildung 88 gezeigt. Die Fréjusfunktion kann die gemessenen Punkte sehr gut beschreiben.



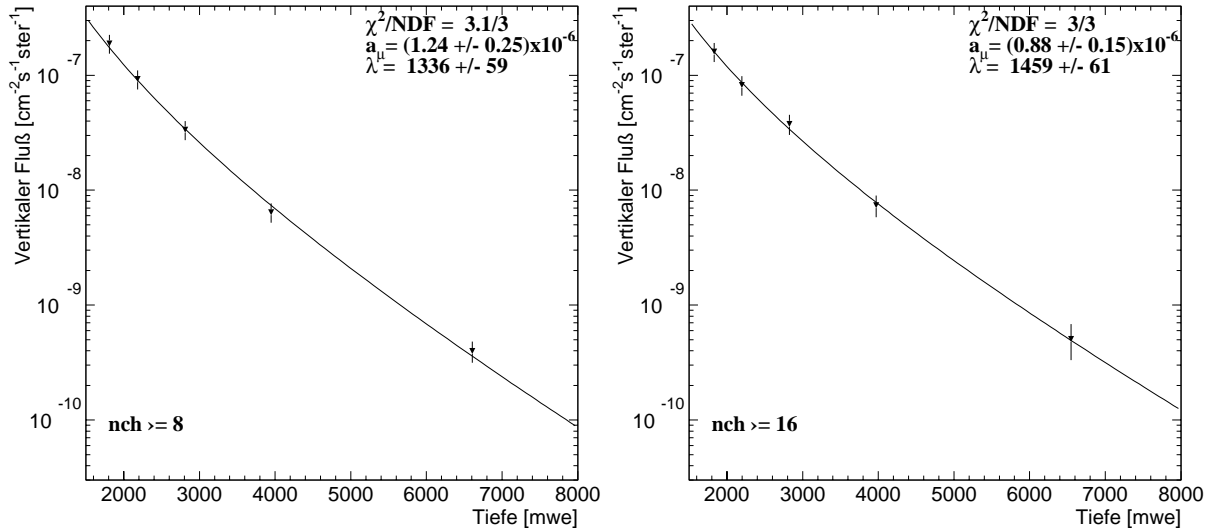


Abbildung 88: Die Fréjusfunktion wurde an den Datensatz mit  $n_{ch} \geq 8$  (A) und  $n_{ch} \geq 16$  (B) gefittet. Die Fehler sind dabei so skaliert, daß das  $\chi^2$  gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist.

### 13.1.12 Fit der Macrofunktion

Da die Macrofunktion (82) drei Parameter besitzt, kann sie erwartungsgemäß die gemessenen Daten am besten beschreiben. Hier wurde nun beim Fitten, wie in Kapitel 13.1.9 beschrieben, vorgegangen. Zunächst wurden in einem freien Fit die drei Parameter für jeden Datensatz bestimmt, anschließend wurden zwei der drei Parameter festgehalten. Hierbei gibt die Schwankung des freien Parameters wiederum eine Aussage über die Unterschiedlichkeit der Datensätze.

nch	$a_\mu$	$\lambda$	$\alpha$
$\geq$	$\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$\cdot 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$	
8	$5.97 \pm 3.31$	$1739 \pm 270$	$2.68 \pm 0.09$
10	$7.28 \pm 2.65$	$1571 \pm 179$	$2.39 \pm 0.08$
12	$7.42 \pm 5.60$	$1549 \pm 395$	$2.32 \pm 0.14$
14	$12.20 \pm 4.16$	$1284 \pm 712$	$1.84 \pm 0.31$
16	$8.92 \pm 2.96$	$1453 \pm 612$	$2.00 \pm 0.25$
18	$13.85 \pm 3.12$	$1227 \pm 398$	$1.56 \pm 0.22$
$\emptyset$	$9.2 \pm 1.4$	$1557 \pm 127$	$2.40 \pm 0.05$

Tabelle 20: Für verschiedene Schnitte auf die Kanalmultiplizität gibt diese Tabelle die Werte der drei Parameter der Macrofunktion (82) an.

Im freien Fit ergeben sich die Werte der Tabelle 20. Hier erkennt man eine starke Schwankung (bis zu einem Faktor 2) der Werte zwischen den einzelnen Datensätzen. Da jedoch die Parameter miteinander korreliert sind, läßt sich so nicht abschätzen, wie gut die Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Datensätzen tatsächlich ist. Daher wurde der

Fit mit festem  $\lambda = 1557 \cdot 10^2$  m und  $\alpha = 2.4$  wiederholt. Die Ergebnisse für  $a_\mu$  sind in Tabelle 21 festgehalten. Hier erkennt man, daß die Unterschiede zwischen den Datensätzen nur sehr klein sind. Nimmt man den Wert für  $n_{ch} \geq 16$  als Referenz, so liegen die Abweichungen unter 10 %. Die maximale Abweichung vom gewichteten Mittelwert beträgt etwa 14 %. Grundsätzlich ist der Fit an jeden Datensatz ein gleichberechtigtes Ergebnis. Wie in den anderen Fällen auch, wird hier der Datensatz mit  $n_{ch} \geq 16$  gewählt, wobei die Schwankungen für  $a_\mu$  mit dem angegebenen Fehler verträglich sind. Der Fit ist in Abbildung 89 (A) und (B) für zwei Datensätze zu sehen. Mit der Macrofunktion gelingt es gut, die Daten des Experimentes zu beschreiben. Als Ergebnis ergibt sich hier:

$$\begin{aligned} a_\mu &= (0.89 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \\ \lambda &= (1453 \pm 612) \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2} \\ \alpha &= 2.0 \pm 0.25. \end{aligned}$$

Bemerkenswert ist, daß der für die Fréjusfunktion fixierte Parameter  $\alpha=2.0$  gefittet wurde. Damit ergeben sich auch für die beiden anderen Parameter Werte, die direkt mit den dort gefitteten vergleichbar sind.

$n_{ch}$ $\geq$	$a_\mu$ $\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}]$
8	$8.36 \pm 0.33$
10	$7.65 \pm 0.22$
12	$7.65 \pm 0.41$
14	$7.88 \pm 0.72$
16	$8.41 \pm 0.68$
18	$8.99 \pm 0.80$
$\emptyset$	$7.91 \pm 0.16$

Tabelle 21: In dieser Tabelle sind die Werte des Parameters  $a_\mu$  aufgetragen, die erhalten werden, wenn man die beiden anderen Parameter der Macrofunktion  $\lambda = 1557 \cdot 10^2$  m und  $\alpha = 2.4$  festhält.

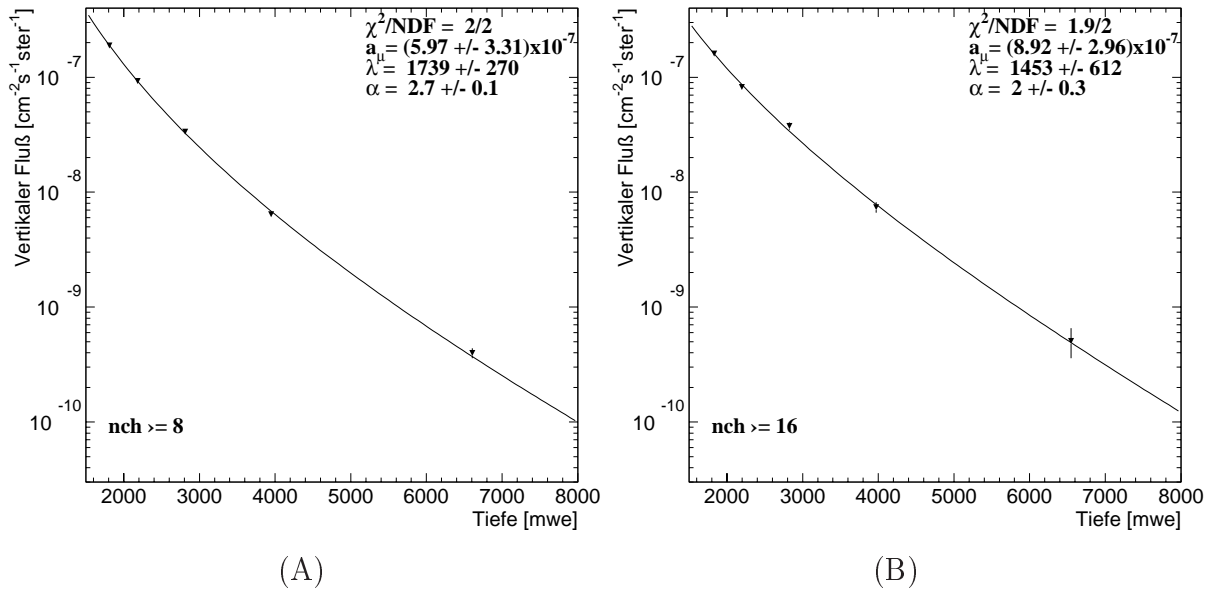


Abbildung 89: Der Fit der Macrofunktion an den Datensatz mit  $n_{ch} \geq 8$  und 16. Die Fehler sind dabei so skaliert, daß das  $\chi^2$  gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist.

### 13.1.13 Überprüfung der Stabilität

Um die Stabilität der Messung der vertikalen Intensität zu überprüfen, wurde die gesamte Analyse zusätzlich mit zwei anderen Intervalleinteilungen wiederholt. Hierzu wurde der Bereich in  $\cos(\theta) = [0, 1]$  in 5 und 7 gleich große Intervalle aufgeteilt. Dabei wird jeweils das letzte horizontale Intervall nicht benutzt. Es verbleiben also 4 und 6 Meßwerte. Die erhaltenen Meßwerte sind für die Bedingung  $n_{ch} \geq 16$  in Abbildung 90 dargestellt.

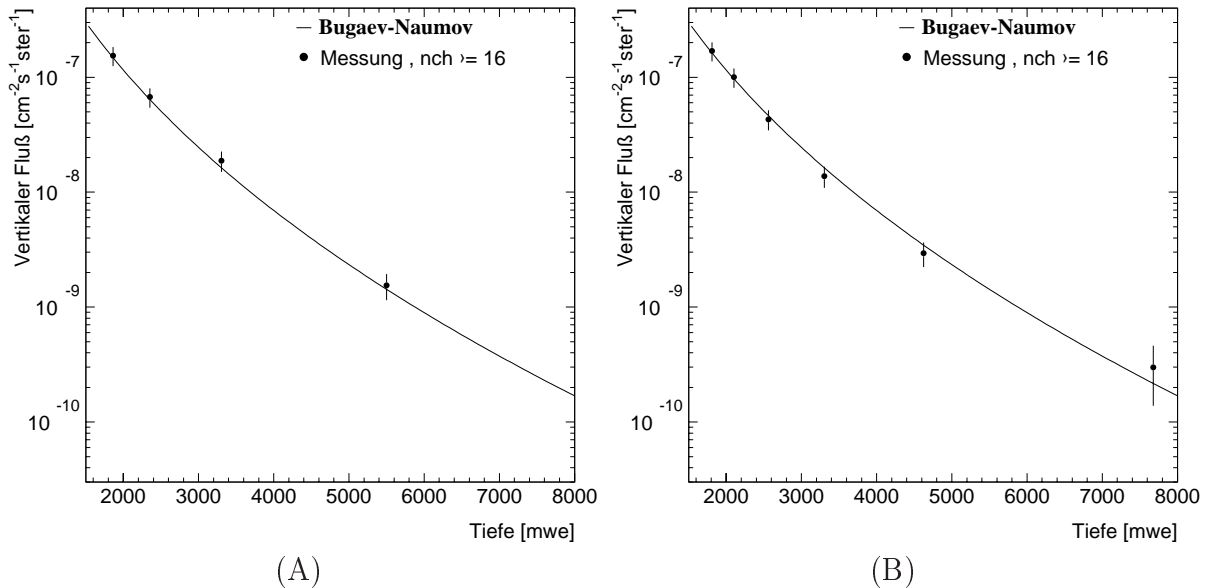


Abbildung 90: Die Messung der vertikalen Intensität mit 4 (A) und 6 Meßpunkten (B) und die Erwartung nach Bugaev-Naumov. Hier sind die unskalierten Fehler gezeigt.

Anschließend wurde die Macrofunktion, wie in Kapitel 13.1.12 beschrieben, an die erhaltenen Meßpunkte gefittet. In der Tabelle 22 sind die Ergebnisse für  $a_\mu$  bei  $\lambda = 1557 \cdot 10^2 \text{ m}$  und  $\alpha = 2.4$  aufgeführt. Zum besseren Vergleich wurden die Ergebnisse für die verschiedenen Intervalle nebeneinander gestellt. Gut zu erkennen ist die Übereinstimmung der Werte. Die Entfaltung sowie die Korrekturen aus dem Monte-Carlo werden über einen weiten Bereich der Variation gut beherrscht und liefern weitgehend gleiche Ergebnisse. Im folgenden werden noch die Ergebnisse des Fits mit drei freien Parametern angeführt. Für  $n_{ch} \geq 16$  und 5 Intervalle ergibt der Fit:

$$\begin{aligned} a_\mu &= (0.79 \pm 2.6) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \\ \lambda &= (1517 \pm 190) \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2} \\ \alpha &= 2.0 \pm 0.13, \end{aligned}$$

und für  $n_{ch} \geq 16$  und 7 Intervalle:

$$\begin{aligned} a_\mu &= (0.02 \pm 0.06) \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1} \\ \lambda &= (6439 \pm 351) \cdot 10^2 \text{ g cm}^{-2} \\ \alpha &= 3.9 \pm 0.2. \end{aligned}$$

Wie man erkennt, liefert der Datensatz mit den vier Meßpunkten auch bei dem freien Fit ein Ergebnis, welches mit dem Datensatz mit fünf Meßpunkten vergleichbar ist. Dieser Fit ist in Abbildung 91 (A) dargestellt. In dem Datensatz mit sechs Meßpunkten wird der Fit stark durch den tiefsten Meßpunkt beeinflusst. Daher kann bei dem freien Fit keine Übereinstimmung in den Parametern gefunden werden. Allerdings hat man bei dem Fit mit den festgehaltenen Größen  $\lambda$  und  $\alpha$  gesehen, daß auch dieser Datensatz gut mit den

anderen Datensätzen vergleichbar ist. Die Meßwerte des freien Fits liefern daher keinen Widerspruch zu den vorherigen Ergebnissen. Abbildung 91 (B) zeigt den Fit mit den festgehaltenen Parametern  $\lambda$  und  $\alpha$  für  $n_{ch} \geq 16$ .

Insgesamt wurden hier die Messungen über einen weiten Bereich in der Triggerbedingung und für verschiedene Intervallteilungen durchgeführt. Da die jeweiligen Abweichungen alle innerhalb des abgeschätzten systematischen Fehlers von 20 % liegen, kann die Feststellung getroffen werden, daß das Experiment auf diesem Niveau gut von dem Monte-Carlo beschrieben wird. Im Rahmen eines Fehlers von 20 % ist die vertikale Myonintensität von *AMANDA*, wie hier demonstriert wurde, gut meßbar.

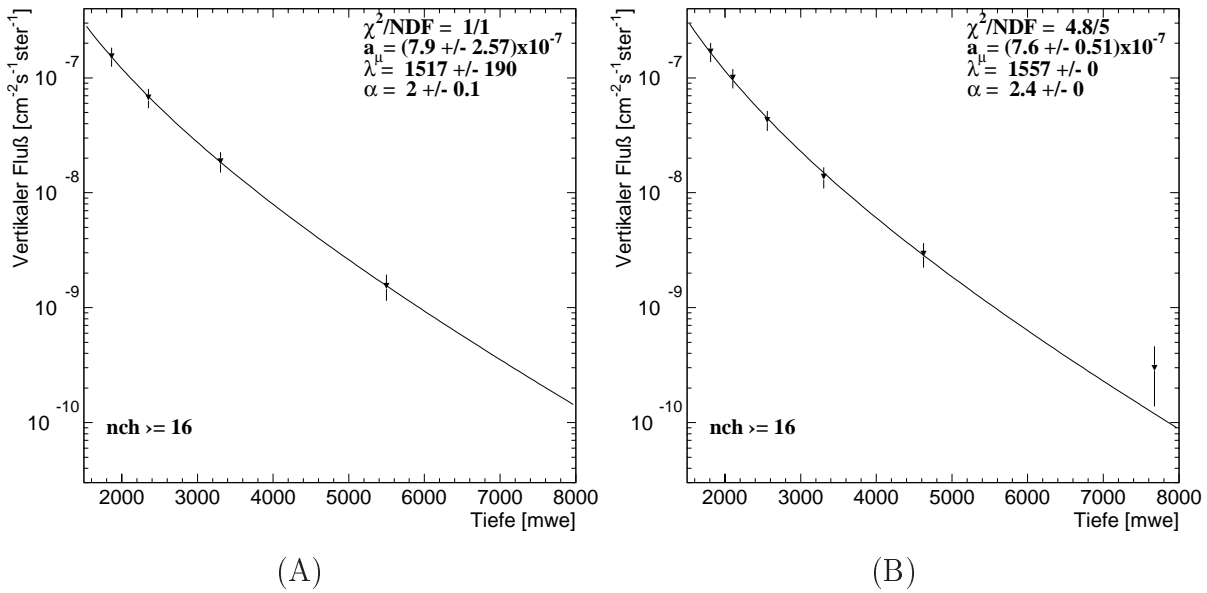


Abbildung 91: Der Fit der Macrofunktion an die Meßwerte mit 4 (A) und 6 Meßpunkten (B) und  $n_{ch} \geq 16$ . In (B) wurde dabei  $\lambda = 1557 \cdot 10^2$  m und  $\alpha = 2.4$  gesetzt.

nch $\geq$	5 Intervalle	6 Intervalle	7 Intervalle
	$a_\mu$ $\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$a_\mu$ $\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$a_\mu$ $\cdot 10^{-7} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$
8	$7.93 \pm 0.87$	$8.36 \pm 0.33$	$7.63 \pm 1.34$
10	$7.72 \pm 0.15$	$7.65 \pm 0.22$	$7.03 \pm 0.90$
12	$7.86 \pm 0.49$	$7.65 \pm 0.41$	$7.09 \pm 0.66$
14	$8.12 \pm 0.91$	$7.88 \pm 0.72$	$7.22 \pm 0.65$
16	$8.64 \pm 1.01$	$8.41 \pm 0.68$	$7.60 \pm 0.51$
18	$9.20 \pm 1.48$	$8.99 \pm 0.80$	$7.73 \pm 0.38$
$\emptyset$	$7.78 \pm 0.14$	$7.91 \pm 0.16$	$7.49 \pm 0.24$

Tabelle 22: Die komplette Analyse wurde für 5, 6 und 7 gleichgroße Intervalle in  $\cos(\theta)$  durchgeführt. Diese Tabelle gibt die Werte des Parameters  $a_\mu$  des Macrofits (82) bei festgehaltenem  $\lambda = 1557 \cdot 10^2$  m und  $\alpha = 2.4$  an. Der Mittelwert ist jeweils der gewichtete Mittelwert.

### 13.1.14 Bestimmung des Energieverlustparameters $b_{eff}$

nch $\geq$	$I_0$ [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ster <sup>-1</sup> ]	$b_{eff}$ ·10 <sup>-6</sup> [g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup> ]
8	5.01 ± 0.01	3.08 ± 0.06
10	5.01 ± 0.01	3.18 ± 0.03
12	5.01 ± 0.01	3.15 ± 0.06
14	4.98 ± 0.20	2.70 ± 1.55
16	5.04 ± 0.13	2.94 ± 0.09
18	5.03 ± 0.01	2.78 ± 0.10
∅	5.01 ± 0.005	3.12 ± 0.02

Tabelle 23: Für verschieden Schnitte auf die Kanalmultiplizität gibt diese Tabelle die Werte für den Normierungsparameter und den effektiven Energieverlustparameter  $b_{eff}$  an.

Bedenkt man, daß es für jede Tiefe eine Mindestenergie gibt, ab der die Myonen diese Tiefe erreichen können, so kann man dies ausnutzen, um die vertikale Intensität zu parametrisieren. Nach [29], [3] und [64] ergibt sich:

$$I_v(h) = I_0 \cdot \left( \frac{E_{krit}(h)}{GeV} \right)^{-\gamma} = I_0 \cdot \left( \frac{a}{b_{eff} GeV} \cdot [e^{(hb_{eff})} - 1] \right)^{-\gamma}. \quad (83)$$

Hierbei ist  $I_0$  ein Normierungsparameter mit der Einheit (GeV<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ster<sup>-1</sup>),  $a \approx 1.99$  MeV/(g/cm<sup>2</sup>) ist der Energieverlust durch Ionisation und  $\gamma \approx 2.78$  [64] der Spektralindex. Die Energie  $E_{krit}(h)$  (siehe Formel (35)) ist die minimale Energie, die benötigt wird, um die Tiefe  $h$  zu erreichen. Die Tiefe ist in Wasserequivalenten gegeben. Die Größe  $b$  in Einheiten (g/cm<sup>2</sup>)<sup>-1</sup> ist der Energieverlust durch die stochastischen Energieverlustprozesse. Ist  $e^{(hb_{eff})} \gg 1$ , so kann man hieraus auch die vorige Exponentialfunktion ableiten:

$$I_v(h) = B e^{(-b_{eff} \gamma h)}. \quad (84)$$

Für eine Tiefe zwischen 1 500–6 500 mwe ist  $e^{(hb_{eff})} \gg 1$  aber noch nicht gegeben, was erklärt warum der Exponentialfit nicht gut zu den Daten paßt.

Vernachlässigt man die Energieabhängigkeit von  $b$ , so kann man ein  $b_{eff}$  für die Energieverteilung der atmosphärischen Myonen erhalten. Zunächst wurden wieder, wie beim Fitten der anderen Funktionen, beide Parameter frei gelassen. Hierbei ergeben sich die Werte der Tabelle 23. Für zwei Datensätze ist der Fit in Abbildung 92 dargestellt. Anschließend wurde  $I_0 = 5.04$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> ster<sup>-1</sup> festgehalten und der Fit an die Datensätze mit 4, 5 und 6 Meßpunkten wiederholt. Hieraus erhält man Tabelle 24. Es wird deutlich, daß der gefittete Wert für den Energieverlust nicht stark von dem Normierungsparameter abhängt. Für den Datensatz mit 5 Meßpunkten hat sich im Vergleich zu Tabelle 23 bei  $nch \geq 8, 10, 12, 16$  und  $18$  der Parameter  $b_{eff}$  nicht verändert. Betrachtet man die Zeilen für  $nch \geq 10$  und darunter, so fällt auf, daß die Werte von links nach rechts zunehmen. Dies korrespondiert damit, daß der letzte Meßpunkt jeweils tiefer wandert. So ist es wahrscheinlich, daß man den Effekt des härter werdenden Spektrums sieht. Ebenso wurde die Auswirkung eines höheren  $a$  studiert. Tatsächlich ist die Annahme für

$a \approx 1.99 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  nach [4] zu klein. Dort wird ein Wert von  $a \approx 2.5 \text{ MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)$  eingesetzt. Dies führt zu einem  $b_{eff} = (2.9 \pm 0.3) \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2$  für  $nch \geq 16$ . Wie man sieht, ist der Wert relativ unabhängig von Änderungen in  $a$ .

Als Messung wird der Wert für 5 Meßpunkte und  $nch \geq 16$  angegeben:

$$b_{eff} = (2.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2.$$

Da die minimale Energie eines Myons zum Erreichen des Detektors  $\sim 400 \text{ GeV}$  beträgt, liegt der ermittelte Wert, wie man aus Abbildung 11 entnehmen kann, innerhalb der Erwartung,

nch $\geq$	4 Meßpunkte $b_{eff}$ $\cdot 10^{-6} [\text{g}^{-1} \text{cm}^2]$	5 Meßpunkte $b_{eff}$ $\cdot 10^{-6} [\text{g}^{-1} \text{cm}^2]$	6 Meßpunkte $b_{eff}$ $\cdot 10^{-6} [\text{g}^{-1} \text{cm}^2]$
8	$3.22 \pm 0.14$	$3.08 \pm 0.06$	$3.05 \pm 0.28$
10	$3.17 \pm 0.02$	$3.18 \pm 0.03$	$3.24 \pm 0.23$
12	$3.10 \pm 0.05$	$3.15 \pm 0.07$	$3.23 \pm 0.17$
14	$3.00 \pm 0.10$	$3.06 \pm 0.12$	$3.23 \pm 0.16$
16	$2.86 \pm 0.08$	$2.94 \pm 0.09$	$3.18 \pm 0.12$
18	$2.65 \pm 0.10$	$2.78 \pm 0.10$	$3.19 \pm 0.09$
$\emptyset$	$3.13 \pm 0.02$	$3.12 \pm 0.02$	$3.19 \pm 0.06$

Tabelle 24: Mit  $I_0 = 5.04 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ ster}^{-1}$  wurde an die verschiedenen Datensätze die Formel (83) gefittet und der Parameter  $b_{eff}$  bestimmt. Der gewichtete Mittelwert in der letzten Zeile dient nur zum besseren Vergleichen der einzelnen Spalten.

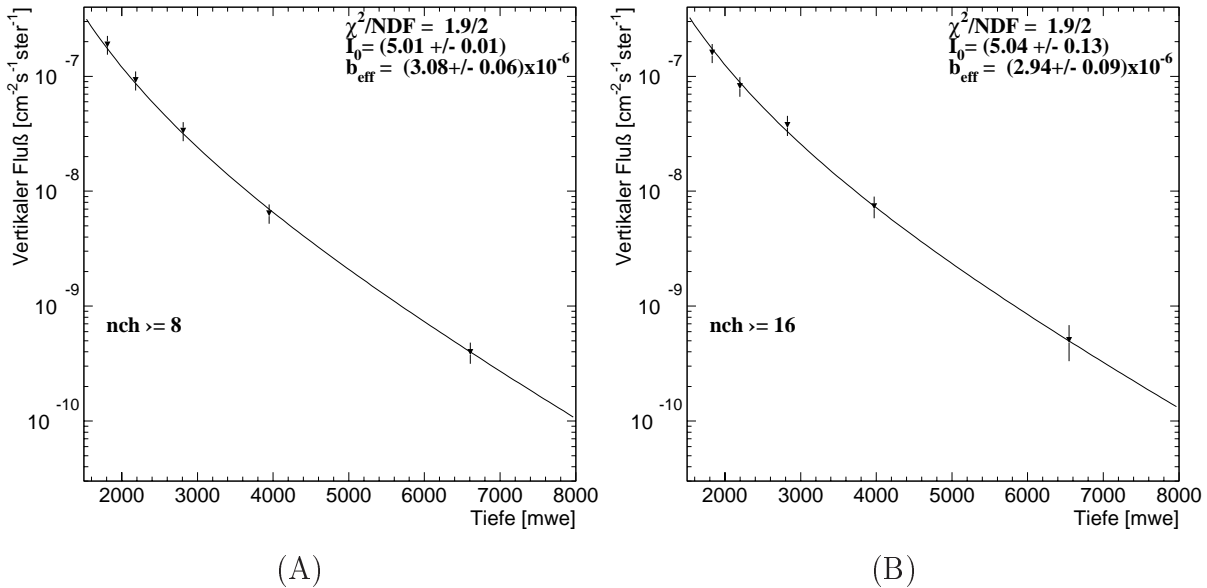


Abbildung 92: An die Meßwerte für  $nch \geq 8$  (A) und  $nch \geq 16$  (B) wurden der Energieverlustparameter  $b_{eff}$  und die Normierungskonstante gefittet. Die Fehler sind dabei so skaliert, daß das  $\chi^2$  gleich der Anzahl der Freiheitsgrade ist.

### 13.1.15 Bestimmung der Detektortiefe

Jeder der Datensätze kann benutzt werden, um diejenige Detektortiefe zu berechnen, für die der gemessene Fluß am wenigsten von der Erwartung nach Bugaev-Naumov abweicht. Hierzu wird das Detektorzentrum in einem Bereich von 1700–1850 m variiert und jeweils für jedes Intervall in  $\cos(\theta)$  die Materialtiefe  $h$  in mwe neu berechnet. Anschließend wird ein  $\chi^2$  gemäß nachfolgender Formel berechnet:

$$\chi^2 = \sum_{\text{Intervalle}} \frac{(\phi(\theta = 0, h) - \phi_{\text{Bugaev}}(\theta = 0, h))^2}{\Delta\phi(\theta = 0, h)^2}. \quad (85)$$

Dies ist für ein Beispiel in Abbildung 93 dargestellt. Führt man dies für alle sechs Datensätze durch, so erhält man die Werte der Tabelle 25. Die mittlere Tiefe von  $(1768 \pm 41)$  m entspricht recht gut der tatsächlich angenommenen Tiefe von 1755 m für die Lage des Detektorzentrums von *AMANDA-B4*. Die Abweichung liegt bei  $\sim 1\%$ . In Tabelle 25 ist die maximale Abweichung von dem Detektorzentrum 3 %. Dies zeigt, daß aus der Analyse der Myondaten auch Detektorparameter bestimmt werden können. Dieses Ergebnis bestätigt damit den momentan als richtig angenommenen Wert von 1755 m als Detektorzentrum, gegenüber dem vorherigen von 1730 m.

nch $\geq$	Tiefe [m]
8	1785
10	1810
12	1800
14	1770
16	1740
18	1700
$\emptyset$	$1768 \pm 41$

Tabelle 25: Für die verschiedenen Datensätze wurde die Tiefe des Detektorzentrums mit der kleinsten Abweichung zum erwarteten Fluß bestimmt.



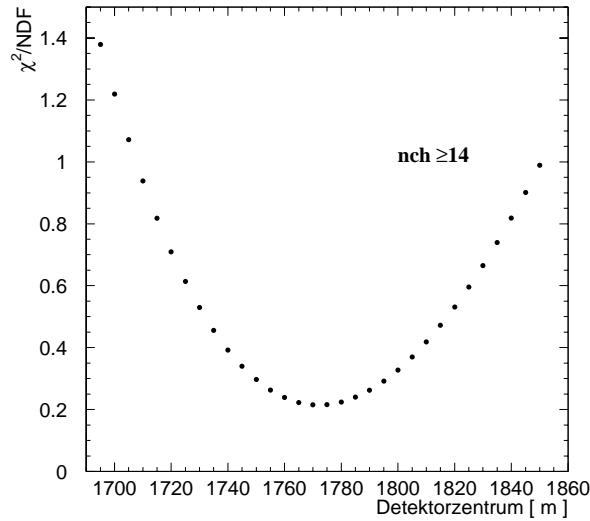


Abbildung 93: Der Fit der Lage des Detektorzentrums. Für verschiedene Lagen des Detektorzentrums wird das  $\chi^2$  zwischen der Erwartung für den vertikalen Fluß nach Bugaev-Naumov und der Messung berechnet.

### 13.1.16 Zusammenfassung

Aus den Daten eines Tages des *AMANDA*-Experimentes wurde die vertikale Myonintensität im Bereich von 1 800–6 600 mwe gewonnen. Da die Messung nicht ohne Monte-Carlo-Korrekturen auskommt, wurden die Anforderungen an die Ereignisse, die zum Ermitteln der Intensität herangezogen wurden, über einen weiten Bereich variiert sowie drei verschiedene Aufteilungen in  $\cos(\theta)$  vorgenommen. Durch diese vielfältigen Variationen konnte die Robustheit der Messung belegt werden. Dabei zeigte sich, daß die jeweils erhaltenen Werte die Erwartung nach Bugaev-Naumov im Rahmen der Fehler erfüllen.

Fit	$a_\mu$ $\cdot 10^{-6} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1}]$	$\lambda$ $\cdot 10^2 [\text{g cm}^{-2}]$	$\alpha$
exp (80)	$1.47 \pm 0.43$	$773 \pm 57$	%
fréjus (81)	$0.88 \pm 0.15$	$1459 \pm 61$	2.
macro (82)	$0.89 \pm 0.30$	$1453 \pm 612$	$2.0 \pm 0.25$

Tabelle 26: Zusammenstellung der Ergebnisse der Fits der drei verschiedenen Funktionen an die experimentellen Daten eines Tages des *AMANDA*-Detektors. Eine graphische Darstellung findet sich in Abbildung 94.

Die erhaltenen Werte wurden mit einer einfachen Exponentialfunktion und zwei empirischen Funktionen gefittet. Ein Vergleich mit Literaturwerten in Tabelle 14 zeigt, daß keine Übereinstimmung mit den dort zitierten Zahlenwerten gefunden werden kann. Dies ist jedoch nicht weiter verwunderlich, da diese Daten andere Tiefen und anderes Material beschreiben. Stattdessen konnte, im Rahmen der Fehler, die Übereinstimmung mit der Erwartung nach Bugaev-Naumov graphisch (siehe Abbildung 86) gezeigt werden. Die

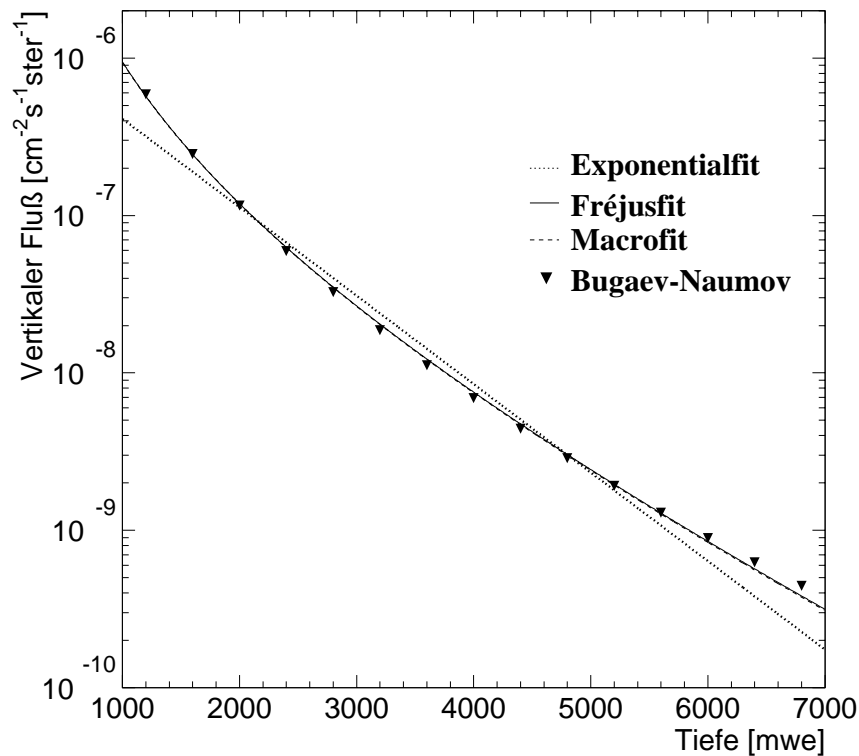


Abbildung 94: Die drei an die gemessene Myonintensität gefitteten Funktionen (siehe Tabelle 26) im Tiefenbereich von 1500 bis 7000 mwe, im Vergleich mit der Berechnung nach Bugaev-Naumov.

Tabelle 26 stellt die gefitteten Parameter zusammen, die in Abbildung 94 im Vergleich zu den Werten von Bugaev-Naumov dargestellt sind. Hier ist zu erkennen, daß der Macro- und der Fréjusfit nahezu das gleiche Ergebnis liefern und die Erwartung nach Bugaev-Naumov bestätigen. Die Abweichungen im Bereich über 6000 mwe liegen unter  $\sim 20\%$ , also im Rahmen der angenommenen systematischen Unsicherheit. Lediglich der Exponentialfit kann, wie erwartet, die Kurve nach Bugaev-Naumov nicht gut beschreiben, liefert aber im Bereich von 2000–5000 mwe immer noch eine gute Abschätzung des vertikalen Myonflusses. In Abbildung 95 wird meine Messung mit Messungen der Baikalkollaboration und der Dumand-Kollaboration zusammengestellt. Dabei wurde von Dumand der Fluß direkt in der jeweiligen Tiefe bestimmt, also ohne Konvertierung eines Winkels in eine Tiefe. Die Messung der Baikalkollaboration scheint eine systematisch stärkere Krümmung zu haben als dies die Erwartung gemäß Bugaev-Naumov nahelegt.

Der effektive Energieverlustparameter wurde zu  $b_{eff} = (2.94 \pm 0.09) \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$  bestimmt. Dieser Wert ist im Zusammenhang mit der Monte-Carlo-Simulation des Myonsignals von Wichtigkeit, da gezeigt werden kann, daß das Energiespektrum der Myonen in einer bestimmten Tiefe nur abhängig von den Energieverlustparametern  $a$  und  $b_{eff}$  sowie dem Spektralindex  $\gamma$  ist [64]. Einen direkten Einfluß hat dieser Parameter z. B. auf die berechnete Anzahl von Myonen aus atmosphärischen Neutrinos (siehe Kapitel 3.5).

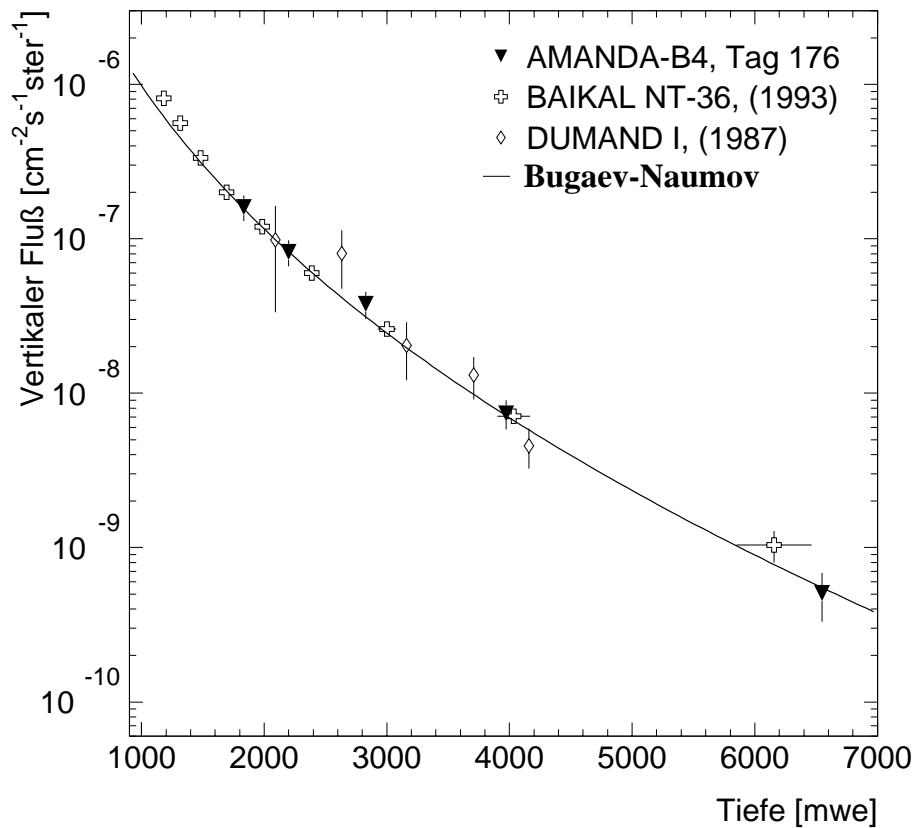


Abbildung 95: Vergleich des in dieser Untersuchung gemessenen vertikalen Myonflusses mit den Messungen von *Baikal NT-36* und dem *Dumand*-Prototyp [25].

Durch eine Minimierung des Unterschiedes zwischen der Erwartung nach Bugaev-Naumov und der Messungen des vertikalen Myonflusses, wurde die Tiefe des Detektorzentrums zu  $1768 \pm 41$  m bestimmt. Dies entspricht gut der tatsächlich angenommenen Tiefe des Detektorzentrums bei 1755 m. Durch den großen Fehler ist man momentan noch nicht in der Lage, mehr als eine Bestätigung der durch die Kalibration des Detektors ermittelten Tiefe zu geben. Allerdings ist es natürlich ein hervorragender Test, um innerhalb der Analyseketten systematische Fehler aufzudecken.

Da diese Untersuchungen wegen der Ungenauigkeit der Rekonstruktion auf die Nutzung von wenigen Intervallen in  $\cos(\theta)$  beschränkt waren, wäre es wünschenswert, den Winkelfehler durch Schnitte auf die Rekonstruktionsparameter zu verbessern, um ein feineres Binning zu erlauben. Da dies mit einem massiven Verlust an Ereignissen verbunden ist, ist nicht klar, ob hierdurch wirklich eine Verbesserung erreicht werden könnte. In dieser Analyse wurde eine Triggerschwelle von etwa 20 GeV angenommen. Dies ist natürlich nicht für jede der oben verwendeten Triggerbedingungen korrekt. Für eine Triggerschwelle von acht Kanälen liegt man unterhalb dieses Wertes, für eine von achtzehn oberhalb. Hierdurch werden die Flüsse für eine hohe Triggermultiplizität tendenziell größer. Dieser Effekt bleibt jedoch innerhalb der angegebenen systematischen Fehler. Für eine Untersuchung,

die kleinere Fehler als  $\sim 20\%$  haben soll, wäre eine genauere Behandlung der Triggerschwelle nötig. Insgesamt zeigen aber die vorgenommenen Analysen, daß der Detektor und das Medium in einem weiten Bereich gut verstanden sind und mit den vorhandenen Programmen simuliert werden können.

## 14 Bestimmung des Signal- zu Untergrund-Verhältnisses für atmosphärische Neutrinos

In den Kapiteln 11.2 und 12.1 wurde die Anzahl der aus atmosphärischen Neutrinos kommenden Trigger pro Jahr bestimmt. Hier wird nun das Signal (die Myonen aus atmosphärischen Neutrinos) vom Untergrund (den atmosphärischen Myonen) separiert. Im Idealfall eines optimalen Detektors und einer perfekten Rekonstruktion beschränkt sich diese Aufgabe auf das Finden von nach oben laufenden (Signal) und das Verwerfen von nach unten laufenden Myonen (Untergrund). Da die Rekonstruktion mit einem gewissen Fehler behaftet ist, ist diese Trennung in der Praxis nicht trivial. Erschwerend kommt hinzu, daß die Rate der atmosphärischen Myonen um ein Vielfaches größer ist als die der Myonen aus atmosphärischen Neutrinos ( $\mathcal{O}(10^5-10^6)$ ). Daher muß man Schnitte auf die Rekonstruktionsparameter entwickeln, die es vermögen, die in die untere Hemisphäre fehlrekonstruierten Myonenereignisse zu unterdrücken. Gleichzeitig sollen diese Schnitte möglichst wenig Signal wegschneiden. In [58] ist eine solche Untersuchung durchgeführt worden. Dort zeigte sich, daß ein wichtiger Schnittparameter die Anzahl der direkten Treffer ( $n_{\text{direkt}}$ ) ist. Ein direkter Treffer ist dabei ein Treffer mit einem kleinen Zeitresiduum (typischerweise 15–75 ns). Die Idee ist, viele weitgehend ungestreute Photonen als Informationsträger zu verwenden, um eine gute Zeit- und damit Richtungsinformation zu erhalten. Neben der klassischen Methode, eine Serie von aufeinanderfolgenden Schnitten anzuwenden, wurde in [13] ein neuronales Netz trainiert, um anhand der Rekonstruktionsparameter eine möglichst optimale Trennung von Signal und Untergrund zu erreichen. Die dabei erzielten Erfolge sind vielversprechend, wobei eine Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnis von ungefähr fünf gegenüber der klassischen Methode erreicht wurde.

Im folgenden wurde trotzdem die klassische Schnittmethode angewandt, da so besser die Übereinstimmung des Monte-Carlos mit den experimentellen Daten überprüft werden kann. Es stehen für diese Untersuchung  $\sim 1.5 \cdot 10^6$  getriggerte Monte-Carlo-Ereignisse zur Verfügung. Dies entspricht in etwa einer Datennahmezeit des Experimentes von einem Tag. Die Anzahl der Monte-Carlo-Ereignisse ist aus drei Gründen beschränkt. Erstens ist die Simulation sehr zeitaufwendig. Die hier verwendeten Trigger entsprechen einer CPU-Zeit von etwa einem Jahr auf einem Pentium-Rechner. Der Großteil der Zeit ( $\sim 70\%$ ) wird dabei für die Berechnung des Myonentransports mit *mudedx* verwendet. Die Detektorsimulation selbst benötigt nur etwa 15% der Rechenzeit. Der zweite Grund ist der, daß es keine Anstrengung der Kollaboration gab, eine größere Monte-Carlo-Simulation für *AMANDA-B4* durchzuführen. So ist die hier verwendete Produktion das, was in Zeuthen vor der Bereitstellung der *AMANDA*-Linux-Farm rechertechisch möglich war. Der dritte und wichtigste Grund ist, daß es, abgesehen von den technischen Schwierigkeiten einer solchen Produktion, aufgrund der noch ungeklärten Probleme im Verständnis des Eises und des Detektors nicht sinnvoll ist, eine wesentlich höhere Anzahl von Ereignissen zu produzieren. Wie man im nachfolgenden sehen wird, stößt man schon bei der Laufzeit von einem Tag auf Unterschiede in den Schnittparametern zwischen der Monte-Carlo-Beschreibung und dem Experiment. Diese Untersuchung soll also eher aufzeigen, wie weit das Verständnis des Detektors momentan reicht, und nicht so sehr versuchen, wirkliche

Neutrिनोकandidaten zu finden.

	Tag 176	Tag 177	Untergrund MC-1	Untergrund MC-2	Signal MC MC
$N_0$	1 965 808	2 151 493	1 469 070	1 126 306	4876
Rate [Hz]	26 <sup>(*)</sup>	25 <sup>(*)</sup>	18	23	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$N_{Rek}$	1 289 368	1 403 723	1 336 064	1 031 413	4876
$\theta \geq 90^\circ$	171 427	194 271	159 640	156 197	2931
Lebenszeit [Tage]	0.9	1.	0.9	0.5	474.5

Tabelle 27: Die ersten beiden Spalten zeigen die experimentellen Daten, die dritte Spalte zeigt das Standard-Monte-Carlo ( $\lambda_{streu,eff} = 23$  m,  $\lambda_{abs} = 100$  m), die vierte Spalte das Monte-Carlo mit 310 m Absorptionslänge und die fünfte Spalte das Signal-Monte-Carlo mit den Standardparametern. Angegeben ist die Anzahl der getriggerten Ereignisse ( $N_0$ ), die Triggerrate, die Anzahl der Ereignisse nach der Rekonstruktion und die Ereignisse, die als von unterhalb des Horizontes kommend, rekonstruiert wurden. Ebenso ist in der letzten Zeile die dem Datensatz entsprechende Lebenszeit angegeben. (\*) Diese Rate entspricht der *AMANDA-B4*-Rate inklusive der externen Trigger. Die *AMANDA-B4*-Rate ist  $\sim 23$  Hz.

Tabelle 27 gibt die Ereigniszahlen und die Lebensdauern der ausgewerteten Datensätze an. Ausgewertet wurden zwei Tage des Experimentes, und zwar die Tage 176 und 177. Mit “Untergrund MC-1” ist der Monte-Carlo-Datensatz, der die Eisparameter  $\lambda_{streu,eff} = 23$  m und  $\lambda_{abs} = 100$  m verwendet, benannt. Dies sind die mit den Kalibrationslichtquellen ermittelten Werte für das Eis. Der Datensatz “Untergrund MC-2” unterscheidet sich von dem ersten durch eine längere Absorptionslänge von  $\lambda_{abs} = 310$  m. Diese Absorptionslänge ist wesentlich größer als man aufgrund der Messungen vertreten kann (siehe Abbildung 24). Hier kann man diesen Datensatz aber benutzen, um zu sehen, welche Änderungen durch eine Variation der Eisparameter zu erwarten sind. Die letzte Spalte gibt die Anzahl der Ereignisse an, die von den atmosphärischen Neutrinos erwartet werden. Hierbei wurden die gleichen Eisparameter wie im Datensatz MC-1 verwendet. Zu beachten ist, daß die Anzahl der Trigger für das Signal einer Lebenszeit von 1.3 Jahren entspricht. Das heißt, daß pro Tag etwa nur 10 Trigger von atmosphärischen Neutrinos für die ganze Hemisphäre erwartet werden. Die Zahlen des Experimentes und des Monte-Carlos sind nicht direkt vergleichbar, da im Experiment durch externe Trigger auch Ereignisse mit weniger als acht getroffenen Modulen enthalten sind. Diese Ereignisse werden dann aber durch die Filterung während der Rekonstruktion effizient unterdrückt, so daß die Zahlen der dritten Zeile Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo zeigen. Sowohl im Datensatz MC-1, als auch im Experiment werden etwa 9–10 % der Ereignisse als von unten kommend rekonstruiert. Dies sind die Ereignisse, die mit geeigneten Schnitten unterdrückt werden müssen.

## 14.1 Die Anwendung von Schnitten

Anhand des Monte-Carlo-Datensatzes “Untergrund MC-1” und des Monte-Carlo-Signaldatensatzes wurden die folgenden Schnitte entwickelt. Diese sind auf eine hohe Unterdrückung des Untergrundes optimiert, bei gleichzeitig hoher Passierrate für das Si-

gnal. In den experimentellen Daten wurde zusätzlich der exklusive *AMANDA-B4* Trigger verlangt.

Im einzelnen sind die Schnitte:

1. mindestens acht getroffene Kanäle ( $n_{ch} \geq 8$ )
2. größte Zeitdifferenz zwischen Nachbarn an einem String größer Null ( $cmadtdr > 0.$ ) (d.h. für alle Nachbarn an einem String gilt, daß das untere Modul vor dem oberen getroffen wurde)
3. rekonstruierter Zenitwinkel 40 Grad unterhalb des Horizonts ( $\theta_{rec} \geq 130^\circ$ )
4. Geschwindigkeitsvektor des Line-Fits übereinstimmend mit einer nach oben laufenden Spur ( $v_z > 0$ )
5. Länge der auf die Spur projizierten direkten Treffer ( $N_{direkt,75}$ ) größer als 50 m ( $L_{N_{direkt,75}} > 50$  m)
6. Anzahl der direkten Treffer ( $-5 \text{ ns} \leq t_{res} \leq 75 \text{ ns}$ ) größer gleich 10 ( $N_{direkt,75} \geq 10$ ).

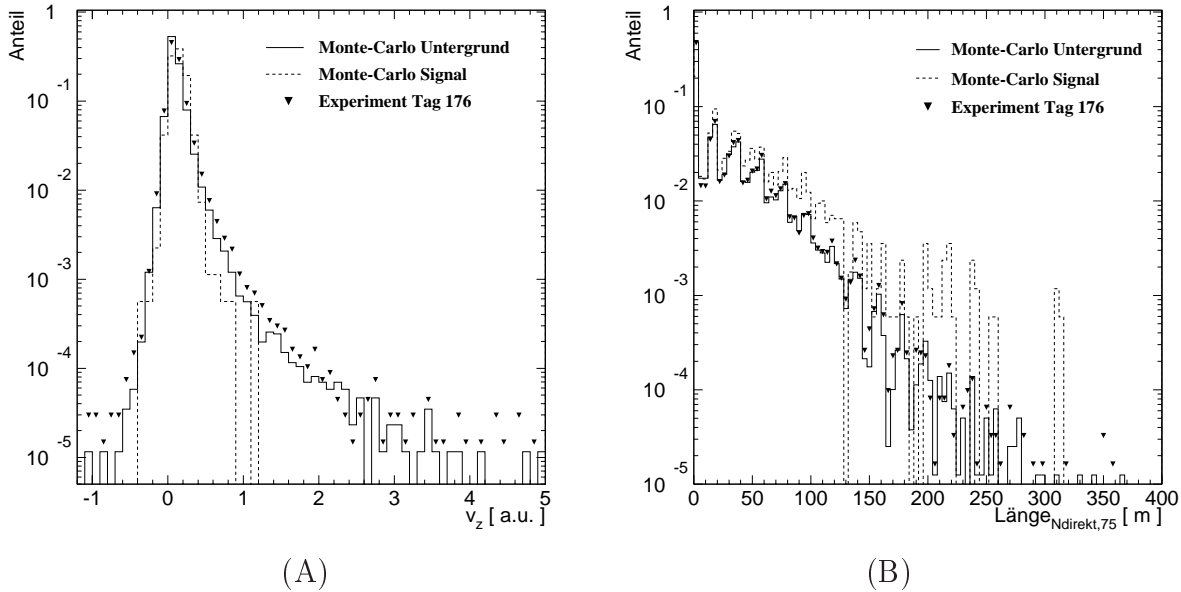


Abbildung 96: Der Parameter  $v_z$  (Geschwindigkeit des Linefits) nach den ersten drei Schnitten für das Signal- und Untergrund-Monte-Carlo sowie den Tag 176 in (A). In (B) die Länge der Projektion der direkten Treffer auf die gefittete Myonenspur nach den ersten vier Schnitten.

Während der Rekonstruktion wird ein sogenanntes “Hit-cleaning”, wie in Kapitel 10.2.3 beschrieben, durchgeführt. Dadurch erhält man Ereignisse, die nicht mehr die Multiplizität acht haben. Der erste Schnitt verwirft diese Ereignisse. Beim Vergleich der Tabelle 27 und 28 erkennt man, daß dieser Schnitt deutlich stärker auf die experimentellen Daten als auf die Monte-Carlo Daten wirkt. Der in Kapitel 10.2 besprochene Schnitt auf die Amplitude des Treffers macht sich hier deutlich bemerkbar. In den experimentellen

	Tag 176	Tag 177	Untergrund MC-1	Untergrund MC-2	Signal MC
$n_{ch} \geq 8$	105679	119260	139183	156197	2865
$cmadtdr > 0$ .	102246 (96.75%)	115429 (96.79%)	136276 (97.91%)	152903 (97.89%)	2846 (99.34%)
$\theta \geq 130^\circ$	67171 (63.56%)	76019 (63.74%)	86242 (61.96%)	99220 (63.52%)	1777(62.02%)
$v_z > 0$ .	61244 (57.95%)	69220 (58.04%)	79791 (57.33%)	92393 (59.15%)	1697 (59.23%)
$L_{N_{direkt,75}} > 50$	11800 (11.17%)	13211 (11.08%)	14395 (10.34%)	17968 (11.50%)	601 (20.98%)
$N_{direkt,75} \geq 3$	9023(8.54%)	10129(8.49%)	10643(7.65%)	12768(8.17%)	576(20.1%)
$N_{direkt,75} \geq 4$	4729(4.47%)	5423(4.55%)	4989(3.58%)	5722(3.66%)	528(18.43%)
$N_{direkt,75} \geq 5$	1826(1.31%)	2065(1.73%)	1611(1.16%)	1682(1.08%)	411(14.35%)
$N_{direkt,75} \geq 6$	555(0.53%)	606(0.51%)	400(0.39%)	375(0.24%)	307(10.72%)
$N_{direkt,75} \geq 7$	167(0.16%)	163(0.14%)	93(0.07%)	95(0.06%)	220(7.68%)
$N_{direkt,75} \geq 8$	49(0.05%)	57(0.05%)	19(0.01%)	19(0.01%)	141(4.92%)
$N_{direkt,75} \geq 9$	14(0.01%)	14(0.01%)	9(0.006%)	14(0.009%)	91(3.18%)
$N_{direkt,75} \geq 10$	0	5(0.004%)	0	2(0.001%)	61(2.13%)
Rate [Tag <sup>-1</sup> ]	$\leq 2.3/0.9=$ 2.56	$5 \pm 2.2$	$\leq 2.3/0.9 \cdot 0.88=$ 2.25	$(3.23_{-2.4}^{+6.3})/0.5 \cdot 0.88=$ $5.7_{-4.2}^{+11}$	$\frac{61}{474.5} \cdot 0.88=$ $0.11 \pm 0.01$

Tabelle 28: Die Wirkung der Schnitte auf zwei verschiedene Tage experimenteller Daten, zwei Monte-Carlo-Untergrund- und einen Monte-Carlo-Signaldatensatz. Die erste Zeile bezieht sich auf die Anzahl der Ereignisse, die mit einem Zenitwinkel  $\theta \geq 90^\circ$  rekonstruiert wurden. Für die beiden Datensätze, bei denen nach dem letzten Schnitt 0 Ereignisse erhalten wurden, wurde zur Angabe einer Rate das 90 % C.L.-Limit von 2.3 eingesetzt. Die letzte Zeile gibt die Ereignisrate für die Lebenszeit von einem Tag an. Die Monte-Carlo-Datensätze wurden auf die Totzeit korrigiert (Faktor 0.88).

Daten werden Treffer verworfen, weil sie keine Amplitude besitzen. Im Monte-Carlo dagegen besitzt jeder Treffer eine Amplitude. Nach diesem Schnitt sind die Datensätze gut vergleichbar. Der zweite verwirft offensichtlich falsche Rekonstruktionen, wenn das Trefferbild nicht mit einer nach oben laufenden Spur übereinstimmt. Der dritte beschränkt die Analyse auf den Bereich weit unterhalb des Horizonts. Je näher man für einen langen und dünnen Detektor wie *AMANDA-B4* dem Horizont kommt, desto höher ist die Rate der falsch rekonstruierten Spuren. Der fünfte Schnitt verlangt eine Mindestlänge der Spur (Hebelarm), auf der direkte Treffer zu finden sind. Alle vorherigen Schnitte wirken jedoch, im Gegensatz zu dem letzten Schnitt auf die direkten Treffer, nur schwach. Diese Tendenz, daß die Güte der Rekonstruktion stark mit der Anzahl der nahezu ungestreuten Photonen zusammenhängt, wurde schon in [62] und [1] erkannt und ausgenutzt. Im Gegensatz zu den dortigen Analysen wurde in der vorliegenden Analyse jedoch die Größe  $N_{direkt,75}$  und nicht  $N_{direkt,15}$  benutzt. Der  $N_{direkt,75}$  ist in seinem Zeitfenster um 60 ns weiter als der  $N_{direkt,15}$ . Dies trägt dem Umstand Rechnung, daß das Zeitverhalten der im Eis gestreuten Photonen noch nicht endgültig verstanden ist. Insgesamt ist ein zu starker Schnitt auf das Zeitverhalten der Treffer problematisch, aber es findet sich wegen der nicht ausgenutzten Amplitudeninformation kein weiteres unabhängiges Kriterium, welches eine so hohe Trennkraft besitzt. Allerdings sind einer zukünftigen Nutzung der Amplitudeninformation wegen des kleinen dynamischen Bereiches der *AMANDA*-Standard-OMs von ungefähr 10 Photoelektronen enge Grenzen gesetzt. Eine Verbesserung wäre hier durch die Verwendung der optischen Signalübertragung oder eines digitalen OMs zu erreichen. Wegen dieser Problematik stützen sich alle bisherigen Analysen ([62], [1], [58]) auf den Schnitt auf die direkten Treffer.

Die gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment kann man beispielhaft an



der z-Komponente des Geschwindigkeitvektors des Linefits und an der Länge der auf die Myonenspur projizierten direkten Treffer in Abbildung 96 sehen. Nach den jeweils vorhergehenden Schnitten aus Tabelle 28 wurden diese Größen für das Untergrund-Monte-Carlo, für das Experiment und das Signal-Monte-Carlo dargestellt. Man kann gut erkennen, daß das Signal auf diesem Schnittniveau noch völlig in dem Raum liegt, in dem auch der Untergrund zu finden ist.

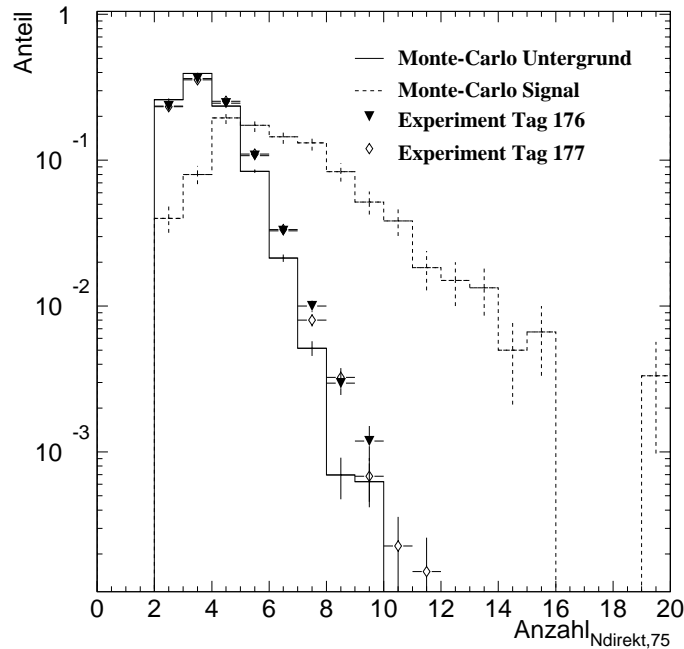


Abbildung 97: Die Verteilung der Anzahl direkter Treffer ( $N_{direkt,75}$ ) für die drei Datensätze nach den ersten 5 Schnitten der Tabelle 28. Man kann erkennen, daß im Monte-Carlo tendenziell zu wenig direkte Treffer simuliert werden. Diese Unsicherheit setzt der Möglichkeit, mit diesem wichtigen Schnittparameter zu arbeiten, Grenzen.

Die Problematik des Schnittes auf die direkten Treffer ist in Abbildung 97 zu erkennen. Für weniger als 6 direkte Treffer ist eine Übereinstimmung zwischen dem Monte-Carlo und dem Experiment zu erkennen. Dies gilt nicht für höhere Multiplizitäten. Monte-Carlo und Experiment wandern hier auseinander. In dieser Abbildung ist zu sehen, daß das Signal höhere Werte in der  $N_{direkt,75}$ -Verteilung hat als der Untergrund. Allerdings kann man wegen der im Verhältnis zum Untergrund geringen Anzahl der getriggerten Ereignisse dieses Faktum kaum ausnutzen, da bei zu starkem Schnitt auf diesen Parameter das Signal nahezu vollständig verschwindet. Die Wirkung des Schnittes auf die direkten Treffer ist in Abbildung 98 dargestellt. Hier wurde der verlangte Wert für  $N_{direkt,75}$  in Schritten bis auf 9 angehoben und die wirkliche Anzahl der verbleibenden Ereignisse als Funktion vom Cosinus des Zenitwinkels dargestellt. Auch wenn die absoluten Zahlen nicht voll übereinstimmen, so ist doch die Form der Verteilung für die beiden Datensätze ähnlich. Insbesondere erkennt man in den Teilbildern (4) und (5), wie das Signal der neutrinoinduzierten Myonen in der vertikale Richtung herauswächst, während es in (1) noch völlig

vom Untergrund verdeckt ist. Diese Abbildung macht deutlich, daß für *AMANDA-B<sub>4</sub>* ein stärkeres Neutrinosignal als die atmosphärischen Neutrinos nötig wäre, um eine einwandfreie Identifikation zu erreichen.

In Tabelle 28 ist die Wirkung der einzelnen Schnitte auf die Ereigniszahlen aufgeführt. Die ersten vier Schnitte führen noch zu keiner Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Erst ab dem Schnitt auf die Länge der auf die Spur projizierten direkten Treffer wirken die Schnitte stärker auf den Untergrund als auf das Signal. Die Schnitte 1–4 dienen nicht der Trennung von Signal und Untergrund, sondern machen erst die Schnitte auf die direkten Treffer effektiv. Verfolgt man nun die Tabelle nach unten, so sieht man eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Monte-Carlo bis einschließlich fünf oder mehr direkten Treffern. Hier verbleiben noch etwa  $\sim 1\%$  der Fehlrekonstruktionen. Anschließend laufen Erwartung und Experiment auseinander, um bei  $N_{\text{direkt},75} \geq 9$  wieder übereinzustimmen. Momentan ist nicht klar, ob die Unterschiede von 2–4 eine systematisch falsche Vorhersage des Monte-Carlos ist oder aber vielleicht nur eine zufällige Schwankung in diesen Datensätzen. Mit der Übereinstimmung in den Zeilen darüber und bei  $N_{\text{direkt},75} \geq 9$  zeigt sich jedoch insgesamt ein befriedigendes Bild der Übereinstimmung für Monte-Carlo und Experiment. Dies gilt insbesondere dann, wenn man bedenkt, daß man mit dem Schnitt  $N_{\text{direkt},75} \geq 9$  die Ereigniszahlen von ursprünglich  $1.5 \cdot 10^6$  auf etwa 20 reduziert hat. Betrachtet man die Spalte mit dem zweiten Monte-Carlo-Untergrunddatensatz, so sieht man, daß sich dieser Datensatz trotz einer völlig anderen Absorptionslänge weitgehend gleich verhält. In Bezug auf die Wirksamkeit der Schnitte ist man nicht sensitiv auf eine drastische Änderung der Absorptionslänge. Mit den nach den Schnitten verbleibenden Ereignissen kann man nun das Signal- zu Untergrund-Verhältnis berechnen. Hierzu werden der Monte-Carlo-Signaldatensatz und der Monte-Carlo-Untergrunddatensatz MC-1 verwendet, da diese Datensätze in den Eisparametern übereinstimmen.

Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis berechnet sich hier einfach zu:

$$\frac{S}{N} = \frac{N_{\text{Signal}}}{N_{\text{Untergrund}}}. \quad (86)$$

Dabei müssen die Ereigniszahlen jeweils der gleichen Lebenszeit entsprechen. Betrachtet man Tabelle 29, so kann man für den Schnitt  $N_{\text{direkt},75} \geq 9$  ein Signal- zu Untergrund-Verhältnis von  $2.1 \pm 0.7\%$  ermitteln. Für den Schnitt auf  $N_{\text{direkt},75} \geq 10$  ergibt sich als untere Schranke für das Signal- zu Untergrund-Verhältnis  $5.0 \pm 0.6\%$ . Optimistisch interpretiert sind demnach die fünf am Tag 177 gefundenen Ereignisse (siehe Tabelle 28) Neutrino-Kandidaten mit einer Wahrscheinlichkeit für jedes Ereignis von  $\sim 5\%$ . Diese Ereignisse sind im Kapitel A.3 gezeigt. Es sind durchweg Ereignisse mit vielen Treffern.

	Anzahl der Ereignisse		S/N [%]
	Signal MC	Untergrund MC-1	
$N_{\text{direkt},75} \geq 9$	$\frac{91 \pm 9.5}{474.5}$	$(9 \pm 3)/0.9 = 10 \pm 3.3$	$1.9 \pm 0.7$
$N_{\text{direkt},75} \geq 10$	$\frac{61 \pm 7.8}{474.5}$	$\leq 2.3/0.9 = 2.6$	$\geq 5.0 \pm 0.6$

Tabelle 29: Die Erwartungen für das Signal- zu Untergrund-Verhältnis für den ersten Monte-Carlo-Datensatz und die letzten beiden Schnitte. Die untere Zeile gibt eine obere Grenze für die erwarteten Anzahl von Untergrundereignissen an, daher ist das erwartete Signal- zu Untergrund-Verhältnis von  $5 \pm 0.6$  % eine untere Schranke.

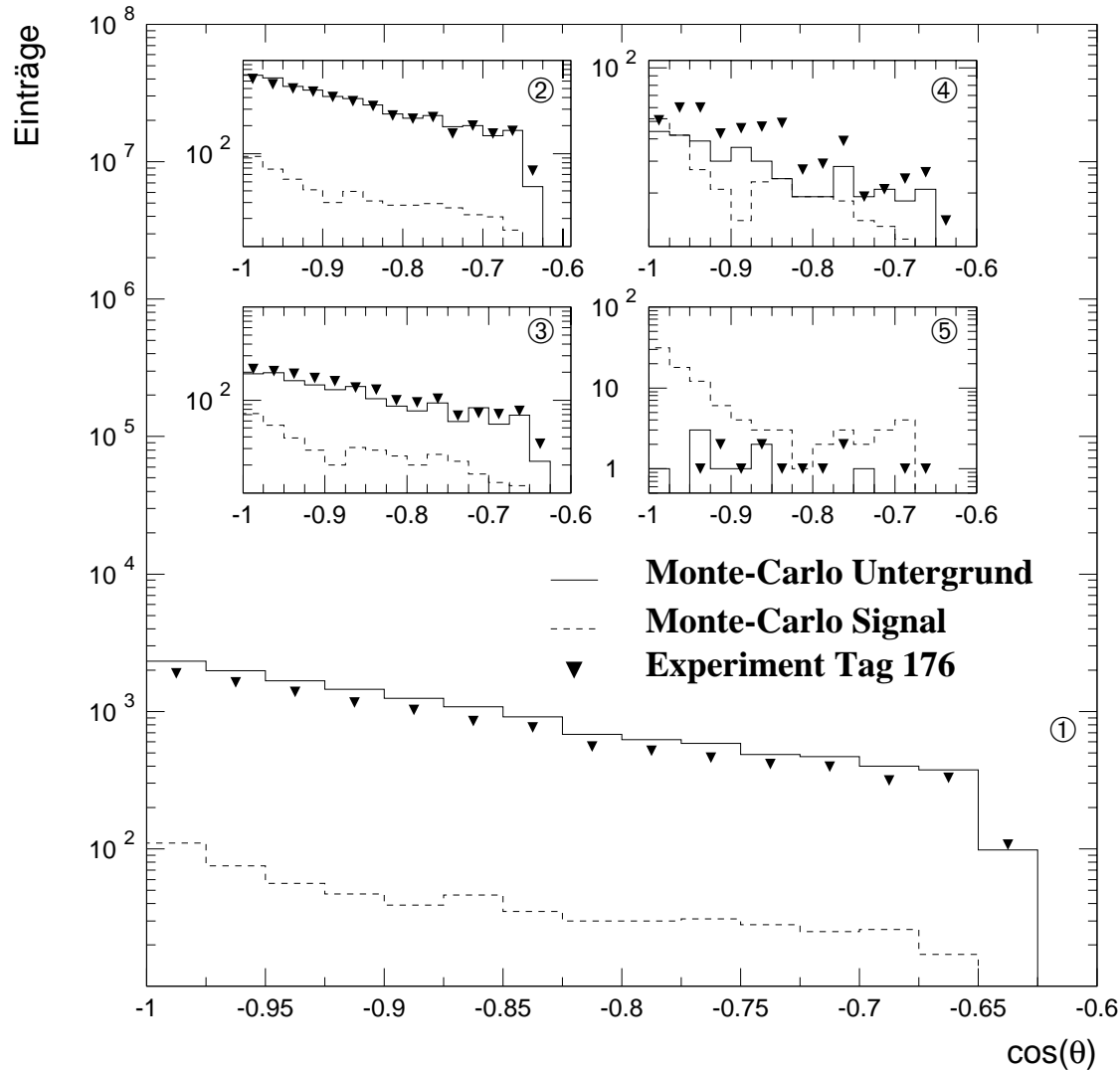


Abbildung 98: In dieser Abbildung ist das Verhalten der drei Datensätze beim Schneiden auf  $N_{\text{direkt},75}$  zu sehen. Die Kurven sind nicht normiert, sondern entsprechen den Werten wie in Tabelle 28 vor dem Schnitt auf  $N_{\text{direkt},75}$ . In (1) ist die Verteilung des Cosinus des Zenitwinkels vor dem Schnitt, dann in (2) bei einem Schnitt auf  $N_{\text{direkt},75} \geq 4$ . Dieser Schnitt wird in (3), (4), (5) auf  $\geq 5, 6, 9$  angezogen.

## 14.2 Der zweite Satz Schnitte

Um den Unterschied zwischen Monte-Carlo-Erwartung und experimentellen Daten weiter zu untersuchen, wurde versucht, einen zweiten Satz Schnitte zu entwickeln, der sich auf andere Größen als die im ersten Satz benutzten stützt. Im folgenden sind diese Schnitte aufgeführt:

1. mindestens acht getroffene Kanäle ( $nch \geq 8$ )
2. Geschwindigkeitsvektor des Line-Fits übereinstimmend mit einer nach oben laufenden Spur ( $v_z > 0.1$ )
3. Länge der auf die Spur projizierten direkten Treffer größer als 40 m ( $L_{N_{direkt,75}} > 40$  m)
4. Verhältnis der direkten Treffer zu der Summe der Treffer, die zu früh oder zu spät kommen, größer als eine bestimmte Zahl:  $N_{direkt,15}/(N_{late} + N_{early} + 1) \geq 1.1$
5. Verhältnis wie oben, aber mit  $N_{direkt,75}$ :  $N_{direkt,75}/(N_{late} + N_{early} + 1) \geq 2.1$
6. Anzahl der direkten Treffer  $N_{direkt,75} \geq 8$ .

	Tag 176	Tag 177	Untergrund MC-1	Untergrund MC-2	Signal MC
$Nch \geq 8$	105679	119260	139183	156197	2865
$v_z > 0.1$	37715 (35.69 %)	42428 (35.58 %)	41391 (29.74 %)	47396 (30.34 %)	1333 (46.53 %)
$L_{N_{direkt,75}} > 40$	10555 (9.99 %)	11885 (9.97 %)	11496 (8.26 %)	13466 (8.62%)	643 (22.44 %)
$\frac{N_{direkt,15}}{N_{late}+N_{early}+1} \geq 1.1$	22 (.02%)	33 (.03%)	17 (.01%)	9 (.01%)	52 (1.82%)
$\frac{N_{direkt,75}}{N_{late}+N_{early}+1} \geq 2.1$	11(.01%)	13 (.01%)	5(.003%)	2(.001%)	44 (1.54%)
$N_{direkt,75} \geq 8$	7(.006%)	4(.003%)	0	1	30 (1%)
Rate [Tag <sup>-1</sup> ]	(8.0±2.8)/0.9 8.9±3.1	4.0±2.0	≤2.3/0.9-0.88 2.25	≤3.9/0.5-0.88 6.7	$\frac{30 \pm 5.5}{474.5} \cdot 0.88$ 0.06±0.01

Tabelle 30: Die Wirkung des zweiten Satzes Schnitte auf die experimentellen Daten und die Monte-Carlo-Ereignisse. Hierbei zeigt sich ein größerer Unterschied zwischen Monte-Carlo und experimentellen Daten als beim ersten Satz Schnitte (ab der dritten Zeile). Die letzte Zeile gibt die Ereignisrate für die Lebenszeit von einem Tag an. Die Monte-Carlo-Datensätze wurden auf die Totzeit korrigiert (Faktor 0.88).

Insgesamt stützt dieser Satz Schnitte sich in seiner Wirkung (siehe Tabelle 30) zunächst auf das Verhältnis zwischen direkten Treffern und Treffern, die außerhalb des Zeitfensters kommen. Versucht wurde, weniger auf die absolute Anzahl als vielmehr auf die relative Verteilung der Treffer im Ereignis zu schneiden. Dabei wurden hier sowohl die direkten Treffer in dem engen Zeitfenster bis 15 ns als auch die direkten Treffer in dem weiten Zeitfenster bis 75 ns benutzt. Insbesondere der Schnitt auf das engere Zeitfenster bewirkt ein Auseinanderdriften der Datensätze. Auf dieser kleinen Zeitskala kann das Monte-Carlo die experimentellen Daten nicht sehr gut beschreiben. Dies kann verschiedene Gründe haben. Zum einen kann durch ungenügende Beschreibung der Photonenstreuung im Eis der

Anteil der ungestreuten Treffer systematisch zu klein sein. Zum anderen kann auch insgesamt zu wenig Licht im Detektor sein, oder es können die Winkelabhängigkeiten teilweise falsch beschrieben werden. Andererseits kann selbst bei weitgehend richtiger Beschreibung des Eises durch eine fehlerhafte Kalibration ein solcher Effekt hervorgerufen werden. So haben neuere Untersuchungen des Jahres 1998 ergeben, daß die Kalibration des Jahres 1996 um durchschnittlich 8 ns verschieden von der neuen Kalibration ist. Zudem haben sich durch eine neue Vermessung der Detektorgeometrie die Koordinaten der optischen Module um ca. 1–2 m relativ zueinander verschoben. Dies wirkt sich, wie in der Analyse von [1] deutlich wurde, auf die direkten Treffer aus.

Die letzte Spalte der Tabelle 30 zeigt, daß diese Schnitte mehr Signalereignisse als die Schnitte des ersten Satzes unterdrücken. Dies zeigt, wie schwer es ist, neben den Schnitten auf  $N_{\text{direkt}}$  überhaupt noch andere Schnitte zu finden, die Trennkraft besitzen. Wie man an der vorletzten Zeile von Tabelle 30 sieht, mußte auch hier auf  $N_{\text{direkt},75} \geq 8$  geschnitten werden, um alle Monte-Carlo-Ereignisse des ersten Monte-Carlo-Satzes zu eliminieren. Dies ist ein leichterer Schnitt als in dem vorigen Unterkapitel, aber immer noch höher, als man dies eigentlich aufgrund der Übereinstimmung zwischen Monte-Carlo und Experiment vertreten kann. Jedoch ist in der Tabelle auch zu sehen, daß dieser Schnitt nicht viele Ereignisse wegschneidet. In der Tabelle 31 sind die Signal- zu Untergrund-Verhältnisse für die letzten beiden Schnitte unter Beachtung des ersten Monte-Carlo-Datensatzes aufgetragen. Hier läßt sich ein Verhältnis besser als 2 % erreichen. Hiermit ergibt eine Interpretation der Tabelle 30 für den Tag 176, daß man 7 Kandidaten mit einer Signalwahrscheinlichkeit von  $\sim 2\%$  gefunden hat. Dies bedeutet, daß die Erklärung dieser Ereignisse mit falsch rekonstruierten Untergrundeignissen gerechtfertigt ist. Erst bei etwa 50 gefundenen Kandidaten wird ein wirkliches Neutrinoereignis erwartet.

	Anzahl der Ereignisse		S/N [%]
	Signal MC	Untergrund MC-1	
$\frac{N_{\text{direkt},75}}{N_{\text{late}}+N_{\text{early}}+1} \geq 2.1$	$\frac{44 \pm 6.6}{474.5}$	$(5 \pm 2.2)/0.9 = 5.6 \pm 2.4$	$1.7 \pm 0.8$
$N_{\text{direkt},75} \geq 8$	$\frac{30 \pm 5.5}{474.5}$	$\leq 2.3/0.9 = 2.6$	$\geq 2.4 \pm 0.4$

Tabelle 31: Die Erwartungen für das Signal- zu Untergrund-Verhältnis für den ersten Monte-Carlo-Datensatz und die letzten beiden Schnitte des zweiten Satzes. Die untere Zeile gibt eine obere Grenze für die erwarteten Anzahl von Untergrundeignissen an, daher ist das erwartete Signal- zu Untergrund-Verhältnis von  $2.4 \pm 0.4\%$  eine untere Schranke.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß beim gegenwärtigen Stand von Monte-Carlo, Rekonstruktion und der Genauigkeit der Kalibration ein Signal- zu Untergrund-Verhältnis von etwa 5 % mit *AMANDA-B4* erreicht werden kann. Diese Zahl kann jedoch deutlich besser werden, wenn die systematischen Unsicherheiten geklärt sind. Insbesondere die Unsicherheit in der Kalibration ist für das Monte-Carlo ein großes Problem, da beim Vergleich zwischen Monte-Carlo und experimentellen Daten eine falsche Kalibration eine Übereinstimmung dort vortäuschen kann, wo es keine reelle Übereinstimmung gibt. Wahrscheinlicher ist aber, daß die Differenzen zwischen Monte-Carlo und Wirklichkeit systematisch verstärkt wird. Da der Vergleich zwischen Monte-Carlo und Experiment benutzt wird, um Aussagen über die Eisparameter zu gewinnen, kann sich hier leicht ein

systematischer, unbeachteter Bias einstellen. Selbst bei Anwendung des neuronalen Netzes, wie in [13] dargestellt, scheint es fraglich, ob mit *AMANDA-B4* wirklich eindeutige Neutrino Kandidaten mit einem Signal- zu Untergrund-Verhältnis größer als eins gefunden werden können. Hierzu müßte es um den Faktor 20 besser als diese klassische Analyse sein. Realistisch ist aber maximal ein Faktor von 10. Daher scheint der Nachweis von atmosphärischen Neutrinos für das Medium Südpoleis wohl dem Detektor *AMANDA-B10* oder Nachfolgedetektoren vorbehalten zu sein. Im Licht der obigen Ausführungen sind die beiden in [1] für ein halbes Jahr gefundenen und vorgestellten Neutrino Kandidaten mit hoher Wahrscheinlichkeit konsistent mit Untergrundeignissen. Denn selbst wenn es Neutrinoereignisse sind, wäre es wahrscheinlich nicht möglich, ein Signal- zu Untergrund-Verhältnis besser als eins anzugeben. In der dortigen Arbeit wurde keine Berechnung des Untergrundes vorgenommen und daher kein Signal- zu Untergrundverhältnis angegeben. Auch die dort gefundene zahlenmäßige Übereinstimmung mit dem simulierten Signal gibt kein zufriedenstellendes Argument für die Neutrinohypothese, da diese Monte-Carlo-Neutrino Datensätze ohne Produktionsvertex und sekundäre Schauer erzeugt wurden. Diese sind jedoch, wie in vorherigen Kapiteln gezeigt, extrem wichtig für die Lichtverteilung im Ereignis.

Ebenfalls lassen sich die oben gefundene Signal- zu Untergrund-Verhältnisse schwierig mit den in [13] mit dem neuronalen Netz gefundenen vergleichen. Beim Berechnen dieser Verhältnisse wurde in [13] ein festes Flächengewicht für alle Ereignisse benutzt, ohne zu beachten, daß dieses Gewicht eine Funktion des Zenitwinkels (in kleinerem Maße auch des Azimutwinkels) und der Myonenenergie ist. Zum Korrigieren dieser Zahlen müßte man allerdings die Winkel- und Energieverteilungen der Ereignisse, die die Schnitte passieren, kennen. Diese sind aber in [13] nicht angegeben.

Die Suche nach Neutrinos erweist sich als extrem sensitiv auf die richtige Zeitverteilung im Ereignis. Da hier noch Unklarheiten über die genaue Beschaffenheit des Eises (z. B. veränderte Bedingungen im Bohrloch) und, wie oben bemerkt, über die Kalibration bestehen, ist es durchaus natürlich, daß zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch keine genaueren Aussagen zum Nachweis von Signalflüssen in der Größenordnung von atmosphärischen Neutrinos gemacht werden können. Offensichtlich ist die Treffermultiplizität im Monte-Carlo zu klein, so daß zuwenig ungestreute Treffer vorhanden sind. Dies ließe sich prinzipiell durch ein Verändern der Parameter Streu- und Absorptionslänge oder der bisher angenommenen Homogenität des Eises beheben. Jedoch sind hierbei Grenzen gesetzt, da für das Eis zwischen den Strings Messungen mit den *AMANDA*-Lichtquellen existieren, die keine größere Variation zulassen. Diese Messungen haben aber nur eine schwache Aussagekraft über lokalen Änderungen, wie z. B. blasiges Eis in den Bohrlöchern. So scheint momentan die Inhomogenität des Eises die plausibelste Erklärung zu liefern. Simulationen mit Luftblasen im Bohrloch haben ergeben, daß sich eine signifikante Erhöhung der direkten Treffer erreichen läßt, wenn man in den Bohrlöchern eine Streulänge von 10–50 cm annimmt. Jedoch setzt die Rate des Experimentes einer zu starken Verkürzung der Streulänge Grenzen. Simulationen mit 10 cm Streulänge im Bohrloch lassen die Rate für *AMANDA-B4* auf über 30 Hz anwachsen. Dies ist ohne eine Änderung eines anderen Parameters zu viel, um mit dem Experiment verträglich zu sein. Generell zeigt sich, daß eine Beurteilung des tatsächlichen Eiszustandes durch eine Simulation von unterschiedlichen Eisparametern sehr schwierig ist. Zu wenig unterscheiden sich die Ereigniszahlen nach

den Schnitten zwischen den drastisch unterschiedlichen simulierten Absorptionslängen von 100 m und 310 m. Offensichtlich werden hier zu viele Unbekannte miteinander gefaltet. Dies beginnt bei der Beschaffenheit des Eises und setzt sich dann über die Detektoreigenschaften fort. Diese Überlegung zeigt, daß ein Feintuning des Monte-Carlos wegen der momentanen Unsicherheiten noch nicht angebracht ist. Es ist zu erwarten, daß durch weitere Messungen ein besseres Verständnis des Detektors und ein evolutionärer Angleich von Experiment und Monte-Carlo die geschilderten Probleme mittelfristig lösen wird.

## 15 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Myonensignal des *AMANDA-B4*-Detektors untersucht. Dieser Detektor wurde 1995/96 in einer Tiefe von 1 550–1 950 m im antarktischen Eis, in unmittelbarer Nähe des Südpols installiert. Er besteht aus 4 Strings, an denen im unteren Teil jeweils 20 (am vierten String 26) optische Module installiert sind. Mit einem einfachen 8-fach-Multiplizitätstrigger hat dieser Detektor im Jahre 1996 mit einer exklusiven Rate von 20 Hz Myonendaten genommen. Bei einer Korrektur auf die experimentelle Totzeit von etwa 12 % entspricht dies einer wahren Rate von  $\sim 23$  Hz.

Zur Simulation dieses Detektors wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Detektorsimulationsprogramm *AMASIM* erstellt. Aufgrund der Größe des Detektors ist ein Verfolgen einzelner Photonen rechentechnisch nicht zu bewältigen. Stattdessen wurde die Aufgabe des Photonentransportes in ein anderes Programm, *PTD* [63], ausgelagert. Von diesem erhält *AMASIM* sogenannte Streutabellen, die die Antwort des optischen Moduls auf ein Myon oder eine Energiedeposition im Eis enthalten. Dieses modulare Konzept bringt für die Simulation eine enorme Zeitersparnis und Flexibilität.

Mit dem existierenden Generator für atmosphärische Myonen, *basiev*, wurden Myonenereignisse erzeugt. In dem erstellten Programm *mudedx* wurden die vorhandenen Physikroutinen [49] mit einem Rahmen versehen, der es ermöglicht, die generierten Myonen durch das Medium zu transportieren und dabei die sekundären stochastischen Energieverlustprozesse zu berücksichtigen. Diese sind insbesondere wegen der zum Teil hohen Myonenenergien und der langen Strecken von hoher Wichtigkeit für die Simulation von Ereignissen in *AMANDA*.

Mit *AMASIM* wird bei der Simulation der atmosphärischen Myonen, innerhalb der erwarteten systematischen Fehler, sowohl die experimentelle Rate als auch die meisten anderen Parameter der Myonenereignisse reproduziert. Das von atmosphärischen Neutrinos kommende Signal im Detektor wurde untersucht und mit  $\sim 2300 \pm 950$  Triggern aus der unteren Hemisphäre bestimmt. Diese Zahl wurde durch eine vollständige Simulation der Neutrinowechselwirkung und des anschließenden Myonentransports erhalten. Insbesondere wurde gezeigt, wie wichtig die Beachtung des hadronischen Schauers an dem Produktionsvertex des Myons ist. Ohne Berücksichtigung dieser Energiedeposition erwartet man ungefähr die Hälfte der Trigger. Diese Zahl stimmt auch sehr gut mit der semianalytischen Berechnung der Anzahl der Trigger aus den atmosphärischen Neutrinos, wie sie in Kapitel 11 durchgeführt wurde, überein.

Mit den rekonstruierten Daten eines Tages wurde über eine komplette Entfaltung die vertikale Myonenintensität als Funktion der Tiefe gemessen. Da hierbei massiv die Kenntnisse über den Detektor aus dem Monte-Carlo einfließen (effektive Flächen, Zusammenhang zwischen rekonstruiertem und wirklichem Winkel, . . .), wurde diese Messung für eine Vielzahl von verschiedenen Triggeranforderungen und für verschieden gefaßte Intervallgrößen durchgeführt. Als Vergleich diente jeweils die von Bugaev-Naumov [19] erhaltene Kurve. Mit einem Fehler von  $\sim 20\%$  entsprechen alle Messungen der Erwartung in einem Bereich von 1 600–6 500 mwe. Dieses Ergebnis ist um so bemerkenswerter, als es sich bei *AMANDA-B4* um einen Detektor mit einer Höhe von 400 m handelt, so daß der tatsächliche Fluß oberhalb und unterhalb des Detektors sich um den Faktor zwei unterscheidet. Mit den im Monte-Carlo erstellten  $\sim 1.5 \cdot 10^6$  Triggern von atmosphärischen Myonen und



dem simulierten Neutrinosignal wurden Schnitte entwickelt, die es ermöglichen, ein Signal- zu Untergrund-Verhältnis anzugeben. Der Vergleich der Unterdrückungsraten anhand der entwickelten Schnitte zeigt, daß bis zu dem Punkt, an dem nur noch wenige hundert Ereignisse die Schnitte überleben, Experiment und Monte-Carlo gut übereinstimmen. Selbst auf dem Niveau von einzelnen Ereignissen bleibt der Unterschied im Rahmen (Faktor 2–3 in den Ereigniszahlen). Das Signal- zu Untergrund-Verhältnis wurde zu besser als 5% ermittelt.

Hieraus ergibt sich, daß der *AMANDA-B4*-Detektor noch nicht in der Lage ist, als Detektor für atmosphärische Neutrinos zu fungieren. Allerdings konnten an ihm die Programme und die Analysemethoden entwickelt und angewendet werden, die nun zur Analyse des *AMANDA-B13*-Detektors genutzt werden. Aufgrund seiner Größe wird es mit diesem neuen 13-String-Detektor keine Schwierigkeiten bereiten, atmosphärische Neutrinos nachzuweisen.

## Literatur

- [1] A.Bouchta, Muon Analysis with the AMANDA-B Four-String Detector, Doctoral Thesis, Stockholm University, ISBN 91-7153-754-6, 1998.
- [2] M.Aglietta et al., Muon 'Depth-Intensity' Relation Measured by LVD Underground Experiment and Cosmic-Ray Muon Spectrum at Sea Level, hep-ex/9806001, 1998.
- [3] O.C.Allkofer, Cosmic Rays on Earth, Physics Data, Fachinformationszentrum Karlsruhe, 1984.
- [4] O.C.Allkofer, D.P.Bhattacharyya, Depth-intensity-relation for large depth in sea water derived from the primary-cosmic-ray energy spectrum, Physical Review D Vol 34 Num 5 (1986), 1368.
- [5] M.Ambrosio et. al., Vertical muon intensity measured with *MACRO* at the Gran Sasso laboratory, Physical Review D Vol 52 Num 7 (1995) 3793.
- [6] C.Arpesella et al., The Antares Project, Nucl. Instrum. Meth. A409 (1998) 454.
- [7] P.Antonioli et al. A three-dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC, Astroparticle Physics 7 (1997) 357.
- [8] C.Spiering, The Baikal Deep Underwater Neutrino Experiment: Result, Status, Future, astro-ph/9801044, (1998).
- [9] V.Berezinsky, Nucl. Phys. (Proc. Suppl.) B38 (1995) 174.
- [10] C.Berger et al., Experimental study of muon bundles observed in the Frejus detector, Physical Review D 40 (1989) 2163.
- [11] L.Bergstroem, J.Edsjoe, P.Gondolo, Phys. Review D55 (1997) 1765.
- [12] P.L.Biermann, AGN and Galactic Sites of Cosmic Ray Origin, in High Energy Astrophysics, World Scientific Publishing, 1994.
- [13] A.Biron, On the Rejection of Atmospheric Muons in the *AMANDA* Detector, Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, 1998.
- [14] V.Blobel, Unfolding Methods in High-Energy Physics, DESY 84-118, 1984.
- [15] V.Blobel, The *RUN* manual. Regularized Unfolding for High-Energy Physics Experiments, Opal Technical Note TN361, 1996.
- [16] S.N.Boziev et al., INR-Preprint P-0630, 1989.
- [17] A.Bouchta, A preliminary position calibration of the AMANDA-B detector, AMANDA note, Stockholm, 1996.
- [18] D.Brin, Earth, Bantam Books, ISBN 0-553-29024-X, New York, 1990.

- [19] E.V.Bugaev et. al., Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater, hep-ph/9803488, 1998.
- [20] S.Bussino et. al., *MACRO* Absolute Muon Flux Measurement: Comparison with Monte Carlo Predictions, Vol 1 HE-Session XXIV ICRC Rome (1995) 540.
- [21] H.H. Chen et. al., Muons Produced by Atmospheric Neutrinos: Analysis, Physical Review D Vol 4 Num 1 (1971) 99.
- [22] J.Knapp, D.Heck, Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide, Forschungszentrum Karlsruhe, 1998 (nicht publiziert).
- [23] M.F. Crouch, Cosmic-ray muon fluxes deep underground: Intensity vs depth, and the neutrino-induced component, Physical Review D Vol 18 Num 7 (1978) 2239.
- [24] E. Dalberg, A Monte Carlo Study of Atmospheric Muon-Neutrinos in Amanda, USIP Report 98-02, Stockholm University (1998).
- [25] J.Babson et al., Physical Review D Vol 42 (1990) 41.
- [26] M.Carlson et al., A position calibration of the AMANDA-B detector using drill data, AMANDA note, Madison, 1996.
- [27] F2000 format description, <http://www.ifh.de/~psteffen/f2000>.
- [28] Berber, Karcher, Meyer, Formeln und Tabellen zur Physik, Bernh. Friedr. Voigt, 1985.
- [29] Th.Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press, 1990.
- [30] T.K.Gaisser and T.Stanev, Neutrino-induced muon flux deep underground and search for neutrino oscillations, Physical Review D Vol 30 Num 5 (1984) 985.
- [31] T.K.Gaisser and T.Stanev, Response of deep detectors to extraterrestrial neutrinos, Physical Review D Vol 31 Num 11 (1985) 2770.
- [32] T.K.Gaisser, F.Halzen, T.Stanev, Particle astrophysics with high energy neutrinos, Physics Reports 258 (1995) 173.
- [33] T.K.Gaisser, A.F.Grillo, Energy spectra of neutrino-induced upward muons in underground experiments, Physical Review D Vol 36 Num 9 (1987) 2752.
- [34] T.K.Gaisser, T.Stanev, G.Barr, Cosmic-ray neutrinos in the atmosphere, Physical Review D Vol 38 Num 1 (1988) 85.
- [35] T.K.Gaisser, F.Halzen, T.Stanev, Physics Report 258 (1995) 363.
- [36] T.K.Gaisser, Private Mitteilung, August 1998.
- [37] G.Hill, Detecting neutrinos from AGN: New fluxes and cross sections, Astroparticle Phys. 6 (1997) 215.

- [38] P.Giusti, Atmospheric Single Muon Flux Measurements Over Five Decades of Intensity by LVD as Gran Sasso Laboratory, Proc. 24th ICRC, Rome, Italy, 1 (1995) 548.
- [39] F.Halzen, G.Jaczko, astro-ph/9602038, 1996.
- [40] F.Halzen, The Case for a Kilometer Scale High-Energy Neutrino Detector: 1996, astro-ph/9605014.
- [41] Photomultiplier Tube R5912, Hamamatsu Photonics K.K, Electron Tube Center 1994.
- [42] M.Honda et al., Calculation of the flux of atmospheric neutrinos, Physical Review D Vol 52 Num 9 (1995) 4985.
- [43] H.V.Klapdor-Kleingrothaus und K.Zuber, Teilchenastrophysik, Teubner Studienbuecher, Stuttgart , 1997.
- [44] S.Klimoushin, Programm zur Berechnung des Muonenflusses, private Mitteilung, 1998.
- [45] F.Kohlrausch, Praktische Physik, Band2, B.G. Teubner, Stuttgart, 1996.
- [46] J. Krabi, Suche nach hochenergetischen Neutrinos kosmischen Ursprungs mit dem Baikal-Neutrinoteleskop. Dissertation. Humboldt-Universität zu Berlin, Berlin, 1995.
- [47] S.Hundertmark et al., AMANDA Upgrade and Feasibility Study for KM3, DESY Internal Report, 1996.
- [48] P.Lipari, T.Stanev, Propagation of multi-TeV muons, Physical Review D Vol 44 Num11 (1991) 3543.
- [49] W.Lohmann, R.Kopp, R.Voss, Energy Loss of Muons in the Range 1-10000 GeV, Cern 85-03 (1985).
- [50] M.S.Longair, High energy astrophysics, Cambridge University Press, Cambridge, 1981.
- [51] D.M.Lowder, Attenuation studies using *AMANDA* calibration surces, AMANDA Internal Report, 1996.
- [52] P.Lindahl, Investigation of Timing Properties and Possibilities for Analog Pulse Detection for a Detector Channel of the Neutrino Telescope AMANDA, M.Sc.Thesis, Uppsala University, ISV-10/1997, 1997.
- [53] L.Lyons, Statistics for nuclear and particle physicists, Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
- [54] B.S.Meyer et al., Cosmic-Ray Muon Intensity Deep Underground versus Depth, Physical Review D Vol. 1 Num 8 (1970) 2229.

- [55] L.Resvanis, Nestor: A Mediterranean Neutrino Telescope, *Europhys. News* (1992) 23.
- [56] J.Öhrmalm, Effects of the magnetic field on the AMANDA optical module and pulse-height and time-over-threshold distributions of the PMT signal for 1pe, 2pe and 3pe events, Diplomarbeit, Uppsala University, TSL/ISV-97-0174, 1997.
- [57] O.Streicher, Nachweis von Myonen aus Wechselwirkungen von atmosphärischen Neutrinos in Unterwasser-Neutrino-Teleskopen, Humboldt Universität zu Berlin, Berlin, 1994.
- [58] S.Hundertmark, Ch.H.Wiebusch and R. Wischnewski, Optimisation of the AMANDA-B detector geometry including a first approach to muon reconstruction, AMANDA internal report, Zeuthen, 1996.
- [59] D.Pandel, Measurement of Water and Detector Parameters and Reconstruction of Muons to Energies of 100 TeV with the Baikal Neutrino Telescope NT-72, Diplomarbeit, Humboldt Universität, Berlin, 1996.
- [60] T.Piran, Towards understanding Gamma-Ray Bursts, *astro-ph/9507114*, 1995.
- [61] P.B.Price, Kinetics of conversion of air hydrate crystals in Antarctic ice, *Science* 267 (1995) 1802-1804.
- [62] Biron et al., Proposal, Upgrade of AMANDA-B towards AMANDA-II, Zeuthen, PRC 97/05, 1997.
- [63] A.Karle, Monte Carlo simulation of photon scattering and absorption for AMANDA, AMANDA internal note, 1997.
- [64] W.Rhode, Untersuchung der Energiespektren hochenergetischer Muonen im Frejusdetektor, Dissertation, Wuppertal, 1993.
- [65] C.Spiering, Improvement of photomultiplier sensitivities to Cherenkov light, PHE85-05, Zeuthen, 1984.
- [66] T.Stanev, *Astrophysical Neutrinos in High Energy Astrophysics*, World Scientific Publishing, Singapore, 1994.
- [67] V.Stenger, Track fitting for the DUMAND Octagon, HDC-1-90, 1990.
- [68] S.Barwick, Aufzeichnungen zur DAQ, private Mitteilung, 1997.
- [69] C.Wiebusch, The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes, Dissertation, RWTH Aachen, 1995.
- [70] C.Wiebusch, Preliminary results on the angular response of the AMANDA optical module, AMANDA internal report, 1996.
- [71] C.Wiebusch, private Mitteilung, November 1998.

- [72] C.Wiebusch et al., Muon Reconstruction with AMANDA-B. Proc. 25th ICRC, Durban, Südafrika, 7 (1997) 13.
- [73] R.Wischnewski, private Mitteilung 1998.
- [74] A.Richards and K.Woschnagg, South Pole Deep Ice Properties at  $\lambda = 337$  nm, AMANDA internal report, 1997.
- [75] K.Woschnagg, AMANDA Meeting Madison, May 1997.
- [76] Photomultiplier Tubes, Principles & Applications, Philips Export B.V., 1994.
- [77] Review of Particle Physics, Particles and Fields, Physical Review D Vol 54 Num 1 (1996).
- [78] Review of Particle Physics, The European Physical Journal C Vol 1 Num 1–4 (1998).
- [79] Brockhaus abc, Physik, VEB F.A. Brockhaus Verlag Leipzig, 1989.
- [80] F.Reines et al., Muons Produced by Atmospheric Neutrinos: Experiment, Physical Review D Vol 4 Num1 (1971) 80.
- [81] SiEGMuND Homepage,  
<http://www.ifh.de/baikal/software/siegmund/siegmund.html>
- [82] AMANDA Stockholm Homepage,  
<http://www.vanh.physto.se/~amanda>
- [83] L.V.Volkova, G.T. Zatsepin, L.A. Kuzmichev, Yad. Fiz. 31 (1980) 1510.
- [84] G.Zech, Comparing statistical data to Monte Carlo simulation - parameter fitting and unfolding, DESY , 1995.

# A Anhang

## A.1 Parameter der *AMANDA-B4*-Simulation

OM	X [cm]	Y [cm]	Z [cm]	Or	1-Pe [mV]	Rate [Hz]	A [m <sup>2</sup> ]	RS	$t_0$ [s]	NP %	DT [ $\mu$ s]
1	-239.	5156.	21000.	up	322.	378.	0.0284	0.79	107.0	.06	6.
2	-236.	5127.	19000.	down	182.	466.	0.0284	0.99	183.0	.04	6.
3	-229.	5097.	17000.	down	184.	417.	0.0284	1.01	336.0	.08	6.
4	-216.	5066.	15000.	down	287.	421.	0.0284	0.99	391.0	.06	6.
5	-198.	5036.	13000.	down	296.	417.	0.0284	0.99	534.0	.06	6.
6	-174.	5008.	11000.	down	327.	580.	0.0284	1.00	707.0	.07	6.
7	-150.	4980.	9000.	down	271.	391.	0.0284	1.03	700.0	.06	6.
8	-123.	4971.	7000.	down	260.	347.	0.0284	0.99	791.0	.03	6.
9	-106.	4986.	5000.	down	346.	372.	0.0284	1.03	930.0	.05	6.
10	-97.	5005.	3000.	up	286.	375.	0.0284	0.77	1005.0	.07	6.
11	-96.	5016.	1000.	down	301.	349.	0.0284	0.92	1098.0	.05	6.
12	-97.	5014.	-1000.	down	328.	339.	0.0284	1.03	1230.0	.04	6.
13	-104.	5012.	-3000.	down	271.	382.	0.0284	1.03	1327.0	.04	6.
14	-115.	5015.	-5000.	down	269.	360.	0.0284	0.97	1423.0	.03	6.
15	-132.	5006.	-7000.	down	398.	353.	0.0284	0.99	1576.0	.07	6.
16	-155.	5000.	-9000.	down	277.	451.	0.0284	1.03	1571.0	.04	6.
17	-184.	4999.	-11000.	down	162.	636.	0.0284	1.01	1676.0	.12	6.
18	-216.	5002.	-13000.	down	71.	635.	0.0284	0.95	1855.0	.05	6.
19	-249.	5017.	-15000.	down	264.	417.	0.0284	1.06	1912.0	.05	6.
20	-279.	5039.	-17000.	down	234.	334.	0.0284	1.03	1988.0	.06	6.
21	-2216.	-2592.	21000.	up	259.	357.	0.0284	0.84	68.0	.06	6.
22	-2214.	-2591.	19000.	down	272.	401.	0.0284	0.99	181.0	.04	6.
23	-2212.	-2593.	17000.	down	261.	318.	0.0284	0.99	271.0	.05	6.
24	-2210.	-2594.	15000.	down	230.	312.	0.0284	1.00	378.0	.04	6.
25	-2207.	-2594.	13000.	down	245.	421.	0.0284	0.97	517.0	.05	6.
26	-2205.	-2594.	11000.	down	305.	430.	0.0284	0.92	555.0	.05	6.
27	-2202.	-2596.	9000.	down	227.	342.	0.0284	0.91	712.0	.03	6.
28	-2201.	-2597.	7000.	down	0.	1.	0.0284	0.99	0.0	.00	6.
29	-2200.	-2599.	5000.	down	280.	415.	0.0284	1.01	886.0	.04	6.
30	-2197.	-2597.	3000.	up	170.	372.	0.0284	0.83	955.0	.04	6.
31	-2196.	-2590.	1000.	down	255.	373.	0.0284	1.03	1045.0	.07	6.
32	-2190.	-2587.	-1000.	down	0.	1.	0.0284	0.94	0.0	.00	6.
33	-2184.	-2584.	-3000.	down	213.	388.	0.0284	0.99	1217.0	.03	6.
34	-2178.	-2580.	-5000.	down	318.	359.	0.0284	0.99	1321.0	.03	6.
35	-2174.	-2574.	-7000.	down	369.	431.	0.0284	0.97	1403.0	.05	6.
36	-2167.	-2577.	-9000.	down	176.	1536.	0.0284	1.07	1518.0	.10	6.
37	-2162.	-2578.	-11000.	down	255.	313.	0.0284	1.03	1602.0	.05	6.
38	-2157.	-2578.	-13000.	down	291.	322.	0.0284	1.03	1722.0	.07	6.
39	-2157.	-2578.	-15000.	down	0.	1.	0.0284	0.99	0.0	.00	6.
40	-2157.	-2578.	-17000.	down	0.	1.	0.0284	1.00	0.0	.00	6.

Tabelle 32: Die verwendeten Parameter zur Simulation des *AMANDA-B4*-Detektors für die ersten 40 optischen Module. Hierbei meint Or die Orientierung, 1-Pe beschreibt die Lage des 1-Photoelektron-Peaks, Rate meint die Rauschrate, A ist die Kathodenfläche des optischen Moduls, RS die relative Sensitivität,  $t_0$  die Kabellaufzeit, NP und DT die Nachpulswahrscheinlichkeit und die Zeit, zu der der Nachpuls im Mittel stattfindet.

OM	X [cm]	Y [cm]	Z [cm]	Or	1-Pe [mV]	Rate [Hz]	A [m <sup>2</sup> ]	RS	$t_0$ [s]	NP %	DT [ $\mu$ s]
41	3252.	-538.	16000.	up	89.	978.	0.0284	0.80	0.0	.09	6.
42	3252.	-533.	14000.	down	105.	901.	0.0284	1.01	122.0	.06	6.
43	3253.	-528.	12000.	down	272.	401.	0.0284	1.07	198.5	.09	6.
44	3254.	-523.	10000.	down	244.	346.	0.0284	1.08	311.0	.03	6.
45	3256.	-518.	8000.	down	203.	442.	0.0284	0.99	423.5	.04	6.
46	3258.	-514.	6000.	down	263.	325.	0.0284	1.03	472.0	.04	6.
47	3260.	-510.	4000.	down	0.	1.	0.0284	1.03	0.0	.00	6.
48	3261.	-506.	2000.	down	244.	342.	0.0284	1.00	694.0	.03	6.
49	3261.	-503.	000.	down	299.	467.	0.0284	1.03	929.0	.04	6.
50	3262.	-501.	-2000.	up	0.	1.	0.0284	0.74	955.0	.00	6.
51	3262.	-498.	-4000.	down	224.	325.	0.0284	1.01	982.0	.04	6.
52	3261.	-494.	-6000.	down	285.	364.	0.0284	0.94	1072.0	.04	6.
53	3260.	-489.	-8000.	down	382.	299.	0.0284	0.92	1183.5	.04	6.
54	3259.	-485.	-10000.	down	276.	343.	0.0284	0.97	1225.0	.07	6.
55	3258.	-480.	-12000.	down	272.	354.	0.0284	0.94	1363.5	.04	6.
56	3256.	-476.	-14000.	down	291.	384.	0.0284	1.07	1430.0	.05	6.
57	3256.	-476.	-16000.	down	0.	1.	0.0284	1.03	0.0	.00	6.
58	3256.	-476.	-18000.	down	219.	338.	0.0284	0.99	1661.0	.03	6.
59	3256.	-476.	-20000.	down	272.	364.	0.0284	0.97	1751.5	.07	6.
60	3256.	-476.	-22000.	down	246.	458.	0.0284	1.08	1863.0	.08	6.
61	165.	11.	18000.	up	254.	1505.	0.0284	0.78	97.5	.21	6.
62	148.	13.	16000.	up	254.	1396.	0.0284	0.83	166.0	.13	6.
63	130.	14.	14000.	down	249.	397.	0.0284	1.03	304.5	.06	6.
64	112.	14.	12000.	down	277.	443.	0.0284	1.03	345.0	.06	6.
65	94.	13.	10000.	down	254.	370.	0.0284	1.00	494.0	.03	6.
66	76.	11.	8000.	down	254.	402.	0.0284	0.97	564.5	.04	6.
67	57.	7.	6000.	down	254.	464.	0.0284	0.94	647.5	.07	6.
68	38.	3.	4000.	down	233.	339.	0.0284	0.94	799.0	.06	6.
69	19.	1.	2000.	down	241.	417.	0.0284	1.01	918.5	.06	6.
70	0.	0.	000.	up	227.	342.	0.0284	0.83	956.0	.06	6.
71	-18.	0.	-2000.	down	199.	389.	0.0284	0.97	1066.0	.03	6.
72	-37.	-1.	-4000.	down	228.	412.	0.0284	1.14	1169.0	.04	6.
73	-55.	-4.	-6000.	down	255.	480.	0.0284	0.97	1395.0	.06	6.
74	-61.	-12.	-8000.	down	201.	305.	0.0284	0.92	1336.5	.03	6.
75	-73.	-27.	-10000.	down	194.	280.	0.0284	1.03	1528.0	.03	6.
76	-82.	-44.	-12000.	down	69.	223.	0.0284	1.00	1562.0	.04	6.
77	-86.	-62.	-14000.	down	227.	323.	0.0284	1.00	1629.0	.06	6.
78	-86.	-82.	-16000.	down	0.	1.	0.0284	1.04	0.0	.00	6.
79	-85.	-101.	-18000.	up	244.	1.	0.0284	0.83	1815.5	.01	6.
80	-82.	-120.	-20000.	up	184.	409.	0.0284	0.83	1894.0	.07	6.
81	-64.	-169.	-25270.	up	0.	1.	0.0284	0.80	3152.0	.06	6.
82	-63.	-170.	-25510.	down	0.	1.	0.0284	0.99	3152.0	.06	6.
83	-62.	-172.	-25760.	up	0.	1.	0.0284	0.83	3077.0	.06	6.
84	-61.	-174.	-25940.	up	100.	436.	0.0284	0.77	3077.0	.06	6.
85	-52.	-189.	-27760.	down	0.	1.	0.0284	1.00	3238.0	.06	6.
86	-51.	-191.	-27940.	down	100.	376.	0.0284	1.00	3238.0	.06	6.

Tabelle 33: Die verwendeten Parameter zur Simulation des *AMANDA-B<sub>4</sub>*-Detektors für die Module Nummer 41–86. Hierbei meint Or die Orientierung, 1-Pe beschreibt die Lage des 1-Photoelektron-Peaks, Rate meint die Rauschrate, A ist die Kathodenfläche des optischen Moduls, RS die relative Sensitivität,  $t_0$  die Kabellaufzeit, NP und DT die Nachpulswahrscheinlichkeit und die Zeit, zu der der Nachpuls im Mittel stattfindet.



## A.2 Parameter zur Kalibration der experimentellen Daten

OM	X [m]	Y [m]	Z [m]	$t_0$ [ns]	$\alpha$ [1/ $\sqrt{\text{mV}}$ ]
1	-2.390	51.560	210.0	107.0	793.9
2	-2.360	51.270	190.0	183.0	536.0
3	-2.290	50.970	170.0	336.0	546.6
4	-2.160	50.660	150.0	391.0	595.9
5	-1.980	50.360	130.0	534.0	591.8
6	-1.740	50.080	110.0	707.0	672.8
7	-1.500	49.800	90.0	700.0	657.0
8	-1.230	49.710	70.0	791.0	898.3
9	-1.060	49.860	50.0	930.0	722.7
10	-.970	50.050	30.0	1005.0	689.3
11	-.960	50.160	10.0	1098.0	697.6
12	-.970	50.140	-10.0	1230.0	725.2
13	-1.040	50.120	-30.0	1327.0	683.9
14	-1.150	50.150	-50.0	1423.0	600.0
15	-1.320	50.060	-70.0	1576.0	753.8
16	-1.550	50.000	-90.0	1571.0	727.2
17	-1.840	49.990	-110.0	1676.5	760.1
18	-2.160	50.020	-130.0	1855.0	1011.0
19	-2.490	50.170	-150.0	1912.0	600.0
20	-2.790	50.390	-170.0	1988.0	863.7
21	-22.160	25.920	210.0	68.000	614.0
22	-22.140	25.910	190.0	181.00	550.6
23	-22.120	25.930	170.0	271.00	623.6
24	-22.100	25.940	150.0	378.00	609.7
25	-22.070	25.940	130.0	517.00	613.4
26	-22.050	25.940	110.0	555.00	701.5
27	-22.020	25.960	90.0	712.00	616.1
28	-22.010	25.970	70.0	0.0	0.0
29	-22.000	25.990	50.0	886.00	476.8
30	-21.970	25.970	30.0	955.00	675.6
31	-21.960	25.900	10.0	1045.0	479.1
32	-21.900	25.870	-10.0	0.0	0.0
33	-21.840	25.840	-30.0	1217.0	664.0
34	-21.780	25.800	-50.0	1321.0	686.3
35	-21.740	25.740	-70.0	1403.0	667.8
36	-21.670	25.770	-90.0	1518.0	709.9
37	-21.620	25.780	-110.0	1602.0	678.8
38	-21.570	25.780	-130.0	1722.0	691.3
39	-21.570	25.780	-150.0	0.0	0.0
40	-21.570	25.780	-170.0	0.0	0.0

Tabelle 34: Die Kalibrationskonstanten, die zur Kalibration der experimentellen Daten in dieser Arbeit verwendet wurden. Für die optischen Module Nummer 1-40.

OM	X [m]	Y [m]	Z [m]	$t_0$ [ns]	$\alpha$ [1/ $\sqrt{\text{mV}}$ ]
41	32.520	-5.380	160.0	0.0	769.6
42	32.520	-5.330	140.0	122.00	684.9
43	32.530	-5.280	120.0	198.50	520.6
44	32.540	-5.230	100.0	311.00	432.8
45	32.560	-5.180	80.0	423.50	749.1
46	32.580	-5.140	60.0	472.00	584.9
47	32.600	-5.100	40.0	0.0	0.0
48	32.610	-5.060	20.0	694.00	578.0
49	32.610	-5.030	0.0	929.00	495.3
50	32.620	-5.010	-20.0	955.00	600.0
51	32.620	-4.980	-40.0	982.00	642.8
52	32.610	-4.940	-60.0	1072.0	676.3
53	32.600	-4.890	-80.0	1183.5	635.4
54	32.590	-4.850	-100.0	1225.0	670.9
55	32.580	-4.800	-120.0	1363.5	722.2
56	32.560	-4.760	-140.0	1430.0	751.1
57	32.560	-4.760	-160.0	0.0	0.0
58	32.560	-4.760	-180.0	1661.0	746.8
59	32.560	-4.760	-200.0	1751.5	788.6
60	32.560	-4.760	-220.0	1863.0	797.5
61	1.650	.110	180.0	97.500	803.5
62	1.480	.130	160.0	166.00	752.0
63	1.300	.140	140.0	304.50	503.9
64	1.120	.140	120.0	345.00	530.2
65	.940	.130	100.0	494.00	506.1
66	.760	.110	80.0	564.50	640.7
67	.570	.070	60.0	647.50	536.7
68	.380	.030	40.0	799.00	533.8
69	.190	.010	20.0	918.50	597.9
70	0.0	0.0	0.0	956.00	604.7
71	-.180	0.0	-20.0	1066.0	654.7
72	-.370	-.010	-40.0	1169.0	643.2
73	-.550	-.040	-60.0	1395.0	632.1
74	-.610	-.120	-80.0	1336.5	650.6
75	-.730	-.270	-100.0	1528.0	655.4
76	-.820	-.440	-120.0	1562.0	1521.0
77	-.860	-.620	-140.0	1629.0	742.7
78	-.860	-.820	-160.0	0.0	0.0
79	-.850	-1.010	-180.0	1815.5	804.7
80	-.820	-1.200	-200.0	1894.0	797.7
81	-.640	-1.690	-252.7	3152.0	380.0
82	-.630	-1.700	-255.1	3152.0	380.0
83	-.620	-1.720	-257.6	3077.0	380.0
84	-.610	-1.740	-259.4	3077.0	368.2
85	-.520	-1.890	-277.6	3238.0	380.0
86	-.510	-1.910	-279.4	3238.0	380.0

Tabelle 35: Die Kalibrationskonstanten, die zur Kalibration der experimentellen Daten in dieser Arbeit verwendet wurden. Für die optischen Module Nummer 41-86.

### A.3 Die Neutrino-Kandidaten

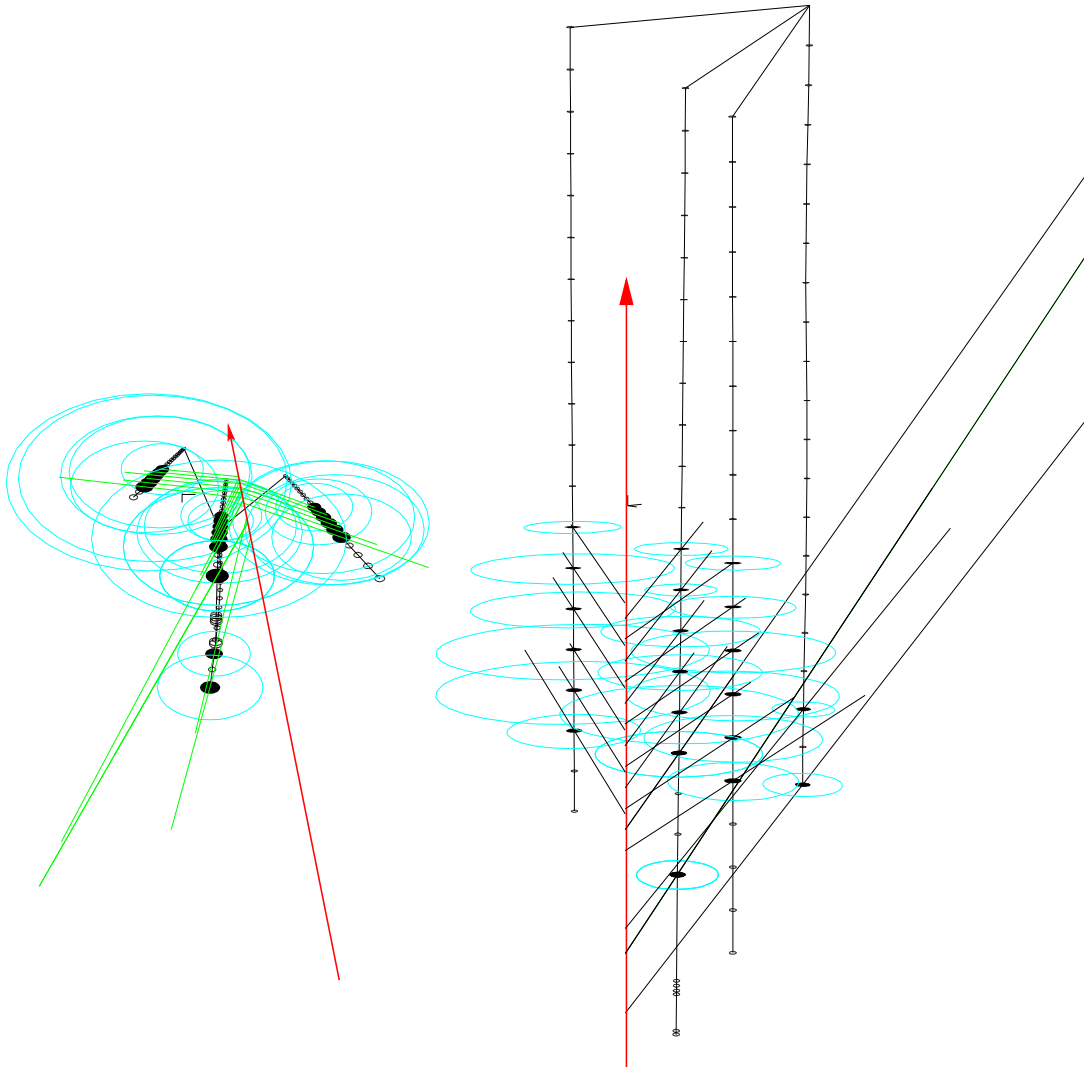


Abbildung 99: Das prominenteste der rekonstruierten “Neutrino-Kandidaten”, die Nummer 1997862. Es hat 24 Treffer an 21 optischen Modulen. Davon sind 11 direkte Treffer ( $N_{\text{direkt},75}$ ). Der rekonstruierte Zenitwinkel ist genau  $180^\circ$ . Für jeden Treffer gibt eine Linie den Weg eines ungestreuten Cherenkovphotons an. Die Länge nach dem optischen Modul ist proportional zur Verzögerung dieses Treffers gegenüber einem ungestreuten Photons. Wie in Kapitel 14 gezeigt beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß dies ein neutrinoinduziertes Ereignis ist  $\sim 6\%$ .

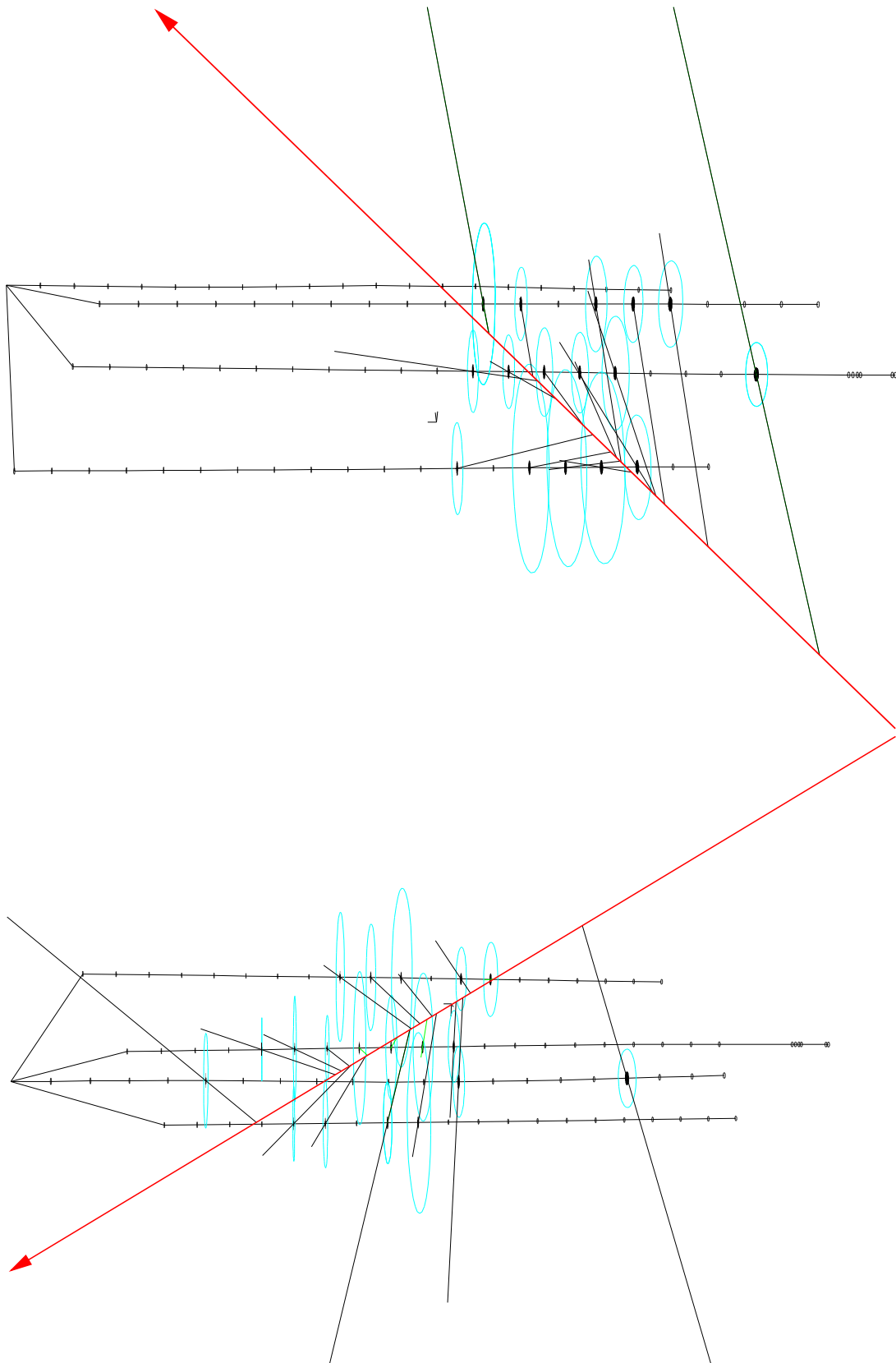


Abbildung 100: Oben das Ereignis Nummer 2154579. Es hat 19 Treffer an 16 optischen Modulen. Bei 10 direkten Treffern ( $N_{direkt,75}$ ) hat es einen rekonstruierten Zenitwinkel von  $149^\circ$ . Darunter das Ereignis Nummer 2485598. Es hat 20 Treffer an 19 optischen Modulen. Bei 10 direkten Treffern ( $N_{direkt,75}$ ) hat es einen rekonstruierten Zenitwinkel von  $146^\circ$ .

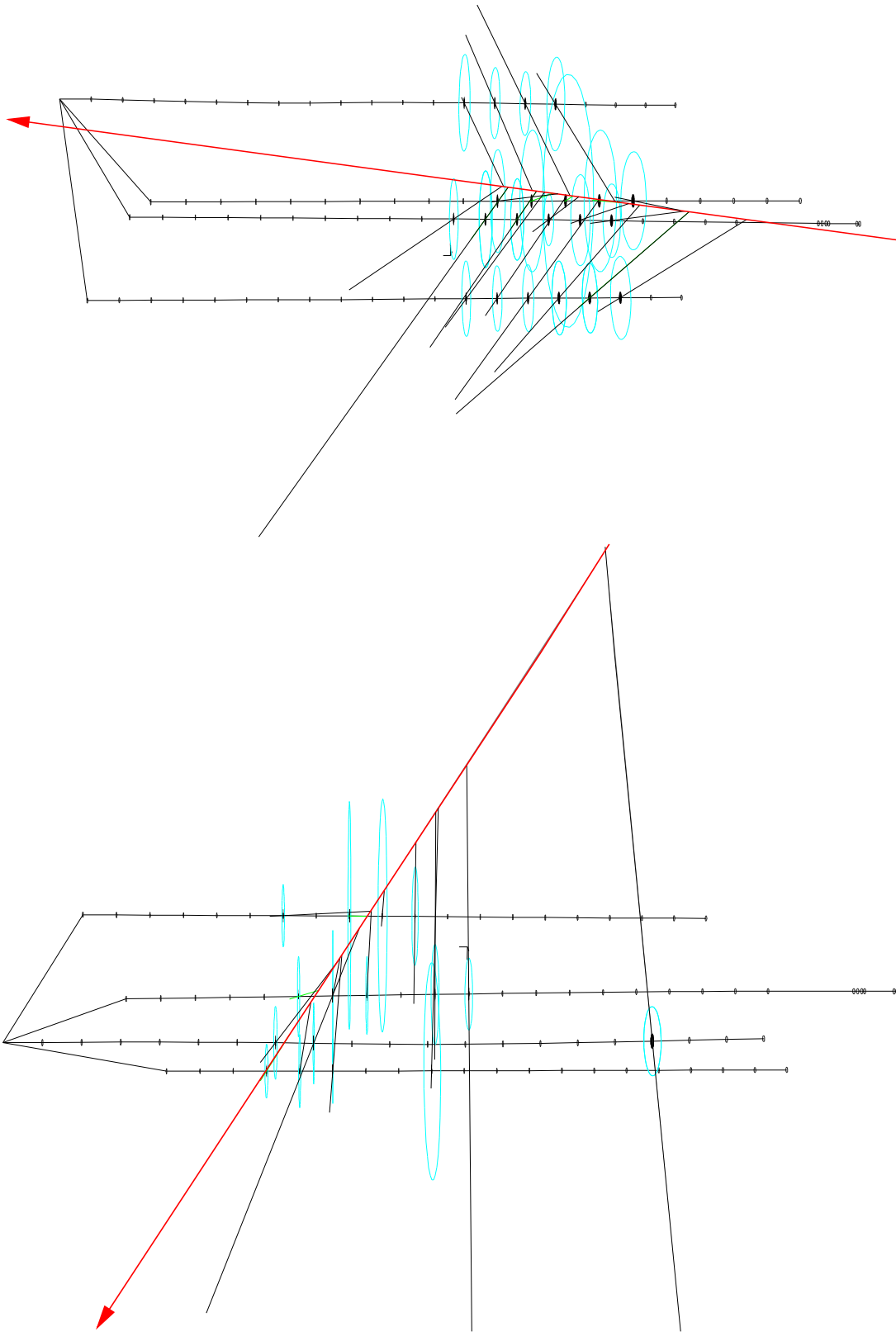


Abbildung 101: Oben das Ereignis Nummer 2838162. Es hat 25 Treffer an 21 optischen Modulen. Bei 10 direkten Treffern ( $N_{\text{direkt},75}$ ) hat es einen rekonstruierten Zenitwinkel von  $132^\circ$ . Darunter das Ereignis Nummer 4051428. Es hat 17 Treffer an 16 optischen Modulen. Bei 11 direkten Treffern ( $N_{\text{direkt},75}$ ) hat es einen rekonstruierten Zenitwinkel von  $134^\circ$ .

## Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt zu haben und keine weiteren als die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

.....  
(Stephan Hundertmark)

## Danksagung

Mein Dank gilt zunächst den Mitgliedern der *AMANDA*-Kollaboration. Ohne die großartige Zusammenarbeit und die praktizierte Offenheit wäre ein solch außergewöhnliches Experiment wohl nicht möglich.

An dieser Stelle möchte ich auch die Menschen, die in der Südpolstation arbeiten erwähnen. Das menschliche Klima und die Arbeitsbedingungen dort sind durch Ihren Einsatz wohl nahe an dem, was man als optimal bezeichnen würde.

Bedanken möchte ich mich bei meinem Betreuer C.Spiering für die vielen Stunden die er im Zusammenhang mit meiner Arbeit geopfert hat. Auch allen Mitgliedern der Zeutheiner Arbeitsgruppe bin ich sehr verbunden, ohne Ihre Mithilfe wäre ich wohl nicht da angekommen, wo ich nun bin.

Im privaten Bereich möchte ich meiner Freundin Ulrike Rost danken. Sie hat mich auf dem Weg diese Arbeit zu vollenden immer unterstützt und bestärkt. Mindestens ebenso wichtig waren für mich die vielen Stunden die wir gemeinsam auf dem Boot, bei Spaziergängen oder in der Kneipe verbracht haben.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name: Stephan Hundertmark  
Geburtstag: 04.05.1968  
Geburtsort: Rüsselsheim, Hessen  
Familienstand: ledig

## Schulbildung

1978–1987 Staatliches Gymnasium am Rittersberg, Kaiserslautern. Abschluß mit der Allgemeinen Hochschulreife.

## Bundeswehr

1987–1989 Reserveoffizierlaufbahn im Fernmeldebereich. Erreichter Dienstgrad: Oberleutnant der Reserve.

## Hochschulstudium

1989–1993 Studium im Hauptfach Physik mit Nebenfach Mathematik an der Universität Kiel. Schwerpunkte: Kosmische Strahlung und Elementsynthese, sowie Physik der Laser.

1994–1995 Diplomarbeit an der Großforschungseinrichtung Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY) in Hamburg. Thema: Simulation von Myonen aus Pionen- und Kaonenzerfällen bei H1.  
Abschlußnote: Sehr Gut.  
Mitarbeit in der H1-Kollaboration.

1995–1999 Promotion am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Zeuthen.  
Thema: Simulation und Analyse der Myonendaten des AMANDA-B4-Neutrinooteleskopes.  
Mitarbeit in der AMANDA-Kollaboration.



## **Auslandserfahrungen**

Zwei 4-wöchige Arbeitsaufenthalte in der amerikanischen Südpolstation. Dort Teilnahme am Aufbau des AMANDA-Neutrinooteleskops. Vier mehrwöchige Gastaufenthalte bei Partneruniversitäten in Irvine (USA), Madison (USA) und Stockholm (Schweden).

## **Fremdsprachen**

Englisch fließend, Französisch Grundkenntnisse

## **Ehrenamtliche Tätigkeit**

Seit 1989 Mitarbeit in der DJH-Segelschule in Bad Zwischenahn. Durchführung von 2-wöchigen Segelkursen zur Vorbereitung auf die amtliche Prüfung zum Sportbootführerschein-Binnen. Seit 1991 Leiter dieser Kurse. Mitglied des dreiköpfigen Leitungsteams dieser Segelschule.

## **sonstige Interessen**

Segeln, Handwerken, Linux, Aktien

.....  
(Stephan Hundertmark)

## Publikationsliste

AMASIM-Neutrino Detector Simulation Program

By AMANDA Collaboration (S.Hundertmark et al.), July 1998.

To appear in Proc. International Workshop: Simulation and Analysis Methods for Large Neutrino Detectors, July 6–9, 1998.

The Amanda Neutrino Detector

By AMANDA Collaboration (R.Wischnewski et al.), July 1998.

To appear in Proc. Xth Int. Symp. on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Lab. Nat. Gran Sasso, Italy, July 1998.

The AMANDA neutrino telescope.

By AMANDA Collaboration (F.Halzen et al.), Sep 1998.

18th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 98), Takayama, Japan, 4-9 Jun 1998.

hep-ex/9809025

The AMANDA neutrino telescope and the indirect search for dark matter.

By AMANDA Collaboration (F.Halzen et al.), Apr 1998.

3rd International Symposium on Sources and Detection of Dark Matter in the Universe (DM 98), Santa Monica, CA, 18-20 Feb 1998.

hep-ex/9804007

Optical Properties of Deep Ice at the South Pole - Absorption.

By AMANDA Collaboration (P.Askebjerg et al.).

Applied Optics 36, 18 (1997) 4168.

Neutrino Astronomy with AMANDA.

By AMANDA Collaboration (C.Wiebusch for the collaboration). Oct 1997.

Ringberg Workshop on Neutrino Astrophysics, Ringberg Castle, Tegernsee, Germany, 20-24 Oct 1997.

Status of the AMANDA and Baikal Neutrino Telescopes.

By AMANDA Collaboration (P.Askebjerg et al.).

Nuclear Physics (Proceedings Supplements) 52B, (1997) 256-260.

UV and Optical Light Transmission Properties in Deep Ice at the South Pole.

By AMANDA Collaboration (P.Askebjerg et al.).

Geophys. Res. Lett. 24, (1997) 1355.

Latest Results from AMANDA.

By AMANDA Collaboration (P.Brice et al.).

Proc. XXXII Ind Rencontres de Moriond, Les Arcs, France, 1997.

Muon Reconstruction with AMANDA-B.  
By AMANDA Collaboration (C.Wiebusch et al.).  
Proc. 25th ICRC, Durban, South Africa, 7 (1997) 13.

First Look to AMANDA-B Data.  
By AMANDA Collaboration (S.Tilav et al.).  
Proc. 25th ICRC, Durban, South Africa, 7 (1997) 5.

Cascade Analysis of AMANDA-A.  
By AMANDA Collaboration (R.Porrata et al.).  
Proc. 25th ICRC, Durban, South Africa, 7 (1997) 9.

The Status of the AMANDA High Energy Neutrino Detector.  
By AMANDA Collaboration (S.Barwick et al.).  
Proc. 25th ICRC, Durban, South Africa, 7 (1997) 1.

Analog optical transmission of fast photomultiplier pulses over distances of 2-km.  
By A.Karle et al. Aug 1996.  
Nucl. Instrum. Meth. A387:274-277,1997

The AMANDA experiment:  
Status and prospects for indirect dark matter detection.  
By AMANDA Collaboration (L.Bergstrom et al.). Sep 1996.  
International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDIM 96), Sheffield,  
England, 8-11 Sep 1996.  
astro-ph/9612122

Status of the AMANDA South Pole Neutrino Detector.  
By AMANDA Collaboration (Francis Halzen for the collaboration). Sep 1996.  
International Workshop on Aspects of Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics,  
Heidelberg, Germany, 16-20 Sep 1996.  
hep-ex/9611014

The AMANDA experiment.  
By AMANDA Collaboration (P.O.Hulth et al.). Dec 1996.  
17th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 96),  
Helsinki, Finland, 13-20 Jun 1996.  
astro-ph/9612068